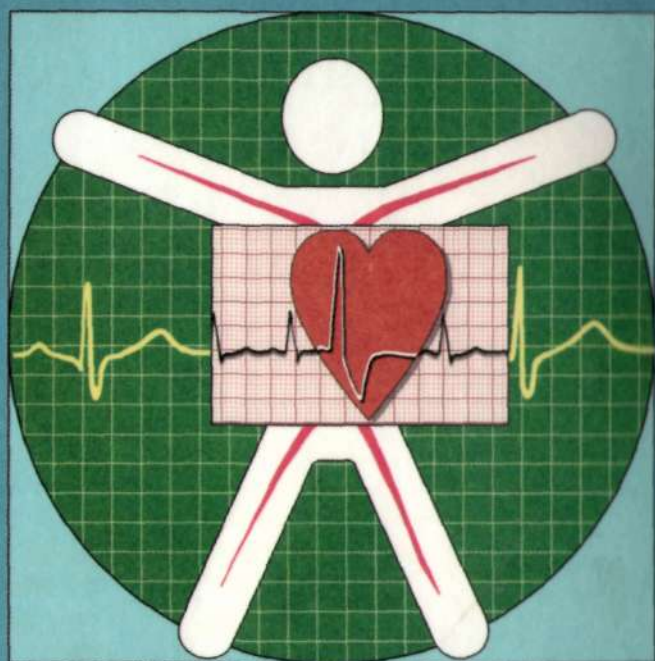


TIBBIYOT O'QUV ADABIYOTI



TIBBIY VA BIOLOGIK FIZIKA



Remizov
Aleksandr

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI SOG'LIQNI SAQLASH
VAZIRLIGI

A.N. Remizov

TIBBIY VA BIOLOGIK FIZIKA

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va
o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan
tibbiyot oliy o'quv yurtlari talabalari uchun
darslik sifatida tavsiya etilgan*

«O'zbekiston milliy ensiklopediyasi»

Davlat ilmiy nashriyoti

Toshkent – 2005

Tarjimonlar:

Texnika fanlari doktori, prof **M.M.Qodirov**

Biologiya fanlari doktori, prof. **S.D.Yuldashev**

Fizika-matematika fanlari nomozodi, dots. **A.Mullajonov**

Fizika-matematika fanlari nomozodi, dots. **H.Rahimova**

TTA ass. **G.Mirzahmedova**

R $\frac{4107000000}{358-2005}$ 05

ISBN 5-89890-109-4

© A.N.Remizov, 1992 (tarjima)

© Ibn Sino nomidagi nashriyot, 1992.

© „O‘zbekiston milliy ensiklopediyasi“
Davlat ilmiy nashriyoti, 2005

SO‘ZBOSHI

Hozirgi zamon tibbiyotining yutuqlari ko‘p jihatdan fizika, texnika va tibbiy asbobsozlikdagi muvaffaqiyatlarga asoslangan. Kasalliklarning tabiati va sog‘ayish mexanizmi ko‘p hollarda biofizika tushunchalari asosida tushuntiriladi. Shuning uchun tibbiyot oliygohining talabalari I- kursdanoq “Tibbiy va biologik fizika” kursida fizika, texnik, biologik fizika va matematikadan umumiy holda maxsus bilimlarni egallaydilar, bu fanlarning asosi fizika bo‘lib, u tibbiy-biologik masalalarni hal qilishga yo‘naltiriladi.

Tibbiy va biologik fizika kursida ideologik yo‘nalish katta ahamiyatga ega bo‘lib, u talabalarda tirik organizmlarda sodir bo‘ladigan jarayonlarni tushunishga yordam berishi va ularni vatanparvarlik ruhida tarbiyalashi kerak.

Kitob kurs dasturiga mos bo‘lib, uning xususiyatlarini o‘zida aks ettirgan. Ular asosan quyidagilardan iborat:

1. Asosiy materialning kirish qismida tibbiy-biologik o‘lchashlarni matematik usulda hisoblash, informatika va hisoblash texnikasi masalalari bayon qilingan.

2. Kurs ixtisosliklarga bo‘lingan, ya‘ni aniq “tibbiy manzil”ga ega, bu esa oliy ta‘limni qayta qurish talablariga mos keladi.

3. Biofizika alohida ajratilmay, balki mos bo‘limlarda tirik mavjudot fizikasi sifatida bayon qilingan.

Darslik qisman A.N.Remizovning “Курс физики, электроники и кибернетики для медицинских институтов” kitobi (M.1982) asosida yozilgan. Tibbiy asbob-ijjomlar (apparaturalar)ning tavsifi sxematik ravishda bayon qilingan, chunki I.A.Essaulova, M.E.Bloxina, L.D.Gonsovlarining “Руководство к лабораторным работам по медицинской и биологической физике” (M.1987) (1) kitobida ular haqida to‘liq ma‘lumot berilgan. Misol va masalalarni A.N.Remizov, N.X.Isakova, A.G.Maksinalarning “Сборник задач по медицинской и биологической физике” (M., 1987) (2) kitobidan topish mumkin.

Kitob va sanab o‘tilgan adabiyotlar yagona metodik qo‘llanma kompleksini tashkil qilib, aminimizki, shifokorlarni nazariy va amaliy tayyorlashga, talabalar bilan mustaqil ishlashni tashkil qilishga, o‘qitish jarayonini kompyuterlashtirishni kuchaytirishga, muamlatimizda oliy tibbiy ta‘limni qayta qurishning boshqa muhim jihatlarga yordam beradi.

3-bob A.D.Gonsov tomonidan, 8-bob esa M.R.Bogomilskiy bilan hamkorlikda yozilgan.

Muallif malakali va mufassal taqrizlari uchun professor V.F.Antonovga va Novosibirsk tibbiyot oliygohining tibbiyot va biologik fizika kafedrasining xodimlariga (kafedra mudiri V.V.Kamenskaya) o‘z minnatdorchiligini izhor qiladi.

KIRISH

Materiya harakatining turli shakllari bir-biri bilan aloqadorlikda va bir-biriga bog'liq bo'ladi, bu esa avvalgi fanlar qo'shilishidan yangi fanlarning — biofizika, astrofizika, kimyoviy fizika va boshqalarning kelib chiqishiga, shuningdek, bir fan yutug'idan boshqa fanning rivoji uchun foydalanishga sabab bo'ladi.

Kitobxonni, albatta, fizikaning tibbiyot fani bilan bo'lgan aloqadorligi qiziqtiradi. Fizik bilimlarning, usullarning va apparatlarning tibbiyotda qo'llanilishi ko'p qirrali bo'lib, quyida bu bog'lanishning ba'zi bir asosiy jihatlarigina keltiriladi.

Organizmdagi fizik jarayonlar. Biofizika. Inson organizmida sodir bo'ladigan turli jarayonlarning murakkabligiga va o'zaro bog'liqlikda bo'lishiga qaramay, ular orasidan ko'pincha fizik jarayonga yaqin bo'lganlarini ajratib ko'rsatish mumkin bo'ladi. Masalan, qon aylanishi kabi murakkab fiziologik jarayon aslida fizik jarayondir, chunki bu jarayon suyuqlikning oqishi (gidrodinamika), tomir bo'ylab elastik tebranishlarning tarqalishi (tebranishlar va to'lqinlar) yurakning mexanik ishi (mexanika), biopotensialarning generatsiyasi (elektr) va hokazolar bilan bog'liq. Nafas olish gaz harakati (aerodinamika), issiqlik uzatish (termodinamika), bug'lanish (fazoviy o'tishlar) va hokazolar bilan bog'liq.

Organizmda fizik makrojarayonlardan tashqari, xuddi jonsiz tabiatdagi kabi molekular jarayonlar ham sodir bo'ladi va ular biologik sistemalarning holatini belgilaydi. Bunday mikrojarayonlarning fizikasini tushunish organizm holatini, ba'zi bir kasalliklarning tabiatini tushunish, dorilarning ta'sirini va shu kabilarni to'g'ri baholash uchun zarurdir.

Bu masalalarning hammasida fizika biologiya bilan shu darajada bog'langanki, u mustaqil fan — biofizikani vujudga keltiradi. Bu fan tirik organizmdagi fizik va fizikaviy-kimyoviy jarayonlarni, shuningdek, biologik sistemalarning ultrastrukturasini tashkil qilishining hamma jabhalarida-submolekular va molekularidan to'to'qima va to'liq organizmgacha o'rganadi.

Kasallik diagnostikasining va biologik sistemalarni tadqiq qilishning fizik usullari. Diagnostika va tadqiqotlarning ko'pgina usullari fizik prinsiplar va g'oyalardan foydalanishga asoslangan.

Ko'pgina zamonaviy tibbiy asboblarning tuzilishiga ko'ra fizik asboblardir. Buni ko'rsatish uchun o'quvchiga o'rta maktab kursidan ma'lum bo'lgan ba'zi bir misollarni qarab chiqish kifoya.

Mexanik kattalik-qon bosimi bir qator kasalliklarni baholash uchun foydalaniladigan ko'rsatkichdir. Manbai organizmning ichkarisida bo'lgan tovushlarni eshitish a'zolarining kasalligi yoki sog'lig'i haqida axborot olish imkonini beradi. Ishlashi simobning issiqlikdan kengayishiga asoslangan meditsina termometri — keng tarqalgan diagnostik asbobdir. Keyingi yillarda elektron qurilmalarning rivojlanishi natijasida tirik organizmda hosil bo'layotgan biopotensiallarni yozib olishga asoslangan diagnostik usullar keng tarqalmoqda. Ko'pchilikka ma'lum bo'lgan usul — elektrokardiografiya — yurak faoliyatini aks ettiruvchi biopotensiallarni yozishdir. Mikroskopning tibbiy va biologik tadqiqotlardagi ahamiyati hammaga ma'lum. Tolali optikaga asoslangan zamonaviy tibbiy asboblardan organizmning ichki bo'shliqlarini ko'rishga imkon bermoqda. Spektral analiz usulidan adliyaviy tibbiyotda, gigiyenada, farmakologiyada va biologiyada foydalaniladi; atom va yadro fizikasining yutuqlari diagnostikadagi ancha mashhur metodlar: rentgenologik diagnostika va nishonlangan atomlar usullari ham ko'pchilikka ma'lumdur.

Davolash maqsadida organizmga fizik omillar bilan ta'sir qilish. Tibbiyotda qo'llaniladigan turli davolash usullari ichida davolashning fizik omillari ham o'rin topmoqda. Ularning ba'zilarini ko'rsatib o'tamiz. Suyak sinishlarida foydalaniladigan gipsli bog'lanishlar yordamida shikastlangan organlarni qo'zg'almas holatga keltiriladi. Davolash maqsadida sovitish (muz) va isitish (grelka) issiqlik ta'siriga asoslangandir. Elektr va elektromagnit ta'sirlar fizioterapiyada keng qo'llaniladi. Davolash maqsadida ko'rinadigan va ko'rinmaydigan (ultrabinafsha va infraqizil), rentgen va gamma-nurlanishlar qo'llanilmoqda.

Tibbiyotda foydalaniladigan materiallarning fizik xossalari. Biologik sistemalarning fizik xossalari. Tibbiyotda ishlatilayotgan bog'lamchalar, asboblardan, elektrodlar, protezlar va hokazolar tashqi muhit ta'sirida va shu jumladan biologik muhit ta'sirida ishlaydi. Bunday asboblarni real sharoitda ishlatish mumkinligini baholash uchun ular tayyorlangan materiallarning fizik xossalari haqidagi ma'lumotlarni, masalan, protezlar (tishlar, tomirlar, klapanlar) tayyorlash uchun mexanik mustahkamlikni, ko'p karrali yuklanishlarga chidamlilikni, o'tkazilishlikni, issiqlik o'tkazish qobiliyatini, elektr o'tkazuvchanlikni va boshqa xossalarni bilish muhimdir.

Qator hollarda biologik sistemalarning yashovchanlik xususiyatlarini yoki ma'lum tashqi muhit ta'sirlariga chidamliligini baholash uchun ularning fizik xossalari haqidagi ma'lumotlarni bilish muhimdir. Biologik obyektlarning fizik xossalari o'zgarishiga qarab kasalliklarni aniqlash mumkin bo'ladi.

Atrof-muhitning fizik xossalari va xarakteristikalari. Tirik organizm atrof-muhit bilan o'zaro ta'sirlashgan holdagina yashashi mumkin. U muhitning harorat, namlik, havo bosimi va shu kabi fizik xarakteristikalarining o'zgarishlaridan keskin ta'sirlanadi. Tashqi muhitning organizmga ta'siri faqatgina

tashqi faktor sifatida hisobga olinmasdan, undan davolash usuli (klimatoterapiya va baroterapiya) sifatida ham foydalanish mumkin. Bu misollar shifokor atrof-muhitning fizik xossalarini va xarakteristikalarini baholay bilishi kerakligi haqida dalolat beradi.

Yuqorida aytib o'tilgan fizikaning tibbiyotda qo'llanilish usullari tibbiyot fizikasining asosini — amaliy fizika va biofizikaning kompleks bo'limlarini tashkil qiladi. Ularda fizik hodisalar, jarayonlar va xarakteristikalar tibbiyot masalalarini hal qilishda qo'llanilgan holda qarab chiqiladi.

Tibbiyot va texnika. Zamonaviy tibbiyot turli-tuman asboblarni keng qo'llashga asoslanadiki, bu asboblarning ko'pchiligi fizik asboblardir. Shuning uchun tibbiyot va biologik fizika kursida asosiy tibbiyot asboblarning tuzilishi va ishlash prinsiplari ko'rib chiqiladi.

Tibbiyot, hisoblash mashinalari va matematika. Hisoblash mashinalari kun sayin tibbiyotdagi tadqiqot natijalariga ishlov berishda, kasalliklarga diagnoz qo'yishda keng qo'llanilmoqda. Bundan tashqari matematikadan tirik sistemalarda sodir bo'layotgan jarayonlarni tavsiflashda, shuningdek, tegishli modellarni yaratish va tahlil qilishda keng ko'lamda foydalanilmoqda. Kasalliklarning turini hisobga olishda, epidemiyalarning qanchalik tarqalganligini aniqlashda va boshqa maqsadlarda matematik statistikadan foydalaniladi.

I bo'lim

O'LCHASH NATIJALARINI MATEMATIK QAYTA ISHLASH. INFORMATIKA VA KIBERNETIKA ASOSLARI

Shifokor o'zining amaliy faoliyati jarayonida doim miqdoriy ko'rsatkichlar bilan bog'lanib ish ko'radi, (bemor tanasining harorati, qonning arterial bosimi, dori-darmonlarning miqdori va hokazo). Shuning uchun bu kattaliklar qanday aniqlanganligini, ularning aniqlik darajasi qandayligini va ular qanday o'lchov birliklarida ifodalanganligini bilishi kerak. Hozirgi kunda shifokor o'lchash natijalarini qayta ishlash haqida tasavvurga ega bo'lishi, zamonaviy elektron hisoblash mashinalari (EHM)dan foydalanishni bilishi shart.

EHM — miqdoriy axborotni qayta ishlovchi kibernetik qurilmadir. Shuning uchun bu yerda kibernetika masalalari ham bayon qilinadi.

Shunday qilib, ushbu bo'limni tibbiy va biologik fizikaning metrologik, matematik va kibernetik kirish qismi deb qarash mumkin.

Birinchi bob

METROLOGIYAGA KIRISH

Metrologiya-o'lchashlar, ularning birligini ta'minlovchi usullar va vositalar hamda talab qilingan aniqlikka erishish usullari haqidagi fandır. Ushbu bobda metrologiya fanining umumiy masalalari qatorida biologiya va tibbiyotdagi o'lchashlarning xususiyatlari ko'rib chiqiladi.

1.1-§. METROLOGIYA FANINING ASOSIY MUAMMOLARI VA TUSHUNCHALARI

Texnik vositalar yordamida fizik kattaliklarning qiymatini tajribada topish o'lchash deb ataladi. O'lchashlar tabiat qonuniyatlarini aniqlashga yordam beradi va bizni o'rab olgan olamni bilish elementi hisoblanadi.

O'lchashning bir-biridan farq qiluvchi ikki usuli: bevosita va bilvosita usullar mavjud. Bevosita o'lchashda natija kattalikning o'zini bevosita o'lchab olinadi (masalan, tananing harorati termometr bilan, buyumlarning uzunligi chizg'ich bilan o'lchanadi), bilvosita usulda o'lchashda izlanayotgan kattalikning qiymati u bilan bevosita o'lchanayotgan kattaliklar orasidagi ma'lum bog'lanish bo'yicha topiladi (masalan, jismning massasini itaruvchi kuchni hisobga olib tarozida tortib aniqlash, suyuqlikning qovushqoqligini sharchaning suyuqlikda tushish tezligiga ko'ra aniqlash). O'lchashlarni amalga oshirish uchun foydalaniladigan texnik vositalar (o'lchash vositalari) turlicha bo'lishi mumkin. Hayotda juda tanish bo'lgan o'lchash vositasi o'lchov asbobi bo'lib, unda o'lchanadigan kattaliklar kuzatuvchi uchun eng qulay shaklda beriladi (masalan, termometrda harorat simob ustunining uzunligi bilan, tok kuchi ampermetrning strelkasi ko'rsatgan raqamlar bilan ifodalanadi). O'lchash vositalariga berilgan o'lchashdagi fizik kattalikni ifodalash uchun mo'ljallangan o'lchovni ham kiritish mumkin (masalan, a'qiq massaga ega bo'lgan toshlar).

Keng tarqalgan o'lchash vositalaridan biri o'lchov o'zgartirgichi (datchik)dir. U o'lchov axboroti signalini uzatishga, keyinchalik almashtirishga, qayta ishlashga va saqlashga qulay bo'ladigan shaklda ishlab chiqish uchun mo'ljallangan (masalan, harorat elektr signali ko'rinishida ifodalanishi mumkin, 15.6-§ga qarang).

Fizik kattalikning o'lchash jarayonida olingan qiymati uning haqiqiy qiymatidan farq qiladi. O'lchash natijalarining o'lchanayotgan kattalikning haqiqiy qiymatiga yaqinlashish darajasi *o'lchash aniqligi* bilan xarakterlanadi. O'lchashning aniqlik darajasi o'lchashning sifat ko'rsatkichidir.

O'lchashlar natijasini miqdoriy baholash o'lchashning aniqlik darajasi bilan emas, balki xatolik bilan, ya'ni, o'lchash natijalarining o'lchanayotgan kattalikning haqiqiy qiymatidan farqi bilan belgilanadi. Xatolik qancha kichik bo'lsa, o'lchashning aniqligi shuncha yuqori bo'ladi.

Xatolikning asosiy manbalari o'lchash asboblarning mukammal emasligi, o'lchovchining malakasi pastligi, tashqi omillarning ta'siri va hokazolardir. Bularning ichidan doim ta'sir qilmaydigan va qayta o'lchashda natijaga boshqacha ta'sir qiluvchi ayrim omillarni ajratish mumkin. Bunday omillar tasodifiy xatolarni vujudga keltiradi. Bu tasodifiy kattaliklardir, shuning uchun ularni tegishli matematik apparat, ehtimollik nazariyasi va matematik statistikadan foydalanib, qayta ishlash, tahlil qilish va hisobga olish mumkin (II bobga q.).

Shifokor talabalar uchun zarur bo'lgan xatoliklar nazariyasi haqidagi ma'lumotlar [1]da keltirilgan.

Metrologiyaning asosiy tushunchalaridan biri fizik kattaliklarning birliklaridir. *Fizik kattalikning birligi deb tegishli fizik kattalikni miqdoriy baholash uchun kelishuvga muvofiq asos sifatida qabul qilingan fizik kattalikka aytiladi.*

Fizik kattaliklarning birliklari asosan birliklar sistemasi asosida guruhlanadi. Asosiy birliklar sistemasi xalqaro birliklar sistemasi (SI) hisoblanadi. Fizik kattaliklar birliklari haqidagi ma'lumotlar [2]da keltirilgan. Bu masalalarda to'liq to'xtalib o'tirmasdan, nisbiy va logarifmik kattaliklarnigina ko'rib chiqamiz.

O'lchash amaliyotida fizik kattalikning dastlabki deb qabul qilingan shunday fizik kattalikka nisbatidan iborat nisbiy kattaliklar keng qo'llanila boshlandi. Misol tariqasida qorishmaning konsentratsiyasini, nisbiy dielektrik va magnit singdiruvchanlikni, foydali ish koeffitsiyentini, nisbiy deformatsiyani, ishqalanish koeffitsiyentini, qon qovushqoqligining suvning qovushqoqligiga nisbatini va hokazolarni ko'rsatish mumkin.

Nisbiy kattalikning o'lchami va nomi bo'lmaydi. Ayrim hollarda nisbiy kattalik yuz marta yoki ming marta orttirib ifodalanadi. Bunday hollarda nisbiy miqdorlarning birliklari foiz (%) yoki promille (‰) ko'rinishida ifodalanadi.

Tovush bosimining darajasini, tovush intensivligining darajasini, elektr signalining kuchayish darajasini, chastota intervalining ifodasini va hokazolarni ifodalash uchun nisbiy kattalik logarifmidan foydalanish qulay (eng keng tarqalgani o'nli logarifmdir):

$$L = \lg \frac{a_2}{a_1},$$

bunda a_1 va a_2 bir xil ismli fizik kattaliklardir.

Logarifmik kattalik birligi uchun bel (B) qabul qilingan.

$$1B = \lg \frac{a_2}{a_1} \quad \text{bunda, } a_2 = 10a_1$$

agar „energetik“ kattalik (quvvat, intensivlik, energiya va h.k. bo'lsa) yoki

$$1B = 2 \lg \frac{a_2}{a_1} \text{ bunda } a_2 = \sqrt{10a_1}$$

agar a — „kuch“ kattaligi bo'lsa (kuch, mexanik kuchlanish, bosim, elektr maydoni kuchlanganligi va h.k.).

Bel birligining ulushi birligi detsibel (DB) ancha keng tarqalgan: $1dB = 0,1B$.

Shuni aytish kerakki, 1 dB energetik kattaliklarning quyidagi nisbatiga mos keladi:

$$a_2 \approx 1,26a_1$$

$$1dB = 0,1B = 0,1 \lg \frac{a_2}{a_1}; \quad \frac{a_2}{a_1} = 10^{1/10} \approx 1,26$$

„kuch“ kattaliklari uchun esa

$$1dB = 0,1B = 0,2 \lg \frac{a_2}{a_1}; \quad \frac{a_2}{a_1} = 10^{1/20} \approx 1,58$$

1.2-§. METROLOGIK TA'MINLASH

O'lchashlar texnik vositalar yordamida amalga oshiriladi.

Bir xil kattaliklar xoh bir vaqtda, xoh turli vaqtlarda, xoh bitta laboratoriyada, xoh turli laboratoriyalarda o'lchanishidan qat'i nazar, ma'lum bir aniqlikka ega bo'lishi va bir xil bo'lishi shart.

Bu shartlar bajarilishi uchun ma'lum metrologik ta'minot yaratish, ya'ni o'lchashlarning birligiga va talab qilingan darajadagi aniqlikka ega bo'lishiga erishish uchun zarur bo'lgan ilmiy va tashkiliy asoslarni, texnik vositalarni hamda normalarni belgilash va qo'llash kerak.

Mamlakatimizda metrologik ta'minotning asosini davlat va tarmoqlar metrologik xizmatlaridan iborat bo'lgan metrologik xizmat tashkil etadi.

O'lchashlar birligi deganda aynan bir xil o'lchash natijalarining o'lchash vaqti va joyidan qat'i nazar, bir xilligi va o'lchashning ishonchliligi tushuniladi. O'lchashlar birligi bir tipdagi har xil asboblardan yordamida olingan o'lchashlar natijalarini o'zaro taqqoslashga imkon beradi.

O'lchash vositalarining xatoliklarini aniqlash va ularning foydalanishga yaroqliligini bilish uchun ular tekshiriladi. Tekshirish termini metrologiya uchun alohida tushunchadir. Tekshirish metrologiya xizmati organlari tomonidan etalonlar va namunali o'lchash vositalari yordamida o'tkaziladi.

Etalon deb qonunlashtirilgan fizik kattalik birligini aks ettirish va saqlash uchun ishlatiladigan o'lchov asboblari (vositalariga) yoki o'lchov vositalari kompleksiga aytiladi. Mamlakatimizdagi birlamchi etalonlar mazkur birlikni juda

yuqori aniqlikda hosil qilishni ta'minlaydi. Birlamchi etalonlardan tashqari ikkilamchi etalonlar ham mavjuddir, ular yordamida birlikning o'lchami namunali o'lchash vositalariga beriladi. Misol tariqasida 27.13- rasmda yorug'lik etaloni ko'rsatilgan.

Namunali o'lchov vositalari deb namuna sifatida attestatsiyadan o'tgan (attestatsiya — o'lchov vositasi o'z vazifasiga mosligining hujjat bilan tasdiqlanishi va ishchi o'lchov vositalarini tekshirishda qo'llaniladigan) o'lchov vositalariga aytiladi.

Ishchi o'lchov asboblari deb turli sohalarda amalda o'lchash uchun qo'llaniladigan o'lchov vositalariga aytiladi.

Shunday qilib, fizik kattalik birligining o'lchami uzatiladigan metrologik zanjir quyidagi asosiy qismlardan iborat: etalonlar — namunali o'lchov vositalari — ishchi o'lchov vositalari.

1.3-§. TIBBIY METROLOGIYA. TIBBIY VA BIOLOGIK O'LCHASHLARNING O'ZIGA XOS XUSUSIYATLARI

Tibbiyotda ishlatiladigan texnik qurilmalar umumiy holda *tibbiy texnika* deb ataladi. Tibbiy texnikaning ko'pchiligini tibbiy apparaturalar tashkil etadi, ular o'z navbatida tibbiy asboblari va tibbiy apparaturalarga bo'linadi.

Bemorlarning kasalliklarini aniqlash va davolash maqsadida ishlatiladigan texnik qurilmalar (tibbiy termometr, sfigmomanometr, elektrokardiograf va h.k.) *tibbiy asbob* hisoblanadi.

Tibbiy apparat — terapevtik, xirurgik va bakteritsid xossalarga energetik ta'sir qilishga, shuningdek, tibbiy maqsadlarda turli substansiyalarning ma'lum tarkibi (O'YuCh-terapiya, elektroxirurgiya, sun'iy buyrak va koxlear protez asboblari)ni ta'minlashga imkon beruvchi texnik qurilmadir.

Tibbiy asboblarga ham o'lchov asboblari singari metrologik talab qo'yiladi. Ko'pgina tibbiy asboblari organizmga dozali energetik ta'sir ko'rsatishlari kerak. Shuning uchun ular ham metrologik tashkilotlarning kuzatishi doirasiga kiritilgan.

Tibbiyotda o'lchashlar (tibbiy yoki tibbiy-biologik o'lchashlar), shuningdek, tegishli o'lchash vositalari yetarlicha o'ziga xos xususiyatlarga ega. Bu xususiyatlar metrologiyada alohida yo'nalishni — *tibbiy metrologiyani* ajratishga olib keladi.

Tibbiy metrologiyaga va qisman tibbiy asbobsozlikka aloqador bo'lgan ba'zi muammolarni ko'rib chiqaylik.

1. Hozirgi vaqtda tibbiy o'lchashlarni texnik jihatdan yaxshi tayyorgarlik ko'rmagan tibbiyot xodimlari (vrach, hamshira) olib boradi. Shuning uchun natijaviy qiymatlari tibbiy axborot beruvchi fizik kattaliklar birliklarida darajalangan tibbiy asboblari yaratish (to'g'ri, bevosita o'lchashlar) maqsadga muvofiqdir.

2. Oxirgi natijani olguncha ketadigan o'lchash vaqti iloji boricha kam, axborot iloji boricha to'liq bo'lishi maqsadga muvofiqdir. Bunday ziddiyatli talablarni

faqatgina hisoblash mashinalarini o'z ichiga oluvchi (III bobga q.) o'lchov komplekslari qanoatlantira oladi.

3. Yaratilayotgan tibbiy asboblarni metrologik jihatdan normallashtirishda tibbiy ko'rsatkichlarni hisobga olish kerak. Vrach diagnostik xulosa chiqarish uchun natijani qanday aniqlikda berish kerakligini aniqlashi kerak. Bunda bu ko'rsatkichlarning ayrim bemorlarda chetlashishi mumkinligini ham hisobga olish kerak.

4. Ko'pgina tibbiy asboblarning axborotni qayd qiluvchi qurilmalar yordamida ifodalaydilar (masalan, elektrokardiograf), shuning uchun bunday yozish shakliga xos bo'lgan xatoliklar hisobga olinishi kerak (21.5-§ga qarang).

5. Muammolardan biri — atamashunoslikdagi (terminologik) muammodir. Metrologiya talablariga ko'ra har qanday o'lchash asbobi nomida fizik kattalik yoki birlik (ampermetr, voltmetr, chastotomer va h.k.) ko'rsatilishi kerak. Tibbiy o'lchov asboblari nomi bu talabga javob bermaydi (elektrokardiograf, fonokardiograf, reograf va h.k.). Masalan, elektrokardiografni ko'rsatishlarni qayd qiluvchi millivoltmetr (yoki qayd qiluvchi millivoltmetr) deb atash maqsadga muvofiq bo'lar edi.

6. Bir qator tibbiy o'lchashlarda bevosita o'lchanayotgan fizik kattaliklar bilan tegishli tibbiy-biologik ko'rsatkichlar o'rtasidagi bog'lanishlar haqida yetarlicha ma'lumot bo'lmasligi mumkin. Masalan, shifoxonalarda qon bosimini klinik (qonsiz) metod bilan aniqlashda (11.4-§ga q.) manjet ichidagi havo bosimi taxminan arteriya bosimiga teng deb faraz qilinadi. Aslida esa bu bog'lanish nihoyatda murakkab bo'lib, ko'p omillarga, shu jumladan muskullarning bo'shashish darajasiga ham bog'liqdir. Laboratoriyadagi o'lchashlar (in vitro) natijalari shu ko'rsatkichning organizmdagi (in vivo) qiymatidan farqlanishi mumkin.

7. O'lchash davomida tibbiy-biologik ko'rsatkichlar o'zgarishi mumkin. Fizik-texnik o'lchashlarda tasodifiy xatoliklarni yo'qotish maqsadida bir nechta o'lchash o'tkazishga harakat qilinadi; bu esa o'lchash jarayonida fizik parametrning o'zgarmasligiga ishonch komil bo'lgandagina maqsadga muvofiqdir. Biologik sistemaning parametrlari uzoq vaqt o'lchash jarayonida ancha o'zgarishi mumkin, masalan, psixo-fiziologik faktorlarning ta'siri natijasida (tashqi muhitning ta'siri: bino, o'lchash asboblari, o'lchashga qatnashayotgan xodimlar va h.k.) yoki dinamometr yordamida ko'p marta o'lchashlar natijasida muskullarning charchashi. Organlarning yoki obyektning harakatchanligi ham o'lchash natijalarining turlicha bo'lishiga olib kelishi mumkin.

Albatta tibbiy asboblarni yaratishda yana boshqacha talablarni ham inobatga olish kerak bo'ladi (sanitariya-gigiyenik, xavfsizlik, mustahkamlik masalalari va h.k.); ulardan ba'zilari quyida ko'rib chiqiladi.

1.4 §. BIOLOGIYA VA TIBBIYOTDA FIZIK O'LCHASHLAR

Tibbiyotdagi o'lchashlarning aksariyat ko'pchiligi fizik yoki fizik-kimyoviy kattaliklarni o'lchashdan iboratdir.

Miqdoriy diagnostikada — qon bosimi, biopotensiallarning vaqtga bog'liqligi, ko'zning optik kuchi va h.k. Laboratoriya analizlarida qonning qovushqoqligi, siydikdagi shakarining konsentratsiyasi va b. Davolashda ionlovchi nurlanish dozasini galvanizatsiyalashda tok kuchini, ultratovushning intensivligini va boshqalarni bilish muhimdir. Bunga o'xshash biror axborotning bo'lmasligi davolashni sekinlatibgina qolmay, davolashga zarar keltirishi ham mumkin. Odamni o'rab olgan muhit (havo namligi, harorat, atmosfera bosimi)ning parametrlarini miqdoriy jihatdan baholash kasalliklarni profilaktika qilishning, iqlim sharoitida davolashning zaruriy shartidir.

Hamma fizik tibbiy-biologik o'lchashlar vazifaviy (funksional) belgilariga qarab yoki fizikaning mos bo'limiga qarab tasniflanadi (klassifikatsiyalanadi). Fizik tasniflash keltirilgan mazkur kurs strukturasiya yaqin, shuning uchun ham u quyida keltirilgan.

Mexanik o'lchashlar: tananing antropometrik parametrlari, tana qismlarining, qonning, havoning ko'chishi, tezligi va tezlanishi, akustik o'lchashlar, organizmdagi qon va suyuqliklarning bosimi va atrof-muhitdagi havoning bosimi, vibratsiyalarni o'lchash va boshqalar.

Issiqlik fizikasiga xos bo'lgan o'lchashlar: tana, tana qismlarining, tashqi muhitning harorati, biologik obyektlarni, oziq-ovqatlarni kalorimetrik o'lchash va boshqalar.

Elektr va magnit o'lchashlar: biopotensiallar, yurakning magnit maydoni induksiyasi, diagnostik maqsadda biologik obyektlarning impedansini, elektr qarshiligini, gigiyena maqsadlarida elektromagnit maydonning parametrlarini va ion konsentratsiyalarini o'lchash.

Optik o'lchashlar: kalorimetrik o'lchashlar, diagnostik maqsadlarda ko'z muhitlarining optik xarakteristikalarini o'lchashlar, diagnostika va sud-medsina maqsadlarida spektral o'lchashlar va gigiyenik maqsadlarda ultrabinafsha, infragizil yorug'likning xarakteristikalarini o'lchashlar.

Atom va yadroviy o'lchashlar: ionlovchi nurlarni o'lchash (dozimetriya) va boshqalar.

Bulardan tashqari fizik-kimyoviy o'lchashlarni ham keltirish mumkin: nafas olingandagi va chiqarilgandagi havoning tarkibini, qondagi gaz tarkibini, qonning va boshqa biologik muhitlarning pH ni miqdoriy aniqlash.

Tibbiy-biologik o'lchashlarning metodlari klassifikatsiyasining vazifaviy (funksional) prinsiplarini yurak-tomirlar sistemasi parametrlarini o'lchashda qarab o'zgartiramiz. Bu yerda mexanik (ballistokardiografiya, fonokardiografiya, qon bosimini o'lchash), elektr va magnit (elektrokardiografiya, magnitokardiografiya), optik (oksigemometriya) o'lchashlar uchraydi. Bundan boshqa fizik o'lchash usullari ham qo'llanilishi mumkin; masalan, yadroviy magnit rezonansi usuli yordamida qon harakati tezligi aniqlanadi va shunga o'xshash ko'pgina ko'rinishdagi ko'rsatkichlar aniqlanadi.

Ikkinchi bob

EHTIMOLLIK NAZARIYASI VA MATEMATIK
STATISTIKA

Ehtimollik nazariyasida tasodifiy hodisalarga, kattaliklarga, jarayonlarga taalluqli bo'lgan qonuniyatlar o'rganiladi. Matematik statistika usullari (metodlari) tasodifiy kattaliklar deb qaraladigan eksperimental ma'lumotlarni tartibga solishga va baholashga imkon beradi. Matematik statistika ko'p hollarda ehtimollik nazariyasiga asoslanadi, shuning uchun matematikaning bu ikki bo'limi bir bobda bayon qilinmoqda.

2.1-§. TASODIFIY HODISA. EHTIMOLLIK

Turli hodisalarni kuzatish davomida biror bir A hodisaning sodir bo'lish yoki sodir bo'lmasligi bilan sharoitlar S o'rtasidagi bog'lanishlarning ikki turi mavjudligini ko'rish mumkin. Ba'zi hollarda sharoitlar kompleksi S ning bajarilishi (sinov) A hodisaning muqarrar sodir bo'lishiga olib keladi. Masalan, m_0 massali

moddiy nuqta F kuch ta'sirida (S sharoit) $a = \frac{F}{m_0}$ tezlanishga ega bo'ladi (A hodisa).

Boshqa hollarda sinovlarni ko'p marta takrorlash A hodisaning sodir bo'lishiga olib kelishi ham mumkin yoki olib kelmasligi ham mumkin. Bunday hodisalarni tasodifiy hodisalar deb atash qabul qilingan bo'lib, ularga shifokor xonasiga ma'lum kasallik bilan og'riyotgan bemorning kelishi, tangani tashlaganda biror tomoni bilan tushishi va boshqalar misol bo'ladi.

Tasodifiy hodisalarni hech qanday sabablarga bog'liq bo'lmagan va hech nima bilan shartlanmagan deb o'ylash kerak emas. Ma'lumki, barcha hodisalar o'zaro bog'langandir, ayrim hodisa biror boshqa hodisaning oqibati bo'lib, o'zi ham boshqa hodisani keltirib chiqaruvchi sabab bo'ladi. Biroq shartlar va hodisalar orasidagi bunday bog'lanishlarni miqdoriy jihatdan kuzatish ko'pincha qiyin yoki hatto mumkin emas. Masalan, o'yin soqqasi (oltita raqam 1, 2, 3, 4, 5 va 6 bilan tartib berilgan olti yonli bir jinsli kubik)ni tashlashda uning oxirgi holati tashlash momentidagi qo'l harakatiga, havoning qarshiligiga, kubikning tushish vaqtidagi holatiga, kubik tushgan yuzaning xususiyatlariga va alohida hisobga olish mumkin bo'lmagan boshqa omil (faktor)larga bog'liqdir.

Turmushda tasodifiy hodisalarga taalluqli bo'lgan „mumkin“, „ehtimol“, „ehtimoldan uzoq“, „mumkin bo'lmagan“ kabi jumlar ishlatiladi. Ba'zi hollarda bunday baholash hodisaning sodir bo'lish yoki bo'lmasligining aniq darajasini ko'rsatmay, balki so'zlayotgan kishining xohishini belgilaydi. Lekin tasodifiy hodisalarning soni juda ko'p bo'lsa, ular ham ma'lum qonuniyatlarga bo'ysunadi.

Tasodifiy hodisalarga taalluqli bo'lgan qonuniyatlarning miqdoriy baholanishi matematikaning ehtimolliklar nazariyasi deb ataladigan bo'limida beriladi.

Ehtimolliklar nazariyasi yalpi (statistik) tasodifiy hodisalarga xos bo'lgan qonuniyatlarni o'rganadi.

Ayrim tarixiy dalillar „kutilmagan hodisalar“, „halokatlar“ takrorlanmaydigan yugona hodisalar bo'lib, ularga nisbatan miqdoriy ehtimoliy mulohazalar yuritish mumkin emas. Tarixan bu nazariya qimor o'yinlarda sodir bo'luvchi turli hollarni oldindan hisoblab aniqlash jarayonida paydo bo'ldi. Hozirgi vaqtda esa u fanda, shu jumladan biologiyada va tibbiyotda amaliy jihatdan muhim ahamiyatga ega bo'lgan hodisalarning ehtimolligini aniqlashda qo'llanilmoqda. O'yinlardan esa faqat nazariy qoidalarni ko'rsatish uchun foydalanish qulay bo'lgan ba'zi bir misollargina saqlanib qolgan.

Ehtimollikni statistik aniqlash. Ehtimolliklar nazariyasidagi $P(A)$ ehtimollik sinovlarni ko'p marta takrorlashda biror tasodifiy A hodisaning sodir bo'lishi ehtimoli darajasini baholovchi sonli xarakteristika sifatida ishtirok etadi.

Faraz qilaylik, o'yin soqqasini 1000 marta tashlaganda 4 raqami 160 marta tushgan bo'lsin. $160/1000 = 0,16$ nisbat mazkur tajriba seriyalarida 4 raqami tushishining nisbiy chastota (takrorlanish tezligi)ni ko'rsatadi. A tasodifiy hodisa n ta bog'liq bo'lmagan sinovlar davomida m marotaba sodir bo'ladigan umumiyroq holda

$$P^*(A) = m / n \quad (2.1)$$

nisbat mazkur sinovlar seriyasidagi hodisaning nisbiy chastotasi yoki oddiygina hodisaning chastotasi deb ataladi. Sinovlar soni ko'p bo'lganda hodisalar chastotasi taxminan o'zgarmas bo'ladi; sinovlar sonining ortishi hodisalar chastotasining o'zgarmas miqdor atrofidagi tebranishini kamaytiradi.

Tasodifiy hodisaning ehtimoli deb, sinovlar soni cheksiz orttirilganda hodisalar chastotasi intiladigan limitga aytiladi:

$$P(A) = \lim_{n \rightarrow \infty} m / n \quad (2.2)$$

Bu ehtimollikning statistik ta'rifidir.

Tabiiyki, hech kim hech qachon ehtimollikni aniqlash uchun cheksiz ko'p sinov o'tkaza olmaydi. Bunga hech qanday zarurat ham yo'q. Amalda ehtimollik (2.2) va q.) sinovlar soni ko'p bo'lgan holdagi hodisalarning nisbiy chastotasini qabul qilish mumkin. Masalan, ko'p yillik kuzatishlar natijasida olingan tug'ilishlarning statistik qonuniyatlaridan tug'ilganlarning o'g'il bo'lishi ehtimoli 0,515 ekanini aniqlangan.

Ehtimollikning klassik ta'rifi. Agarda sinovlar vaqtida biror tasodifiy hodisa boshqa hodisalardan ko'proq sodir bo'ladigan biror sabab bo'lmasa (teng ehtimolli hodisalar), u holda ehtimollikni nazariy mulohazalarga ko'ra aniqlash mumkin. Masalan, tangani tashlashda gerbli tomoni bilan tushishi (A hodisa) chastotasini aniqlab ko'raylik. Turli kuzatuvchilar tomonidan bir necha ming

takroriy sinashlar natijasida bunday hodisaning nisbiy chastotasi 0,5 ga yaqinligi ko'rsatilgan. Agar tanga simmetrik bo'lsa, gerbli tomoni va teskari tomoni bilan (B hodisa) tushishining teng imkoniyatli hodisalar ekanini hisobga olsak, $P(A) = P(B) = 0,5$ mulohazani bu hodisalarning chastotasini aniqlamasdan ham yuritish mumkin bo'lar edi. Hodisalarning „teng imkoniyatlilik“ tushunchasi asosida ehtimollikning boshqa ta'rifi ifodalanadi.

Faraz qilaylik, sinash natijasida birgalikda sodir bo'lmaydigan teng imkoniyatli n ta hodisaning biri sodir bo'lishi kerak bo'lsin (agar hodisalarning bir vaqtda sodir bo'lishi mumkin bo'lmasa, ular birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisalar deyiladi). Ko'rilyotgan A hodisa shu hodisaning sodir bo'lishiga qulaylik tug'diradigan m ta sodir bo'lsin va qolgan $n - m$ ta sodir bo'lmasin deylik. U holda ehtimollik deb qulaylik yaratuvchi hodisalar sonining teng imkoniyatli birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisalarning umumiy soniga nisbatiga aytish mumkin:

$$P(A) = m/n \quad (2.3)$$

Bu ehtimollikning klassik ta'rifidir.

Misollar

1. Qutida 40 ta shar bo'lib, uning 10 tasi qora, 30 tasi oq. Tavakkaliga olingan bitta sharning qora bo'lishi ehtimolligini toping.

Qulaylik yaratuvchi hodisalar soni qutidagi qora sharlar soniga teng: $m = 10$. Teng imkoniyatli hodisalarning umumiy (bitta sharni olish) soni qutidagi hamma sharlar soniga teng: $n = 40$. Bu hodisalar birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisalaridir. Chunki qutidan bitta va faqat bitta shar olinadi. (2.3)dan quyidagini hosil qilamiz:

$$P(A) = 10/40 = 1/4$$

2. Soqqani tashlashda juft sonlar tushish ehtimolligini toping.

Soqqani tashlaganda oltita teng imkonli, birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisa sodir bo'ladi: 1, 2, 3, 4, 5 yoki 6 raqamlardan biri chiqadi, ya'ni $n = 6$. 2, 4 yoki 6 raqamlaridan birining chiqishi hodisaning sodir bo'lishiga qulay sharoit yaratadi: $m = 3$. Izlanayotgan ehtimollik

$$P(A) = m/n = 3/6 = 1/2$$

Hodisalar ehtimolligining (2.2) va (2.3) ta'riflaridan ko'rinadiki, hamma hodisalar uchun $0 \leq P(A) \leq 1$ bo'ladi. Sinovlar vaqtida sodir bo'la olmaydigan hodisalarga mumkin bo'lmagan hodisalar deyiladi: ularning ehtimolligi nolga teng bo'ladi.

Masalan, oq va qora shar solingan qutidan qizil sharni olish, soqqa tashlaganda 7 raqamini chiqarish mumkin emas. Sinov vaqtida albatta sodir bo'ladigan hodisa muqarrar (ishonchli) hodisa deyiladi, uning ehtimoli 1 ga teng.

Oq sharlar solingan qutidan oq sharni olish muqarrar hodisaga misol bo'ladi. Qator hollarda agar hodisalar sodda hodisalar kombinatsiyasi ko'rinishida

ifodalansa, hodisalarning ehtimolligini hisoblash juda tezlashadi va osonlashadi. Ehtimollik nazariyasining ba'zi teoremlari bu maqsadga xizmat qiladi.

Ehtimolliklarni qo'shish teoremasi. Birgalikda sodir bo'lmaydigan bir nechta hodisalardan birontasining (qaysi biri ekanligining farqi yo'q) sodir bo'lishi ehtimolligi shu hodisalar ehtimollari yig'indisiga teng.

Ikki birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisalar uchun

$$P(A \text{ yoki } B) = P(A) + P(B) \quad (2.4)$$

Bu teoremani isbotlaymiz. Aytaylik, n — kuzatishlarning umumiy soni, m_1 esa A hodisaning sodir bo'lishi uchun sharoit yaratuvchi hodisalar soni, m_2 — B hodisaning sodir bo'lishi uchun sharoit yaratuvchi hodisalar soni bo'lsin. A yoki B hodisaning sodir bo'lishi uchun sharoit yaratuvchi hodisalar soni $m_1 + m_2$ ga teng. U holda $P(A \text{ yoki } B) = (m_1 + m_2) / n = m_1 / n + m_2 / n$. Bundan (2.3)ni hisobga olib,

$$P(A \text{ yoki } B) = P(A) + P(B)$$

ni hosil qilamiz.

Misollar

1. Soqqani tashlaganda 1 yoki 6 ning tushishi ehtimolligini toping. A (1 ning chiqishi) va B (6 ning chiqishi)lar teng imkoniyatli hodisalardir: $P(A) = P(B) = 1/6$, shuning uchun (2.4) dan quyidagini topamiz:

$$P(A \text{ yoki } B) = 1/6 + 1/6 = 1/3.$$

Ehtimolliklarni qo'shish faqat ikkitagina hodisa uchun o'rinli bo'lmay, balki birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisalarning ixtiyoriy soni uchun o'rinlidir.

2. Qutida 50 ta shar bor: 10 ta oq, 20 ta qora, 5 ta qizil va 15 ta ko'k shar. Qutidan bittalab shar olganda olingan sharning oq yoki qora yoki qizil bo'lish ehtimolligini toping. Oq sharni (A hodisa) olish ehtimolligi $P(A) = 10/50 = 1/5$, qora shar (B hodisa uchun) — $P(B) = 20/50 = 2/5$ va qizil shar (C hodisa) uchun $P(C) = 5/50 = 1/10$. Bulardan ehtimolliklarni qo'shish formulasi asosida $P(A \text{ yoki } B \text{ yoki } C) = P(A) + P(B) + P(C) = 1/5 + 2/5 + 1/10 = 7/10$ ni hosil qilamiz. Agarda ikki hodisa birdan -bir mumkin bo'lgan va birgalikda sodir bo'lmaydigan hodisalar bo'lsa, bunday hodisalar teskari hodisalar deb ataladi.

Bunday hodisalarni odatda, masalan, A va \bar{A} ko'rinishida belgilash qabul qilingan. Ikkita teskari hodisalarning yig'indisi ehtimolliklarni qo'shish teoremasiga asosan birga tengdir: $P(A) + P(\bar{A}) = 1$. (2.5)

(2.5) ning to'g'riligini oldingi misolda ko'rsatamiz. Oq yoki qora yoki qizil sharni olish A_1 hodisa bo'lsin, $P(A_1) = 7/10$. Bunga qarama-qarshi \bar{A} hodisa ko'k sharning olinishidir. Ko'k sharlar 15 ta, sharlarning umumiy soni esa 50 ta bo'lgani uchun

$$P(\bar{A}) = 15 / 50 = 3 / 10 \text{ va } P(A_1) + P(\bar{A}) = 7 / 10 + 3 / 10 = 1$$

3. Qutida oq, qora va qizil sharlar bor. Qora va qizil sharlarning chiqish ehtimolligi 0,4 ga teng. Qutidan oq sharni olish ehtimolligini toping.

Qutidan olingan sharning qora yoki qizil bo'lish hodisasini A bilan belgilasak, $P(A) = 0,4$ bo'ladi. Bunga qarama-qarshi hodisa \bar{A} oq sharning chiqishi bo'ladi, u holda (2.5) asosida bu hodisaning sodir bo'lishi ehtimolligi

$$P(\bar{A}) = 1 - P(A) = 1 - 0,4 = 0,6 \text{ bo'ladi.}$$

Agar sinashlar vaqtida $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$ hodisalarning bittasi va faqat bittasi sodir bo'lsa ($A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$) hodisalar sistemasi to'liq sistema deyiladi. To'liq sistemani tashkil qiluvchi hodisalar ehtimolliklarining yig'indisi birga teng.

4. Qutida 40 ta shar bor bo'lib, 20 tasi oq, 15 tasi qora va 5 tasi qizil. Oq sharning paydo bo'lish (A hodisa) ehtimolligi $P(A) = 20/40 = 1/2$ qora shar uchun (B hodisa) — $P(B) = 15/40 = 3/8$ va qizil shar uchun (C hodisa) — $P(C) = 5/40 = 1/8$. Bu holda A_1, A_2, A_3 hodisalar sistemasi to'liq bo'ladi; bunga $P(A) + P(B) + P(C) = 1/2 + 3/8 + 1/8 = 1$ asosida ishonch hosil qilish mumkin.

Ehtimolliklarni ko'paytirish teoremasi. Bir-biriga bog'liq bo'lmagan hodisalarning birgalikda sodir bo'lish ehtimolligi ular ehtimolliklarining ko'paytmasiga teng. Ikkita hodisa uchun

$$P(A \text{ va } B) = P(A) \cdot P(B) \quad (2.6)$$

Bu teoremani isbotlaymiz. A va B hodisalar bir-biriga bog'liq bo'lmagani uchun A hodisaning sodir bo'lishi uchun qulaylik yaratuvchi m_1 holning har biri uchun B hodisaning sodir bo'lishi uchun qulaylik yaratuvchi m_2 hol mos keladi. Shunday qilib, A va B hodisalarning birgalikda sodir bo'lishi uchun qulaylik yaratuvchi hollarning umumiy soni $m_1 m_2$ bo'ladi. Xuddi shuningdek teng imkonli hodisalarning umumiy soni $n_1 n_2$ ga teng bo'lib, bunda n_1 va n_2 mos ravishda A va B uchun teng imkonli hodisalar soni. Natijada:

$$P(A \text{ va } B) = \frac{m_1 m_2}{n_1 n_2} = \frac{m_1}{n_1} \cdot \frac{m_2}{n_2} = P(A) \cdot P(B) \quad (2.7)$$

Misollar

1. Birinchi qutida 5 ta qora va 10 ta oq shar bor bo'lib, ikkinchisida esa 3 ta qora va 17 ta oq shar bor. Har bir qutidan bittadan shar olinganda 1) ikkala shar ham qora; 2) ikkala shar ham oq; 3) birinchi qutidan qora, ikkinchisidan oq; 4) birinchi qutidan oq, ikkinchisidan qora sharlar chiqishi ehtimolligini toping.

Birinchi qutidan qora shar chiqishi (A hodisa) ehtimolligi $P(A) = \frac{5}{15} = \frac{1}{3}$,

ikkinchi qutidan qora shar chiqishi (B hodisa) ehtimolligi $P(B) = \frac{3}{20}$; birinchi

qutidan oq shar chiqishi (A' hodisa) ehtimolligi $P(A') = \frac{10}{15} = \frac{2}{3}$ va ikkinchi qutidan

oq shar chiqishi (B' hodisa) ehtimolligi $P(B') = 17/20$.

Bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki hodisaning birgalikda sodir bo'lishi ehtimolligini (2.6) formula asosida topamiz:

1) $P(A \text{ va } B) = P(A) \cdot P(B) = (1/3) \cdot (3/20) = 3/60$ — ikkala shar qora bo'lishi ehtimolligi;

2) $P(A' \text{ va } B') = P(A') \cdot P(B') = (2/3) \cdot (17/20) = 17/30$ — ikkala shar oq bo'lishi ehtimolligi;

3) $P(A \text{ va } B') = P(A) \cdot P(B') = (1/3) \cdot (17/20) = 17/60$ — birinchi qutidan qora shar, ikkinchisidan oq shar olinishi ehtimolligi;

4) $P(A' \text{ va } B) = P(A') \cdot P(B) = (2/3) \cdot (3/20) = 1/10$ — birinchi qutidan oq shar, ikkinchisidan qora shar olinish ehtimolligi. Hamma to'rtta ehtimoliy bo'lgan hollar A va B , A' va B' , A va B' , A' va B to'liq hodisalar sistemasini tashkil qiladilar, shuning uchun $P(A \text{ va } B) + P(A' \text{ va } B') + P(A \text{ va } B') + P(A' \text{ va } B) = 3/60 + 17/30 + 17/60 + 1/10 = 1$.

2. Uch bolali oilada bolalarning uchulasi ham o'g'il bo'lishi ehtimolligini toping. O'g'il bolatug'ili ehtimolligi 0,515 ga teng va tug'iladigan bolaning jinsi oldingi bolaning jinsiga bog'liq emas deb hisoblang.

Ehtimolliklarni ko'paytirish teoremasiga asosan:

$$P(A \text{ va } B \text{ va } C) = 0,515 \cdot 0,515 \cdot 0,515 = 0,14$$

3. Ionlantiruvchi nurlanishlarning biologik sistemalarga ta'sirini tushuntirishda nishon nazariyasidan foydalaniladi. Masalan, ionlantiruvchi zarracha tushayotgan genni nishon deb qarash mumkin. To'qima N ta nishonga ega va unga L ta zarracha ta'sir qiladi. Agar ma'lum zarrachaning ma'lum nishonga tegishli ehtimolligi $P(A)$ ga teng bo'lsa, bitta ham nishon zararlanmasligi ehtimolligini toping. Zarrachalarning nishonlarga tegishi bir-biriga bog'liq bo'lmagan hodisa deb faraz qilinadi.

Aniq bir nishonga berilgan zarrachaning ta'sir qilmaslik ehtimolligi $1 - P(A)$ ga teng. Nishonga boshqa zarrachalar tegishi mumkin. Berilgan nishonga birorta ham zarracha tegmasligi ehtimoli L va $[1 - P(A)]^L$ ko'paytuvchining ko'paytmasiga, ya'ni $[1 - P(A)]^L$ ga teng. Hamma nishonlarni hisobga olish uchun oxirgi ifodani o'z-o'ziga N marta ko'paytirish kerak. U holda $[1 - P(A)]^{LN}$ bo'ladi. Agar bir-biriga bog'liq ikki hodisaning birgalikda sodir bo'lishi hodisasining ehtimolligi aniqlanayotgan bo'lsa, ehtimolliklarni ko'paytirish haqidagi teorema birmuncha murakkablashadi. Agar A hodisa sodir bo'lgandagina B hodisa bajariladigan holda bu ikki hodisaning birgalikda sodir bo'lishi ehtimolligi $P(A \text{ va } B) = P(A) \cdot P(B/A)$ bo'ladi, bunda shartli $P(B/A)$ ehtimollik, ya'ni B hodisaning A hodisa sodir bo'lgandagi ehtimolligi.

4. Qutida 5 ta shar bo'lib, 3 tasi oq va 2 tasi qora. Ketma-ket olingan sharlarning qora va oq bo'lish ehtimolligini toping.

Birinchi olingan sharning qora bo'lishi (A hodisa) ehtimolligi $P(A) = m/n = 2/5$. Qora shar olingandan so'ng qutida 4 ta shar: 3 ta oq va 1 ta qora shar qoladi. Bunday holda oq shar chiqish (A hodisa sodir bo'lgandan keyin B hodisa sodir bo'lishi) ehtimolligi $P(B/A) = 3/4$ ga teng. (2.8) munosabatdan foydalanib, $P(A \text{ va } B) = (2/5) \times (3/4) = 3/10$ ni hosil qilamiz.

2.2-§. TASODIFIY MIQDOR. TAQSIMOT QONUNI. SONLI XARAKTERISTIKALAR

Tasodifiy miqdorning ta'rifi. Ko'pgina tasodifiy hodisalar tasodifiy miqdorlar sifatida miqdoriy baholanishi mumkin.

Tasodifiy miqdor deb tasodifiy hodisalarning darajasiga qarab turlicha qiymatlar qabul qiluvchi miqdorga aytiladi.

Bunga misol tariqasida shifokor qabulidagi bemorlar sonini, auditoriyadagi talabalar sonini, shahardagi tug'ilishlar sonini, alohida bir odam umrining davomiyligini, molekulaning tezligini, havo haroratini, miqdorni o'lchashdagi xatoni va hokazolarni ko'rsatish mumkin. Agar qutidagi sharhlarni „sportloto“ o'yinidagi kabi nomerlab chiqilsa, u holda qutidan ixtiyoriy olinayotgan sharlar tasodifiy miqdor bo'lgan sonni ko'rsatadi.

Uzlukli va uzluksiz tasodifiy miqdorlar mavjud.

Agarda tasodifiy miqdor sanoqli qiymatlar to'plamini tashkil qilsa, bu miqdor uzlukli (diskret) miqdor deb ataladi, masalan: kitobning ixtiyoriy betidagi harflar soni, atomdagi elektronning energiyasi, odam boshidagi sochlar soni, boshog'dagi donlar soni, ajratilgan gazdagi molekulalar soni va hokazolar.

Uzluksiz tasodifiy miqdor biror oraliq (interval) ichidagi istalgan qiymatlarni qabul qiladi: ma'lum bir vaqt oralig'idagi havo harorati, bug'doy boshog'idagi donlarning massasi, bir partiyadagi mahsulotning o'lchovi, o'qning nishonga tekkan nuqtasining koordinatasi (o'qni moddiy nuqta deb qabul qilamiz) va boshqalar.

Diskret tasodifiy miqdorlar taqsimoti. Agar diskret tasodifiy miqdorning mumkin bo'lgan qiymatlari va ularga mos ehtimolliklari ko'rsatilgan bo'lsa, diskret tasodifiy miqdor berilgan deb hisoblanadi. Tasodifiy miqdorni X bilan, uning mumkin bo'lgan qiymatlarini x_1, x_2, \dots bilan, ehtimolliklarini $p(x_1) = p_1, p(x_2) = p_2$ va h.k. bilan belgilanadi. X va P to'plamiga *tasodifiy miqdorning taqsimoti* deyiladi (1- jadval).

1- jadval

X	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	\dots
P	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	\dots

Tasodifiy diskret miqdorning mumkin bo'lgan hamma qiymatlari to'liq sistemani ifodalagani uchun (2.1- §ga q.) ehtimolliklari yig'indisi birga tengdir:

$$\sum_{i=1}^n P(x_i) = 1 \quad (2.9)$$

Bu yerda tasodifiy diskret miqdor n ta qiymatga ega deb faraz qilinadi. (2.9) ifoda normalash sharti deb ataladi.

Misollar

1. Tasodifiy miqdor deb, soqqaning yuqori yog'ida tushadigan ochkolar sonini qabul qilamiz. Bu tasodifiy miqdorning taqsimlanishini ko'rsating (2- jadval).

2- jadval

X	1	2	3	4	5	6
P	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6

2. Tasodifiy miqdor „Sportloto“ o'yinidagi sport turining nomerini ifodalaydi. Sport turining umumiy soni 49 ta. Bu tasodifiy miqdorning taqsimlanishini ko'rsating (3- jadval).

3- jadval

X	1	2	3	4	5	6
P	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6

Binomial taqsimot. Birorta sinov uch karra takrorlangan bo'lib, bunda A tasodifiy hodisa l marta sodir bo'lgan bo'lsin (l tasodifiy miqdor bo'lib, uch karra sinovda 0,1,2 va 3 qiymatlarni qabul qilishi mumkin). Tasodifiy A hodisaning sodir bo'lish ehtimolligi $P(A)$ ga teng; \bar{A} hodisaning sodir bo'lmashligi, ya'ni qarama-qarshi A hodisaning sodir bo'lish ehtimoli $[1-P(A)]$ ga teng.

$l = 0$ qiymat A hodisa ketma-ket uch marta sodir bo'lmaganligini bildiradi. Bunday murakkab hodisaning ehtimolligi, ehtimolliklarning ko'paytmasi haqidagi teorema (2.6) ga ko'ra quyidagiga teng:

$$P(A \text{ va } \bar{A} \text{ va } \bar{A}) = [1 - P(A)] \cdot [1 - P(A)] \cdot [1 - P(A)] = [1 - P(A)]^3.$$

$l = 1$ qiymat uch marta takroriy kuzatish davomida hodisa bir martagina sodir bo'lganini ifodalaydi. (2.6) formula asosida quyidagini hosil qilamiz:

$$P(\bar{A} \text{ va } \bar{A} \text{ va } \bar{A}) = [1 - P(A)] \cdot [1 - P(A)] = [1 - P(A)]^2.$$

$l = 1$ bo'lganda bundan tashqari yana ikkita murakkab hodisa (\bar{A} va \bar{A} va \bar{A}) hamda (A va A va A) sodir bo'lgani uchun (2.4) teoremadan foydalanib $l = 1$ uchun to'liq ehtimollikni topish kerak:

$$P(A \text{ va } \bar{A} \text{ va } \bar{A} \text{ yoki } \bar{A} \text{ va } A \text{ va } \bar{A} \text{ yoki } \bar{A} \text{ va } \bar{A} \text{ va } A) = 3P(A) \cdot [1 - P(A)]^2.$$

$l = 2$ qiymat A hodisaning uchta sinovdan ikkitasida sodir bo'lganini bildiradi. Yuqoridagiga o'xshash mulohazalar yuritib, bu holatlar uchun to'liq ehtimollikni hosil qilamiz:

$$P(\bar{A} \text{ va } A \text{ va } A \text{ yoki } A \text{ va } \bar{A} \text{ va } A \text{ yoki } A \text{ va } A \text{ va } \bar{A}) = 3P^2(A) \cdot [1 - P(A)].$$

$l = 3$ bo'lganda A hodisa sinovlarning hammasida sodir bo'ladi. Ehtimolliklarni ko'paytirish teoremasidan foydalanib $P(A \text{ va } A \text{ va } A) = P^3(A)$ ni topamiz.

Natijada to'rtta haddan iborat binomial taqsimotni hosil qilamiz.

4- jadval

P	0	1	2	3
1	$[1-P(A)]^3$	$3P(A)[1-P(A)]^2$	$3P^2(A)[1-P(A)]$	$P^3(A)$

Umumiy holda binominal taqsimot A hodisaning n marta sinov jarayonida l marotaba sodir bo'lishi ehtimolligini aniqlashga imkon beradi:

$$P_{ln} = C_n^l P^l (1-P)^{n-l} \quad (2.10)$$

bunda $P = P(A)$; C_n^l - n elementdan l ta elementni guruhlashlar sonini bildiradi

va u quyidagiga teng: $C_n^l = \frac{n(n-1)\dots(n-l+1)}{l!} = \frac{n!}{l!(n-l)!}$

Misol

Ko'p yillik kuzatishlar natijasida shifokorning berilgan uyga chaqirilishi ehtimoli 0,5 ga tengligi aniqlandi. Olti kun davomida shifokorning to'rt marta uyga chaqirilishi ehtimolligini toping.

$$P(A) = 0,5, n = 6, l = 4$$

(2.10) formuladan foydalansak:

$$P = \frac{6 \cdot 5 \cdot 4 \cdot 3}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4} (0,5)^4 \cdot (0,5)^2 = 0,234.$$

Diskret tasodifiy miqdorning sonli xarakteristikalari. Ko'p hollarda tasodifiy miqdor taqsimoti bilan bir qatorda yoki uning o'rniga bu miqdorlar haqidagi axborotni, *tasodifiy miqdorlarning sonli xarakteristikalari* deb ataluvchi sonli parametrlarni ham berishi mumkin. Bularning ichida eng ko'p qo'llaniladiganlarini ko'rib chiqamiz.

Tasodifiy miqdorning *matematik kutilmasi* (o'rtacha qiymati) uning mumkin bo'lgan qiymatlarining mos ehtimolliklariga ko'paytmalarining yig'indisiga tengdir:

$$M(X) = x_1 p_1 + x_2 p_2 + \dots + x_n p_n = \sum_{i=1}^n x_i p_i \quad (2.11)$$

Faraz qilaylik, ko'plab n sinovlar jarayonida X diskret tasodifiy miqdor $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ qiymatlarni mos ravshida $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ marta qabul qilgan bo'lsin. O'rtacha qiymat quyidagiga teng:

$$\langle X \rangle = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots + m_n x_n}{n} = x_1 \frac{m_1}{n} + \dots + x_n \frac{m_n}{n}$$

Agar n katta bo'lsa, u holda $m_1/n, m_2/n$ nisbiy chastotalar ehtimolliklarga, o'rtacha qiymat esa matematik kutilmaga intiladi. Xuddi shuning uchun matematik kutilmalar ko'pincha o'rtacha qiymat bilan almashtiriladi.

Misol

1. Soqqani tashlaganda ustki yog'ida yozilgan raqam yordamida ifodalanadigan diskret tasodifiy miqdorning matematik kutilmasini toping.

(2.11) dan foydalanamiz:

$$M(X) = 1 \cdot 1/6 + 2 \cdot 1/6 + 3 \cdot 1/6 + 4 \cdot 1/6 + 5 \cdot 1/6 + 6 \cdot 1/6 = 7/2.$$

2. „Sportloto“ tiraji bilan ifodalanadigan diskret tasodifiy miqdorning matematik kutilmasini toping.

(2.11) ga asosan topamiz:

Diskret tasodifiy miqdorning mumkin bo'lgan qiymatlari matematik kutilmaning atrofida tarqalgan bo'lib, ba'zilar $M(X)$ dan katta, ba'zilar esa undan kichikdir. Tasodifiy miqdorning tarqalish darajasini uning o'rtacha qiymatiga nisbatan qanday baholash mumkin? Bunday masalani yechish uchun hamma tasodifiy miqdorlarning o'zining $X - M(X)$ matematik kutilmasidan chetlashish darajasini hisoblash, so'ngra bu chetlashishlarning matematik kutilmasi $M[X - M(X)]$ ni topish kerakdek tuyuladi. Iltimos shuni ko'rsatib o'tamizki, bu miqdor nolga teng, chunki tasodifiy miqdorlarning matematik kutilmalari ham musbat, ham manfiy qiymatlarga ega. Shuning uchun chetlashishlarning absolut qiymati $M[|X - M(X)|]$ ni yoki chetlashishlarning kvadratlari $M[X - M(X)]^2$ ni hisobga olish maqsadga muvofiqdir. Ikkinchi variant afzalroqdir, chunki bunda tasodifiy miqdorlarning dispersiyasi haqidagi tushunchaga kelinadi.

Tasodifiy miqdorning dispersiyasi deb, tasodifiy miqdorning o'zining matematik kutilmasidan chetlashishlari kvadratining matematik kutilmasiga aytiladi:

$$D(X) = M[X - M(X)]^2 \tag{2.12}$$

Hisoblashlarni osonlashtirish maqsadida dispersiyani hisoblash uchun qulay bo'lgan formulani keltiramiz:

$$D(X) = M(X^2) - [M(X)]^2 \tag{2.13}$$

Bu formula dispersiya tasodifiy miqdor kvadratining matematik kutilmasi bilan uning matematik kutilmasining kvadrati o'rtasidagi ayirmasiga tengligini ko'rsatadi.

Misol

Soqqani tashlaganda uning sirtida yozilgan raqam bilan ifodalangan tasodifiy miqdorning dispersiyasini toping.

Hu taqsimotning matematik kutilmasi 3,5 ga teng. Tasodifiy miqdorning matematik kutilmadan chetlashishlari kvadratlarining qiymatini yozib chiqamiz:

$$\begin{aligned} (1 - 3,5)^2 &= 6,25 & (4 - 3,5)^2 &= 0,25 \\ (2 - 3,5)^2 &= 2,25 & (5 - 3,5)^2 &= 2,25 \\ (3 - 3,5)^2 &= 0,25 & (6 - 3,5)^2 &= 6,25 \end{aligned}$$

(2.12) formuladan foydalanib va (2.11) ni hisobga olib, dispersiyani topamiz:

$$D(X) = 0,25 \cdot 1/6 + 2,25 \cdot 1/6 + 0,25 \cdot 1/6 + 0,25 \cdot 1/6 + \\ + 2,25 \cdot 1/6 + 6,25 \cdot 1/6 = 2,9167$$

Dispersiyani (2.13) formuladan foydalanib hisoblaymiz:

$$[M(X)]^2 = 3,5^2 = 12,25$$

$$M(X^2) = (1^2 \cdot 1/6 + 2^2 \cdot 1/6 + 3^2 \cdot 1/6 + 4^2 \cdot 1/6 + 5^2 \cdot 1/6 + 6^2 \cdot 1/6) = 15,1667$$

$$D(X) = 15,1667 - 12,25 = 2,9167$$

(2.12) formuladan dispersiya tasodifiy miqdor o'lchamining kvadratiga teng bo'lgan o'lchamga ega ekanligi kelib chiqadi. Tasodifiy miqdorning tarqalishini o'sha o'lchamda ifodalash uchun o'rtacha kvadratik chetlanish degan tushuncha kiritiladi. O'rtacha kvadratik chetlanish deganda dispersiyadan olingan kvadrat ildiz tushuniladi:

$$\sigma = \sqrt{D(X)} \quad (2.14)$$

Uzluksiz tasodifiy miqdorlar taqsimoti va xarakteristikalari. Uzluksiz tasodifiy miqdorlarni diskret miqdor taqsimoti qonuni asosida ifodalash mumkin emas. Bu holda quyidagicha ish tutiladi.

Faraz qilaylik, dP — uzluksiz tasodifiy miqdor X ning x va $x+dx$ oraliqdagi qiymatlarini qabul qilish ehtimoli bo'lsin. Shu narsa ayonki, dx oraliq qancha katta bo'lsa, dP ehtimollik ham shuncha katta bo'ladi $dP \propto dx$. Bundan tashqari, ehtimollik intervalga yaqin turgan tasodifiy miqdorga ham bog'liq bo'lishi kerak. Shuning uchun

$$dP = f(x)dx \quad (2.15)$$

bu erda $f(x)$ ehtimollikning zichligi yoki ehtimollikning taqsimot funksiyasidir. U tasodifiy miqdorning dx intervalga tegishli ehtimolligi shu miqdorning qiymatiga bog'liq holda qanday o'zgarishni bildiradi:

$$f(x) = dP/dx \quad (2.16)$$

(2.15) ifodani tegishli oraliqlarda integrallab, tasodifiy miqdorning (a, b) intervalda biror qiymatni qabul qilish ehtimolini topamiz:

$$P_{ab} = \int_a^b f(x)dx \quad (2.17)$$

Uzluksiz tasodifiy miqdorlar uchun normalash sharti quyidagi ko'rinishga ega:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx \tag{2.18}$$

Matematikada ehtimollikning zichligidan tashqari, uzluksiz tasodifiy miqdorning taqsimoti funksiyasi tushurichasidan ham foydalaniladi:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx \tag{2.19}$$

(2.19) dan shu narsa ko'rinib turibdiki, bu funksiya x dan kichik bo'lgan qiymatlar qabul qilish ehtimoliga tengdir:

$$F(X) = p(-\infty < X < \infty)$$

Uzluksiz tasodifiy miqdor uchun matematik kutilma va dispersiya mos ravishda quyidagicha yoziladi:

$$M(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x) dx \tag{2.20}$$

$$D(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} [x - M(X)]^2 f(x) dx \tag{2.21}$$

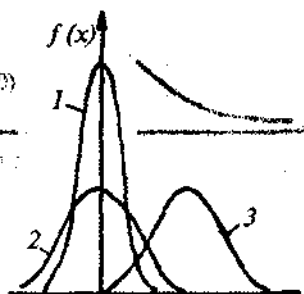
2.3-§. TAQSIMOTNING NORMAL QONUNI

Ehtimolliklar nazariyasida va matematik statistikada, turli sohalarda taqsimotning normal qonuni (Gauss qonuni) muhim rol o'ynaydi. Agar tasodifiy miqdorning ehtimolligining zichligi

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp[-(x - a)^2 / (2\sigma^2)] \tag{2.22}$$

ko'rinishda bo'lsa, tasodifiy miqdor shu qonun bo'yicha taqsimlangan bo'ladi, bunda $a = M(X)$ tasodifiy miqdorning matematik kutilmasi, σ^2 o'rtacha kvadratik chetlanish; tasodifiy miqdor dispersiyasi.

Taqsimotning normal qonuni egri chizig'i qo'ng'iroqsimon shaklda bo'lib (2.1- rasm), $x = a$ nuqtasida chiziqqa tarqalish markaziga nisbatan



2.1- rasm.

* $\exp(t)$ belgi e ga mos keladi. Darajaning ko'rsatkichi ko'phad bo'lgan hollarda birinchi belgilash afzalroqdir

simmetrik joylashgan bo'ladi. Funksiya $x = a$ nuqtada eng katta qiymatiga yetadi:

$f(x)_{\max} = 1 / \sigma\sqrt{2\pi} (x - a)$ oshgani sari $f(x)$ funksiya monoton kamayib boradi va nolga asimptotik ravishda yaqinlashib boradi, u kamaya borgan sari egri chiziqning uchi o'tkirlashib boradi. U o'zgarishida σ ning o'zgarishi egri chiziqning shakliga ta'sir qilmaydi, balki absissa bo'ylab uni suradi xolos. Egri chiziq bilan chegaralangan yuza normirovka shartiga asosan birga teng. Rasmda uchta egri chiziq ko'rsatilgan. 1 va 2 egri chiziq uchun $a = 0$ bo'lib, ular $\sigma(\sigma_1 < \sigma_2)$ ning qiymati bilan farqlanadilar. 3 egri chiziq uchun esa $a \neq 0 (\sigma = \sigma_2)$.

Bu hol uchun (2.19) taqsimlanish funksiyasini hisoblaymiz:

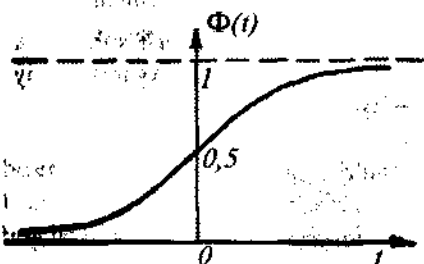
$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right] dx \quad (2.23)$$

Odatda normal taqsimlanish funksiyasining boshqacha ifodasidan foy-

dalaniladi. Yangi o'zgaruvchi $t = \frac{x-a}{\sigma}$ ni keltiramiz. U holda $dx = \sigma \cdot dt$ bo'ladi.

Bu qiymatlarni (2.23) ga qo'ysak:

$$F(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t e^{-t^2} / 2 dt = \Phi(t) = \Phi\left(\frac{x-a}{\sigma}\right) \quad (2.24)$$



2.2- rasm.

$\Phi(t)$ funksiyaning qiymatlari maxsus tuzilgan jadvallardan olinadi, chunki (2.24) integralni sodda funksiyalar orqali ifodalash mumkin emas. Funksiyaning grafigi 2.2- rasmda keltirilgan.

Tasodifiy miqdor taqsimlanish normal bo'lgan holda (x_1, x_2) intervalda yotishi ehtimolligini (2.17) formula asosida hisoblash mumkin. Keltirib chiqarib o'tirmasdan (2.24) kabi bu ehtimollik quyidagicha

$$P(x_1 < x < x_2) = \Phi\left(\frac{x_2 - a}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{x_1 - a}{\sigma}\right) \quad (2.25)$$

aniqlanishini ko'rsatib o'tamiz. (2.25) formuladan foydalanib quyidagi ehtimolliklarni hisoblaymiz

$$a) P(a - \sigma < x < a + \sigma) = \Phi\left(\frac{a + a - a}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{a - a - \sigma}{\sigma}\right) = \Phi(1) - \Phi(-1)$$

bo'lgani $P = 2\Phi(1) - 1$ uchun bo'ladi. Jadvaldan $\Phi(+1) = 0,8413$ ni topamiz, bundan esa:

$$P = 2 \cdot 0,8413 - 1 = 0,683 \quad (2.26 a)$$

$$b) \quad P(a - 2\sigma < x < a + 2\sigma) = \Phi\left(\frac{a + 2\sigma - a}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{a - 2\sigma - a}{\sigma}\right) = \Phi(2) - \Phi(-2) = 2\Phi(2) - 1$$

Jadvaldan $\Phi(2) = 0,9772$ ni topamiz, bundan

$$P = 2 \cdot 0,9772 - 1 = 0,954 \quad (2.26 b)$$

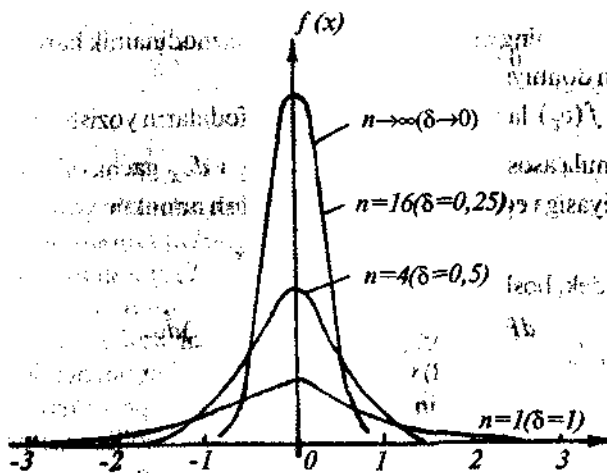
$$d) \quad P(a - 3\sigma < x < a + 3\sigma) = \Phi\left(\frac{a + 3\sigma - a}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{a - 3\sigma - a}{\sigma}\right) = \Phi(3) - \Phi(-3) = 2\Phi(3) - 1$$

Jadvaldan $\Phi(3) = 0,9986$ ni topamiz, bundan

$$P = 2 \cdot 0,9986 - 1 = 0,997 \quad (2.26 d)$$

Matematik statistikada (2.26) qiymatlardan foydalaniladi.

Faraz qilaylik, normal taqsimotdan ixtiyoriy ravishda n tadan tasodifiy miqdorning qiymatlaridan tuzilgan guruhlar tanlab olinadi. Har bir guruh uchun o'rtacha qiymatni topish mumkin. Bu o'rtacha qiymatlar o'zlari normal taqsimotni tashkil qilib, uning matematik kutilmasi boshlang'ich normal taqsimotning matematik kutilmasiga teng bo'ladi, dispersiya va o'rtacha kvadratik chetlanishlar esa boshlang'ich taqsimotning shu xarakteristikalaridan mos ravishda n va $n\sqrt{n}$ marta farq qiladi:



2.3- rasm.

$$D_n = \frac{D}{n} \text{ yoki } \sigma_n^2 = \frac{\sigma^2}{n}, \sigma_n = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (2.26 \text{ g})$$

Bu qoida bu yerda isbotlanmaydi, ammo uni 2.3-rasm yordamida ko'rsatish va chegaraviy xususiy hollarni ko'rib chiqish mumkin. $n \rightarrow \infty$ da $\delta_n \rightarrow 0$ aslida bu holda „tasodifiy miqdorlar guruhi“ butun boshlang'ich taqsimotdir, boshqa guruhlar yo'q, grafikda matematik kutilmaga mos keladigan vertikal chiziqlar ko'rsatilgan. $n=1$ bo'lganda $\delta_n = \delta$ bu holda boshlang'ich normal taqsimotga kelamiz.

2.4-§. MAKSVELL VA BOLTSMAN TAQSIMOTLARI

Maksvell taqsimoti (gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimoti). Muvozanat holatida gazning parametrlari (bosim, hajm va harorat) o'zgarmas bo'ladi, lekin mikroholatlar — molekularning o'zaro joylashuvi, ular tezligi — uzluksiz o'zgarib turadi. Molekularning soni juda ko'p bo'lgani uchun ularning ma'lum bir momentdagi tezliklari qiymatini topish mumkin emas, lekin molekularning tezligini tasodifiy miqdor deb qarab molekularning tezliklar bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatish mumkin.

Alohida bir molekulanı ajratib olaylik. Harakatning xaotikligi molekula tezligining — proyeksiyasi uchun normal taqsimot qonuni qabul qilishga imkon beradi. Bu holda, J.K. Maksvell ko'rsatganidek, molekula tezlik komponentiga ega bo'lish ehtimolligining zichligi quyidagicha yoziladi:

$$f(v_x) = \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{1/2} \cdot e^{-m_0 v_x^2 / (2kT)} \quad (2.27)$$

bunda m_0 molekulaning massasi, T — gazning termodinamik harorati, k — Boltsman doimiysi.

$f(v_y)$ va $f(v_z)$ lar uchun ham shunday ifodalarni yozish mumkin.

(2.15) formula asosida molekula v_x dan $v_x + dv_x$ gacha oraliqda yotuvchi tezlik proyeksiyasiga ega bo'lish ehtimolini yozish mumkin:

$$dP_x = f(v_x) \cdot dv_x \quad (2.28)$$

xuddi shuningdek, boshqa o'qlar uchun:

$$dP_y = f(v_y)dv_y; \quad dP_z = f(v_z)dv_z \quad (2.29)$$

Yuqorida keltirilgan (2.28) va (2.29) shartlarning har biri bog'liq bo'lmagan hodisalarni ifodalaydi. Shuning uchun molekularning proyeksiyalari hamma shartlarni qanoatlantiruvchi tezlikka ega bo'lish ehtimolligini ehtimolliklarni ko'paytirish teoremasi asosida topish mumkin (2.6-§ ga q.):

$$dP = dP_x dP_y dP_z = f(v_x)f(v_y)f(v_z)dv_x dv_y dv_z \quad (2.30)$$

(2.27) dan foydalanib, (2.30) dan quyidagini topamiz:

$$dP = \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_0(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2kT)} dv_x dv_y dv_z \quad (2.31)$$

Murakkab hisoblashlarni ko'rsatmagan holda (2.31) yordamida tezlikning aholisi qiymatining ehtimolligining Maksvell taqsimoti funksiyasi (tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti):

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2/(2kT)} dv \quad (2.32)$$

bu holda molekulaning tezligi v_0 dan $v + dv$ gacha oraliqda yotgan qiymatga teng bo'lish ehtimolligi:

$$dP = f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2/(2kT)} dv \quad (2.33)$$

bu topish mumkinligini ta'kidlab o'tamiz.

(2.32) funksiyaning grafigi 2.4-rasmda keltirilgan. Maksvell egri chizig'ining eng katta qiymatiga mos kelgan tezlikka ehtimolligi eng ko'p bo'lgan tezlik deyiladi. (bu funksiyaning maksimumligi shartidan keltirib chiqarish mumkin (ilovadagi 3-q. 4.)):

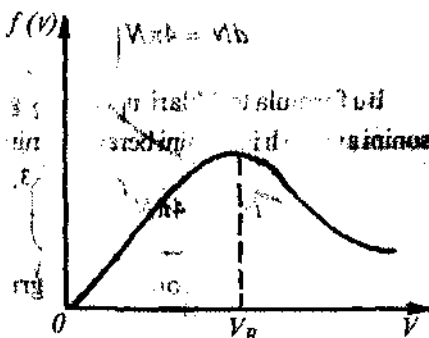
$$\frac{df(v)}{dv} = 0 \text{ yoki}$$

$$(4/\sqrt{\pi}) \cdot N \left[\frac{m_0}{(2kT)} \right]^{3/2} \left\{ e^{-m_0 v^2/2kT} \cdot 2v e^{-m_0 v^2/2kT} - v_0^2 \cdot \frac{e^{-m_0 v^2/(2kT)}}{(2kT)} \left[\frac{m_0}{(2kT)} \right] \right\} = 0$$

shundan

$$v_0^2 = 2kT / m_0; \quad v_0 = \sqrt{2kT / m_0} \quad (2.34)$$

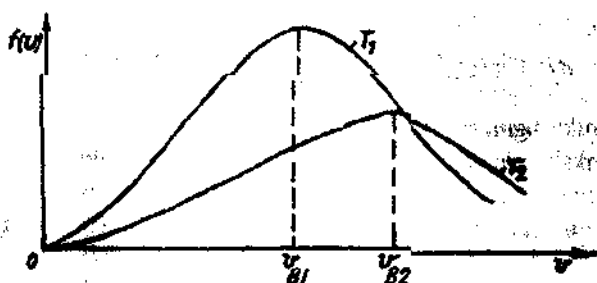
Molekulaning o'rtacha tezligi (matematik kutilma)ni umumiy qoida asosida topish mumkin (2.20 ga q.). Tezlikning o'rtacha qiymati aniqlanayotgani uchun integrallash chegaralarini 0 dan ∞ gacha olinadi (bu yerda matematik keltirib chiqarishlar keltirilmagan).



2.4-rasm.

$$\begin{aligned} \langle v \rangle &= \int_0^{\infty} v f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^3 e^{-m_0 v^2 / (2kT)} dv = \\ &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Harorat ko'tarilganda Maksvell egri chizig'ining maksimumi katta tezliklar tomon suriladi va molekularning tezliklari bo'yicha taqsimotining ko'rinishi o'zgaradi (2.5- rasm; $T_1 < T_2$). Berilgan gaz va berilgan sharoit uchun har qanday molekulaning Maksvell (2.31) taqsimoti (T harorat) bir xildir. Bu esa tezliklar oraliqda yotgan molekularning sonini hisoblab topish imkonini beradi.



2.5- rasm.

Tegishli formulani hosil qilamiz. Gazning umumiy molekularining soni N odatda nihoyatda katta bo'lgani uchun ehtimollikni tezliklari shartni qanoatlantiruvchi molekular sonining molekularlarning umumiy N soniga nisbati ko'rinishida ifodalash mumkin:

$$dP = \frac{dN}{N} \text{ yoki } dN = NdP \quad (2.36)$$

(2.33) va (2.36) dan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

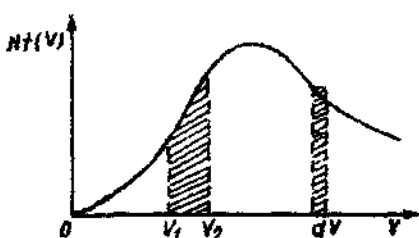
$$dN = 4\pi N \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2 / (2kT)} dv \quad (2.37)$$

Bu formula tezliklari v_1 dan v_2 gacha oraliqda yotuvchi molekularning sonini aniqlash imkonini beradi. Buning uchun (2.37) ifodani integrallash kerak:

$$N_{12} = 4\pi N \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{v_1}^{v_2} v^2 e^{-m_0 v^2 / (2kT)} dv \quad (2.38)$$

yoki v_1 dan v_2 gacha oraliqdagi egri chiziqli trapetsiyaning yuzini hisoblash kerak (2.6- rasm).

Agar tezliklar intervali yetarlicha kichik bo'lsa, tezliklari bu intervalga mos keluvchi molekularlar sonini (2.37) formula yordamida yoki grafik usulda n asosli to'g'ri to'rtburchakning yuzi deb qarab taqribiy hisoblash mumkin.



2.6- rasm.

Berilgan aniq qiymatga teng bo'lgan tezlikka ega bo'lgan molekularning soni nechta, deb berilgan savolga birinchi qaraganda juda g'alati tuyuladigan javob beriladi: agarda tezlik aniq bir qiymat bilan berilgan bo'lsa, u

holda tezliklar intervali nolga teng bo'ladi $dv = 0$ va (2.37) dan nolni hosil qilamiz, ya'ni birorta ham molekularning tezligi berilgan tezlikka teng bo'lmaydi. Bu hol ehtimollik nazariyasining uzluksiz tasodifiy miqdorlar (tezlik ham shu jumladandir) uchun oldindan uning qiymatini aytib bo'lmaydi, degan qoidasiga mos keladi.

Molekularning tezligiga qarab taqsimlanishi turli tajribalar asosida tushunilgan.

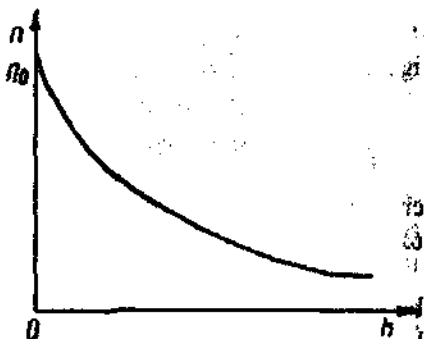
Maksvell taqsimotini faqat molekularning tezliklari asosidagi taqsimot deb emas, balki kinetik energiyalari asosidagi taqsimot deb ham qarash mumkin (chunki bu tushunchalar o'zaro bog'liqdir).

Boltzman taqsimoti. Agarda molekular qandaydir tashqi kuch maydonida, masalan, Yerning gravitatsion maydonida bo'lsa, u holda ularning potensial energiyalari bo'yicha taqsimlanishini topish mumkin, ya'ni aniq bir potensial energiyaga ega bo'lgan zarrachalarning konsentratsiyasini topish mumkin.

Zarrachalarning gravitatsion, elektr va boshqa kuch maydonlarida potensial energiyalar bo'yicha taqsimlanishi Boltzman taqsimoti deb ataladi. Bu taqsimot gravitatsion maydon uchun tatbiq qilinganda molekular konsentratsiyasi n ning Yer sathidan h balandlikka yoki potensial energiyaga bog'lanishi ko'rinishida ifodalash mumkin:

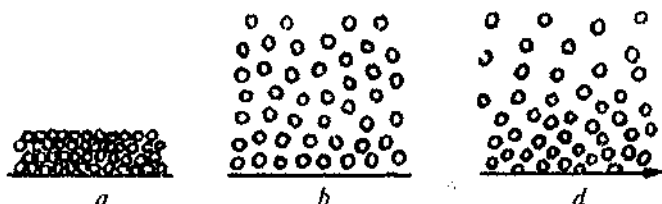
$$n = n_0 e^{-mgh/(kT)} \quad (2.39)$$

Bu (2.39) ifoda ideal gaz zarralari uchun o'rinli. Bu bog'lanish grafik tarzda eksponenta ko'rinishida tasvirlanadi (2.7- rasm). Molekularning Yerning tortish kuchi ta'siridagi bunday taqsimlanishni sifat jihatdan molekular kinetik tasavvur doirasida molekularga quyidagi ikkita qarama-qarshi omil (faktor)lar ta'sir qilishi bilan tushuntirish



2.7- rasm.

mumkin: gravitatsion maydon (uning ta'sirida hamma molekular Yerga tortiladi) hamda molekularni mumkin bo'lgan butun hajm bo'ylab tekis sochib yuborishga harakat qiluvchi molekular-xaotik harakat. 2.8- rasmda $T = 0$ uchun gravitatsion maydondagi (a), $T \neq 0$ uchun tortish maydoni bo'lmaganda (b) va ikkala omil (faktor) bir vaqtda ta'sir qilgan hol uchun (d) molekular taqsimoti sxematik tarzda ko'rsatilgan; so'nggi hol Boltsman taqsimotiga mos keladi.



2.8-rasm.

Xulosa sifatida Maksvell va Boltsman taqsimotlaridagi eksponential hadlaridagi ba'zi o'xshashliklarini ko'rsatib o'tish foydadan holi bo'lmaydi:

$$e^{-m_0 v^2 / (2kT)} = e^{-E_K / (2kT)}; \quad e^{-m_0 g h / (2kT)} = e^{-E_P / (2kT)}.$$

Birinchi taqsimotda daraja ko'rsatkichida molekula kinetik energiyasining kT ga nisbati bo'lsa, ikkinchisida esa potensial energiyaning kT ga nisbatidir.

2.5-§. MATEMATIK STATISTIKANING ASOSIY TUSHUNCHALARI

Biz ulkan tasodifiy miqdorlar bo'ysungan ba'zi bir tushunchalar va qonuniyatlar bilan tanishib o'tdik. Bu bilan bog'liq bo'lgan amaliy masalalardan biri bu ko'p tasodifiy miqdorlar ichidan statistik ma'lumotlar deb ataluvchi ma'lumotlarni tanlab olish va ularni qayta ishlash usullarini yaratishdan iboratdir. Bunday masalalar matematik statistikada ko'riladi.

Matematik statistika statistik ma'lumotlardan foydalangan holda ilmiy va amaliy masalalarni yechish uchun mazkur ma'lumotlarni sistemalashtiruvchi matematik usullar haqidagi fandir. Matematik statistika ehtimollar nazariyasiga yaqin bo'lib, uning tushunchalariga asoslanadi. Matematik statistika uchun asosiy masala tasodifiy miqdorning taqsimlanishi bo'lmay, statistik ma'lumotlarni tahlil qilish bilan uning qaysi taqsimot qonuniga muvofiq ekanligini topishdir.

Faraz qilaylik, ma'lum bir belgisiga qarab ko'pgina obyektlarni o'rganib chiqish talab qilinsin. Buni uzluksiz kuzatishlar (tadqiqotlar, o'lchashlar) yoki uzlukli tanlab kuzatishlar yordamida amalga oshirish mumkin.

Tanlab, ya'ni to'liqmas kuzatishlar quyidagi sabablarga ko'ra ma'qulroq bo'lishi mumkin. Birinchidan, qismni tekshirish butunni tekshirishdan ancha kam mehnat talab qilishi tabiiy, binobarin, buning sabablaridan biri — iqtisodiy sababdir. Ikkinchidan, uzluksiz kuzatishlarni bajarish mumkin bo'lmashligi ham

mumkin. Bu kuzatishlarni amalga oshirish uchun butun o'rganilayotgan texnikani yoki butun biologik obyektlarni yo'qotishga to'g'ri kelishi mumkin. Masalan, ko'xlear protez yaratish maqsadida elektrodni shilliq qurtda implantatsiya qilayotgan shifokor shilliq qurtning eshitish apparatining joylashishi haqidagi ehtimoliy tasavvurlarga ega bo'lishi kerak (8.5- §ga q.). Bu haqda to'liq va aniq ma'lumotlarni o'lchamlarning hammasini patologo-anatomik ochishlar va o'lchushlar yordamida yaratish mumkindek bo'lib ko'rinadi. Biroq bu o'rinda tanlab o'tkazilgan kuzatishlar yordamida kerakli ma'lumotlarni olish yetarli.

Tadqiqot uchun obyektlarning bir qismi tanlab olinadigan katta statistik to'plamga bosh to'plam deyiladi. Undan tanlab olingan obyektlar to'plami esa tanlangan to'plam yoki tanlanma deb ataladi.

Tanlangan obyektlarning xossasi bosh to'plam obyektlari xossasiga mos kelishi kerak, yoki boshqacha qilib aytganda, tanlama ko'rgazmali (representativ) bo'lishi kerak. Masalan, katta shahar aholisining sog'lig'ini o'rganish maqsad qilib qo'yilgan bo'lsa, shaharning ma'lum bir nohiyasi aholisinigina tanlab o'rganish yaramaydi. Turli nohiyalarda yashash sharoitlari (namligi, tashkilotlar, turar joylarning qurilishi va hokazolar) bir-biridan farq qilishi mumkin va bu sog'liqqa ta'sir qilishi mumkin. Shuning uchun tanlamaga tasodifiy tanlab olingan obyektlarni kiritish kerak.

Agarda miqdorning o'lchashlarda olingan qiymatlarini ketma-ket yozib chiqsak, statistik qator deb ataluvchi qator hosil bo'ladi. Masalan, erkaklarning bo'yi (sm) 171, 172, 173, 168, 170, 169... Bunday qator tahlil qilish uchun muvofiq, chunki unda qiymatlarning o'sish (yoki kamayish) ketma-ketligi yo'qdir, takrorlashlar ham uchraydi. Shuning uchun qiymatlarni, masalan, o'sish tartibida va takrorlanishlar sonini ko'rsatib ifodalash maqsadga muvofiqdir.

U holda tanlamani statistik taqsimlanishi:

$$\begin{array}{ccccccc}
 x_1 & \dots & x_2 & \dots & x_k & \dots & x_k \\
 n_1 & \dots & n_2 & \dots & n_k & \dots & n_k \\
 p_1^* = \frac{n_1}{n} & & p_2^* = \frac{n_2}{n} & & p_k^* = \frac{n_k}{n} & & p_k^* = \frac{n_k}{n}
 \end{array}$$

Bu yerda x_i — belgi (variant) ning kuzatilayotgan qiymatlaridir; n_i — miqdor v_i variantni kuzatishlar soni (chastota); p_i^* — nisbiy chastota. Tanlanmadagi obyektlarning umumiy soni (tanlanma hajmi)

$$n = \sum_{i=1}^k n_i$$

hammasi bo'lib k ta variant. Statistik taqsimot — bu variantlar va unga mos bo'lgan chastota (nisbiy chastota)lar to'plamidir, ya'ni statistik taqsimot — bu (2.40) dagi 1- va 2-satr yoki 1- va 3- satrlar ma'lumotlari to'plamidir.

Tibbiy adabiyotda variantlar va ularga mos chastotalardan tuzilgan to'plamlar variatsion qator deb nom olgan.

Yuqorida tasvirlangan diskret statistik taqsimot bilan bir qatorda uzluksiz (intervalli) statistik taqsimotdan ham foydalaniladi:

$$\begin{array}{ccccccc}
 x_0, x_1 & x_1, x_2 & \dots & x_{i-1}, x_i & \dots & x_{k-1}, x_k & \\
 n_1 & n_2 & \dots & n_i & \dots & n_k & \\
 p_1^* = \frac{n_1}{n} & p_2^* = \frac{n_2}{n} & \dots & p_i^* = \frac{n_i}{n} & \dots & p_k^* = \frac{n_k}{n} & (2.41)
 \end{array}$$

bunda x_{i-1}, x_i — belgining miqdoriy qiymati yotgan i — interval, n_i — shu intervalga tushgan variant chastotalarining yig'indisi, p_i^* — nisbiy chastotalar yig'indisi.

Statistik taqsimotga misol tariqasida yangi tug'ilgan o'g'il bolalarning massasi (kg) va chastotalarini keltiramiz (5-jadval)

5- jadval

X	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,1	4,2	4,3	4,4
P	1	2	3	7	8	12	13	10	7	6	5	5	6	5	3	3	2	1

O'g'il bolalarning umumiy soni

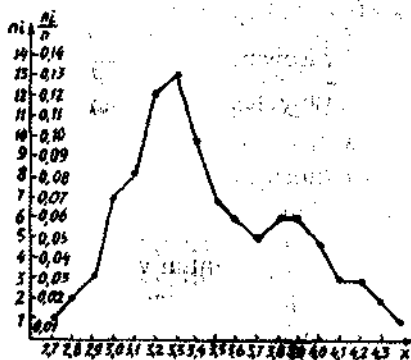
$$n = \sum_{i=1}^n n_i = 100 \quad (2.42)$$

Bu taqsimotni uzluksiz (intervalli) ko'rishda ham ko'rsatish mumkin (6-jadval).

6- jadval

2,65-2,75	2,75-2,85	2,85-2,95	2,95-3,05	3,05-3,15	va h.k.
1	2	3	7	8	

Yaqqollik uchun statistik taqsimotlar poligon va gistrogrammalar ko'rinishida tasvirlanadi.



2.9- rasm.

Chastotalar poligoni — siniq chiziq bo'lib, uning kesmalari $(x_1, n_1), (x_2, n_2) \dots$ koordinatali nuqtalarni birlashtiradi yoki nisbiy chastotalar uchun poligon $(x_1, p_1), (x_2, p_2) \dots$ koordinatali nuqtalarni birlashtiradi (2.9- rasm) (2.42) taqsimotga taalluqlidir.

Chastotalar gistrogrammasi — ketma-ket to'g'ri chiziq bo'ylab joylash-tirilgan to'rtburchaklar bo'lib (2.10- rasm ularning asoslari bir xil) va a ga teng, balandliklari esa chastotalarining (yoki nisbiy chastotaning) a ga nisbatiga teng:

$$\frac{n_i}{a} \text{ yoki } \frac{n_i}{na} = \frac{P_i}{a} \quad (2.43)$$

Shunday qilib, har bir to'rtburchakning yuzi mos ravishda quyidagilarga tengdir:

$$\frac{n_i}{a} a = n_i \text{ yoki } \frac{P_i}{a} a = P_i$$

Binobarin, chastotalar gistogram-

masining yuzi $\sum_{i=1}^k n_i = n$ nisbiy chastotalarning gistogrammalarining yuzi esa

$$\sum_{i=1}^k p_i = \sum_{i=1}^k \frac{n_i}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^k n_i = \frac{n}{n} = 1$$

Statistik taqsimotning eng keng tarqalgan xarakteristikalari o'rtacha miqdorlar: modda mediana va o'rtacha arifmetik yoki tanlanma o'rtachalardir.

Moda (Mo) eng katta chastotaga mos keladigan variantga teng (2.42) taqsimotda $Mo = 3,3$ kg.

Mediana (Me) statistik taqsimotning o'rtasida joylashgan variantga tengdir. U statistik (variatsion) qatorni teng ikki qismga bo'ladi. Variantlar soni juft bo'lganda mediana uchun ikki markaziy variantning o'rtacha qiymati qabul

qilinadi. (2.42) taqsimotda $Me = \frac{3,5 + 3,6}{2} = 3,55$ kg.

Tanlanma o'rtachaning qiymati (\bar{x}) statistik qator variantlarining o'rtacha arifmetik qiymati kabi aniqlanadi:

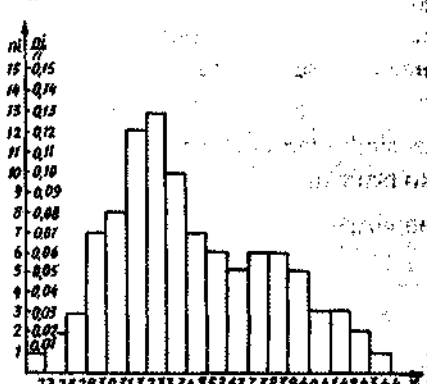
$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^k x_i n_i \text{ yoki } \bar{x} = \sum_{i=1}^k x_i p_i \quad (2.44)$$

Yuqoridagi (2.42) misol uchun

$$x_{\bar{t}} = \frac{2,7 \cdot 1 + 2,8 \cdot 2 + 2,9 \cdot 3 + \dots + 4,3 \cdot 2 + 4,4 \cdot 1}{100} = 3,468 \text{ kg.}$$

Variantlarning o'zining x o'rtacha qiymati atrofida tarqalishini xarakterlash uchun cheflanishlar kvadratlarining o'rtacha arifmetik qiymati bilan aniqlanuvchi tanlanma dispersiya deb ataluvchi xarakteristika kiritiladi:

$$\sigma_n^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x})^2 \quad (2.45)$$



2.10- rasm.

Tanlanma dispersiyadan olingan kvadrat ildiz tanlanma o'rtacha kvadratik og'ish deb ataladi:

$$\sigma_r = \sqrt{\sigma_r^2} \quad (2.46)$$

(2.42) misol uchun

$$\sigma_r^2 = \frac{(2,7 - 3,468)^2 + (2,8 - 3,468)^2 + \dots + (4,3 - 3,468)^2 + (1,4 - 3,468)^2}{100}$$

$$= 0,1513 \text{ kg}^2; \quad \sigma_r = \sqrt{0,1513 \text{ kg}^2} = 0,3896 \text{ kg}. \quad (2.47)$$

Ijtimoiy gigiyena va sog'liqni saqlashni tashkil qilish kursida statistik taqsimotning xarakteristikalarini hisoblashni osonlashtiruvchi ba'zi bir usullar ko'rsatilgan.

2.6-§. TANLANMALAR ASOSIDA BOSH TO'PLAM PARAMETRLARINI BAHOLASH

Faraz qilaylik, bosh to'plam normal taqsimot bo'lsin. Ma'lumki (2.3-§ga q.), normal taqsimot matematik kutilma (o'rtacha qiymat) va o'rtacha kvadratik chetlanishlar yordamida to'liq aniqlanadi. Shuning uchun, agar bu parametrlarni tanlanmalar yordamida baholash mumkin bo'lsa, ya'ni taqribiy topish mumkin bo'lsa, u holda matematik statistikaning asosiy masalalaridan biri hal qilingan, ya'ni katta massivning parametrlari uning bir qismini tadqiq qilib topilgan bo'ladi.

Tanlanmaga kabi bosh to'plam uchun ham X_σ bosh o'rtacha qiymatni bu to'plamni tashkil qiluvchi hamma miqdorlarning o'rtacha arifmetik qiymatini topish mumkin. Bu to'plamning hajmi nihoyatda katta ekanini hisobga olgan holda bosh o'rtacha qiymat matematik kutilmaga teng bo'ladi, deb faraz qilish mumkin:

$$\bar{x} = M(X) = \mu \quad (2.48)$$

bunda X — bosh to'plamni ifodalovchi tasodifiy miqdorning umumiy yozilishidir; μ — matematik kutilmaning qisqacha yozilishi.

Bosh to'plamning o'rganilayotgan belgisining qiymatlarini bosh o'rtacha qiymati atrofida tarqalishi

$$\sigma_r^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2 \quad (2.49)$$

bosh dispersiya yordamida (bunda N bosh to'plamning hajmi) yoki bosh o'rtacha kvadratik chetlanish $\sigma_y = \sqrt{\sigma_y^2}$ bilan baholanadi.

Faraz qilaylik, yagona bosh to'plamdan har xil tanlanmalar olingan bo'lsin. Aniqlik uchun ularning hajmlarini bir xil va n ga teng deb hisoblaymiz. Ularning

Tanlanma o'rtacha qiymatlari (X_{ii}) tasodifiy miqdor bo'lib, ular uchun taqsimlanish qonunini va mos parametrlarini topish mumkin. Har xil X_{ii} lar bosh to'plam qonun bo'yicha taqsimlangan bo'lib, ularning matematik kutilmalari bosh to'plamning matematik kutilmasiga teng bo'lar ekan:

$$M(\bar{x}_{ii}) = \mu \tag{2.50}$$

Bu esa yetarlicha katta tanlashlarda uning o'rtacha qiymatlarini taqriban bosh to'plamning o'rtachasi deb qabul qilish imkoniyatini beradi.

Ikkinchi dispersiyalar uchun biroz boshqacharoq bo'ladi. Turlicha tanlanmalar bosh to'plam dispersiyalarining matematik kutilmasi bosh dispersiyadan farqlanadi:

$$M(\sigma_{ii}^2) = \frac{n-1}{n} \sigma_{\sigma}^2 \tag{2.51}$$

Shuning uchun bosh dispersiyani baholash uchun to'g'rilangan tanlama dispersiyasi kiritiladi.

$$s^2 = \frac{n}{n-1} \sigma_t^2 \tag{2.52}$$

Bu kattalik tanlanma ham va bosh dispersiya ham emas. Lekin birgina bosh to'plamning tanlanmalari ko'p bo'lsa, ularning o'rtacha qiymati (matematik kutilmasi) s bosh dispersiyaga yaqinlashadi:

$$M(s) = M\left(\frac{n}{n-1} \sigma_t^2\right) = \sigma_{\sigma}^2 \tag{2.53}$$

(2.52) formuladan ko'rinib turibdiki, tanlashlar ko'p bo'lganda $s^2 \approx \sigma_t^2$

bo'ladi. Shunday qilib, bosh to'plamning parametrlarini tanlamalar parametrlari

hamda σ_t yordamida va uning hajmi n ni hisobga olgan holda taqriban

baholash mumkin. Agar (2.42) statistik taqsimot biror bosh to'plamdan tanlab

olingan deb hisoblansa, u holda $\frac{n}{n-1} = \frac{100}{99} \approx 1$ bo'lgani uchun (2.44) va (2.47)

lar hamonida bu bosh to'plam uchun taqriban $\mu = x_{\sigma} = 3,468 \text{ kg}$ va $\sigma_{\sigma} 0,3896 \text{ kg}$ bo'ladeci deb hisoblash mumkin.

Ikkinchi to'plam parametrlarini yoki boshqa o'lchashlarini bu usulda baholashga nuqtaviy baholash deb ataladi.

2.7-§. INTERVALLI BAHOLASH

Tanlanmalar soni kam bo'lganda nuqtaviy baholash bosh to'plamning haqiqiy parametrlaridan ancha farq qilishi mumkin. Shuning uchun tanlanmalar hajmi kichik bo'lganda *intervalli baholashlardan* foydalaniladi.

Bunday holda interval (ishonchli interval yoki ishonchli chegaralar) ko'rsatiladi va tadqiq qilinayotgan yoki o'lchanayotgan miqdorning haqiqiy

qiymati, masalan, bosh to'plamining o'rtacha qiymati, ma'lum (ishonchli) p ehtimollik bilan aniqlanadi.

$$\bar{x}_i - \varepsilon < \mu < \bar{x}_i + \varepsilon \quad (2.54)$$

tengsizliklar amalga oshirishining ehtimolligini aniqlaydi, bu yerda musbat ε — baholash aniqligini xarakterlaydi.

Ishonchli ehtimollikdan tashqari yana „teskari“ tushunchadan — ahamiyatlilik darajasi

$$\beta = 1 - p \quad (2.55)$$

dan foydalaniladi, bu tadqiqot qilinayotgan miqdorning haqiqiy qiymati ishonchli intervalga tushmaslik ehtimolligini bildiradi.

Ishonchli ehtimollikni juda kichik qilib tanlash kerak emas. Ko'p hollarda tanlash p ni 0,95; 0,99; 0,999 ga teng qilib qabul qilinadi. p qanchalik katta bo'lsa, (2.54) tenglama bilan keltirilgan interval shunchalik keng bo'ladi, ya'ni e shuncha katta bo'ladi. Bu kattaliklar orasidagi miqdoriy bog'lanishlarni topish uchun ishonchli ehtimollikni ifodalovchi munosabatni topish kerak. Buni (2.17) dan foydalanib bajarish mumkin, lekin bunda ehtimollikning taqsimot funksiyasini va qanday integrallash chegaralarini tanlab olishni tushunish kerak. Bu masalani ko'rib chiqaylik.

Shunday qilib, bosh to'plam normal taqsimot qonuni asosida μ matematik kutilma (o'rtacha qiymat) va σ^2 dispersiya bilan taqsimlangan. Agarda bu bosh to'plamdan bir xil hajmli har xil n tanlamalar olinsa, u holda har bir tanlama uchun x_i o'rtacha qiymatni topish mumkin. Bu o'rtacha qiymatlarning o'zi tasodifiy miqdordardir. Ularning taqsimlanishi, ya'ni birgina bosh to'plamdan olingan tanlanmalarining o'rtacha qiymatlarining taqsimlanishi normal taqsimlanish bo'lib, o'rtacha qiymatlari bosh to'plamning o'rtacha qiymati μ ga va σ^2 / n dispersiyaga tengdir [(12.25) ga q.).

Shunday qilib, x_i tasodifiy miqdor bo'lib, uning uchun ehtimolliklarning taqsimlanish funksiyasini yozish mumkin

$$f(\bar{x}_i) = \frac{\sqrt{n}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(\bar{x}_i - \mu)^2 n / (2\sigma^2)\right] \quad (2.56)$$

Amalda tanlanmalarining o'rtacha qiymati aniqlanadi, shuning uchun ishonchli ehtimollikning integral ostidagi ifodasida (2.56) funksiyadan foydalaniladi:

$$p(\mu - \varepsilon < \bar{x}_i < \mu + \varepsilon) = \int_{\mu - \varepsilon}^{\mu + \varepsilon} \frac{\sqrt{n}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(\bar{x}_i - \mu)^2 \cdot n / (\sigma^2)\right] d\bar{x}_i \quad (2.57)$$

\bar{x}_i o'zgaruvchi uchun integrallash chegaralarini (2.54) ni o'zgartirib topamiz:

$$\mu - \varepsilon < \bar{x}_i < \mu + \varepsilon \quad (2.58)$$

(2.57)ni yechish natijalarini funksiyadan foydalanib topamiz. (2.25) formula asosida quyidagini hosil qilamiz.

$$p = \Phi\left(\frac{\mu + \varepsilon - \mu}{\sigma\sqrt{n}}\right) - \Phi\left(\frac{\mu - \varepsilon - \mu}{\sigma\sqrt{n}}\right) = \Phi\left(\frac{\varepsilon\sqrt{n}}{\sigma}\right) - \Phi\left(-\frac{\varepsilon\sqrt{n}}{\sigma}\right) \quad (2.59)$$

$$\tau = \frac{\varepsilon\sqrt{n}}{\sigma} \quad (2.60)$$

belgilash kiritib va $\phi = (-\tau) = 1 - \phi(\tau)$ ekanini hisobga olib, (2.59)dan

$$p = \Phi(\tau) - \Phi(-\tau) = \Phi(\tau) - 1 + \Phi(\tau) = 2\Phi(\tau) - 1 \quad (2.61)$$

topamiz.

P ni τ asosida yoki τ ni P asosida topish uchun funksiyaning jadvalidan foydalanish mumkin. Faraz qilaylik, ishonchli ehtimollik $p=0,95$

bo'lsin; demak, $\Phi(\tau) = \frac{1,95}{2} = 0,975$. Jadvaldan $\tau = 1,95$ ni topamiz, yoki

(2.60) asosida

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} 1,96.$$

Binobarin, bosh o'rtacha qiymat 0,95 ehtimollik bilan quyidagi intervalda yotadi

$$\bar{x}_t - 1,9 \frac{\sigma}{\sqrt{n}} < \mu < \bar{x}_t + 1,96 \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (2.62)$$

Ma'lumotda (2.62) formulaga biroar bir aniq tanlanmaning o'rtacha qiymati qo'yiladi.

(2.60) va (2.61) munosabatlar quyidagilarni topishga imkon beradi; tanlanmaning berilgan n hajmi va p ishonchli ehtimolligi uchun (2.54) ishonchli intervalni; tanlanmalarning berilgan τ va p uchun eng kichik hajmini. (2.42) tanlanmada keltirilgan ma'lumotlar uchun $n = 100$ hajmli (2.44a) o'rtacha tanlanma va (2.47) o'rtacha kvadratik og'ishni hisobga olib, intervalli baholashni $p = 0,95$ ga ishonchli ehtimollik bilan quyidagicha yozish mumkin:

$$3,468 - 1,6 \frac{0,3896}{\sqrt{100}} < \mu < 3,468 + 1,96 \frac{0,3896}{\sqrt{100}}$$

yoki

$$3,392 \text{ kg} < \mu < 3,544 \text{ kg} \quad (2.63)$$

2.8-§. KAM TANLANMALARDA INTERVALLI BAHOLASH. STYUDENT TAQSIMOTI

Tanlanmalarining hajmi yetarlicha ko'p bo'lganda bosh to'planning parametrlari haqida ishonchli xulosalarni chiqarish mumkin. Biroq, amalda ko'pincha tanlanmalarining uncha katta bo'lmagan hajmi ($n < 30$) bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi; bundan tashqari, deyarli hamma vaqt bosh dispersiya noma'lum bo'ladi.

Tanlanmaga ega bo'linganda faqatgina to'g'rilangan tanlanmaviy dispersiya s^2 ni va tanlanmaviy o'rtacha x_i ni topish mumkin.

Tanlanmaviy o'rtachaning bosh yo'nalishdan chetlashishini s bilan va biror t parametr bilan ifodalaymiz:

$$\bar{x}_t - \mu = \pm t \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (2.64)$$

Bu ifodaning shaklini o'zgartiramiz: $\mu = \bar{x}_t \pm t \frac{s}{\sqrt{n}}$

yoki buni interval ko'rinishida ifodalasak,

$$\bar{x}_t - t \frac{s}{\sqrt{n}} < \mu < \bar{x}_t + t \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (2.65)$$

Tasodifiy miqdor t ning ehtimolligi zichligi uchun quyidagi ifodalarga ega bo'lamiz:

$$f(t, n) = B_n \left(1 + \frac{t^2}{n-1} \right)^{-n/2} \quad (2.66)$$

Bundagi B_n miqdor tanlanmaning hajmi n ga bog'liq.

(2.66) ifodani $-\infty$ dan t gacha oraliqda integrallab, tasodifiy miqdorlarning $t_0 < t$ ehtimolligiga teng bo'lgan $S_n(t)$ taqsimot funksiyasini (Styudent taqsimotini) topamiz:

$$S_n(t) = P(t_0 < t) \quad (2.67)$$

Bu taqsimot tanlanmalarining kam bo'lgan hajmida ham qo'llanilishi mumkin. Shuning uchun Styudent taqsimotini tanlanmalar kam bo'lgan holda bosh to'planning parametrlarini baholash uchun qo'llaniladi.

Styudent taqsimotidan foydalanish bosh to'planmaning ishonchli intervali chegaralarini o'zgartiradi.

Misollar

1. Faraz qilaylik, normal taqsimotga ega bo'lgan bosh to'plamdan n hajmli tanlanma hosil qilingan bo'lsin. x_i va s^2 ni hisoblaylik t parametrni mos ishonch ehtimollikni bergan holda va n ni hisobga olib (2.67) dan topish mumkin. Amalda t

Jadvaldan topiladi Faraz qilaylik, ishonchli ehtimollik $p = 0,95$ (ahamiyatlik darajasi 0,05) va $n = 15$ bo'lsin. Jadvaldan $t_{0,95}; t_{15} = 1,75$ ni topamiz; binobarin, ishonchlilik intervali quyidagiga teng:

$$\bar{x}_t = 1,75 \frac{s}{\sqrt{15}} < \mu < \bar{x}_t + 1,75 \frac{s}{\sqrt{15}}.$$

2. (2.42) tanlanmani tuzishda foydalanilgan bosh to'plamdan 10 ta tasodifiy qiymatlarni olib, quyidagi taqsimotga ega bo'lingan (7- jadval)

7- jadval

Massa, kg	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,1	4,2	4,3	4,4
Chastota	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Bundan quyidagilarni hisoblash mumkin: $\bar{x}_t = 3,54 \text{ kg}$, $\sigma_t^2 = 0,19156 \text{ kg}$
 $\sigma_t = 0,43767 \text{ kg}$ (2.52) formula yordamida to'g'rilangan tanlanma dispersiyani

hisoblaymiz: $s^2 = \frac{10}{9} \cdot 0,19156 = 0,2128$, $s = 0,46135$. Ishonchli ehtimollikni

$p = 0,95$ deb, jadvallardan $p = 0,95$ va $n = 10$ uchun $t_{0,95}; t_{10} = 1,85$ ni topamiz (2.65) dan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$3,54 - 1,85 \frac{0,46135}{\sqrt{10}} < \mu < 3,54 + 1,85 \frac{0,46135}{\sqrt{10}}$$

yoki

$$3,270 \text{ kg} < \mu < 3,810 \text{ kg} \quad (2.68)$$

Katta (2.63) va kichik (2.68) tanlanmalar uchun olingan munosabatlarni o'zaro taqqoslash foydadan xoli emas.

3.0-§. KORRELATSION BOG'LANISH. REGRESSIYA TENGLAMALARI

O'quvchilarga funksional bog'lanishlar yetarlicha tushunarlidir. Bunday bog'lanishlarni ko'p hollarda analitik ifodalash mumkin. Masalan, doiraning yuzi radiusiga bog'liq ($S = \pi r^2$), jismning tezlanishi kuchga va massaga bog'liq va ($a = F / m_0$) hokazo.

Lekin shunday bog'lanishlar ham mavjudki, ular juda ham aniq emas va oddiy hamda bir qimmatli formulalar bilan ifodalanmaydi. Masalan, odamlarning bo'yi bilan tanasining massasi o'rtasida bog'lanish, ob-havoning o'zgarishi bilan aholining shamollashi o'rtasida bog'lanishlar mavjuddir va hokazo. Bunday funksional bog'lanishga nisbatan murakkabroq bo'lgan ehtimolli bog'lanishlar korrelatsion bog'lanish (yoki to'g'ridan-to'g'ri korrelatsiya) deb ataladi. Bu holda bir miqdorning o'zgarishi boshqasining o'rtacha qiymatiga ta'sir qiladi.

Faraz qilaylik, ikkita X va Y tasodifiy miqdorlar o'rtasidagi bog'lanish o'rganilayotgan bo'lsin. Har qanday aniq x qiymatga Y ning bir nechta qiymatlari: Y_1, Y_2, \dots, Y_n to'g'ri keladi. Y miqdorning $X = x$ ga mos keluvchi o'rtacha arifmetik qiymatini shartli o'rtacha qiymat y_x deb ataymiz. Y ning X ga korrelatsion bog'lanishi yoki korrelatsiyasi deb

$$\bar{y}_x = f(x) \quad (2.69)$$

funksiyaga aytiladi. (2.69) tenglamaga Y ning X ga nisbatan regressiya tenglamasi deb, $f(x)$ funksiyani esa Y ning X ga nisbatan regressiyasi deb, funksiyaning grafisini esa Y ning X ga nisbatan regressiya chizig'i deb ataladi.

Xuddi shuning kabi X ning Y ga nisbaan korrelatsion bog'lanishini ifodalash mumkin:

$$\bar{x}_y = \varphi(y) \quad (2.70)$$

va xuddi shunday X ning Y ga nisbatan regressiya tenglamasini va regressiya chizig'ini ham ifodalash mumkin.

Korrelatsion bog'lanishlar bilan aloqador bo'lgan masalalardan biri regressiya funksiyasining o'rinlashini aniqlashdir. Agar ikkala (2.69) va (2.70) regressiya funksiyalari chiziqli bo'lsa, korrelatsiya chiziqli deyiladi, aks holda esa chiziqsiz korrelatsiya deb ataladi.

Korrelatsion bog'lanishning ishonchliligi korrelatsiya koeffitsiyenti yordamida baholanadi.

Bu bog'lanishlarning amalda qo'llanilishi ijtimoiy gigiyena va sog'liqni saqlashni tashkil etish kurslarida mufassal qarab chiqiladi.

ELEKTRON HISOBLASH MASHINALARI.

INFORMATIKA ASOSLARI

Elektron hisoblash mashinalari (EHM) deb, berilgan programma asosida axborotlarni qayta ishlash jarayonining umumiy boshqarilishini ta'minlovchi texnik qurilmalar kompleksiga aytiladi. Hozirgi vaqtda masalalarni EHM yordamida yechish usullari va vositalari bilan bog'liq masalalar mustaqil fanni — informatikani vujudga keltirdi. Hozircha informatika va kibernetika fanlarining aniq chegaralari mavjud emasligi tufayli informatika masalalarining bir qismi keyingi bobda ham keltirilgan.

3.1-§. RAQAMLI ELEKTRON HISOBLASH MASHINALARI (REHM)

EHMlar axborotlarning berilishiga qarab ikki katta guruhga bo'linadi: uzluksiz ishlaydigan hisoblash mashinalari yoki analogli elektron hisoblash mashinalari (AEHM) va uzlukli ishlaydigan hisoblash mashinalari yoki raqamli elektron hisoblash mashinalari (REHM). Ushbu bobda faqat elektron hisoblash mashinalari qarab chiqiladi, shuning uchun yuqorida eslatib o'tilgan ikki guruh hisoblash mashinalarini mos ravishda qisqartirib AHM va RHM deb ataymiz.

EHM matematik usullarda taqin etilgan masalalarnigina hal qila oladi. RHMlarda kiruvchi, chiquvchi va hisoblashlardagi oraliq kattaliklar pozitsion sanoq sistemasida raqam ko'rinishida yozilgan bo'ladi. RHMda bir raqamga biror fizik elementning aniq holati mos keladi. Shunday qilib, raqamlar to'plamini yozish yoki saqlash uchun o'zining fizik holatini o'zgartira oladigan elementlar to'plamiga ega bo'lish kerak. 0 dan 9 gacha raqamni ifodalovchi har bir element o'ni sanoq sistemasidan foydalanilganda bir-biridan aniq farqlanuvchi o'n xil holatga ega bo'lishi kerak. Bunday elementlarni yaratish juda katta texnik qiyinchiliklar bilan bog'liq, shuning uchun RHMda ikkilik sanoq sistemasi keng qo'llaniladi (Ilovadagi 14- §ga qarang). Ikkilik sistemasida keltirilgan sonlarni yozish va ular ustida amallar bajarish uchun ikki barqaror holatga ega bo'lgan (ikki pozitsiyali) element bo'lishi kerak: berk yoki ochiq elektron lampa, berk yoki ochiq kontakt triggerlar va h.k. Bu elementlarda har xil holatlar faqat sifat jihatdan farqlanadi, shuning uchun elementlarning aniqligi RHMning umumiy aniqligini cheklamaydi va katta hajmdagi axborotlarni ko'pgina usullar bilan yozishga imkoniyat yaratadi.

RHMning o'ziga xos xususiyatlari — ularning universalligi va bir masalaning yechilishidan ikkinchi masalaning yechilishiga o'tishdagi soddaligidir. Buning uchun RHMda faqat hisoblashlar dasturini almashtirish kerak, bu dastur ham sonlar kabi xotirlovchi qurilmaga kiritiladi.

Mantiqiy funksiyalar va mantiqiy sxemalar. RHM elementar amallarni bajaruvchi alohida elementlardan tashkil topgan. Elektron element — bu elektron sxema bo'lib, u berilgan mantiqiy yoki yordamchi ishni bajaradi. RHMning hamma elementlarini vazifalariga qarab quyidagi guruhlariga ajratish mumkin: mantiqiy, yordamchi, kuchaytiruvchi va maxsus.

RHMLarda ikkili sanoq sistemasidan foydalaniladi; shuning uchun mantiqiy elementlarning kirishi va chiqishiga faqat mumkin bo'lgan ikki xil qiymat: 0 yoki 1 ga mos keluvchi signallargina keladi. Faqat 0 yoki 1 qiymatlar qabul qiluvchi kattaliklar yoki ularning funksiyalari mantiqiy yoki bul kattaliklar deb ataladi. Bu funksiyalarning xossalari matematik mantiq fani o'rganadi. Matematik mantiq to'g'ri yoki yolg'on (noto'g'ri) deb baholanishi mumkin bo'lgan mulohazalar bilan ish ko'radi. Mulohazaning to'g'riligi yoki noto'g'riligi xossasiga ikkilik sanoq sistemasining 1 yoki 0 simvollarini mos qilib qo'yish mumkin. Binobarin, mulohazalar ustida bajariladigan amallarni matematik mantiq qoidalariga binoan ikkili sonlar ustidagi amallarga keltirish mumkin. Asosiy mantiqiy funksiyalarni va ularni amalga oshiruvchi mantiqiy sxemalarni qarab chiqamiz.

Konyunksiya (birlashma) — va mantiqiy funksiyasi. Ikki yoki undan ortiq mulohaza bitta murakkab mulohaza tarzida birlashtirilishi mumkin. Bir nechta mulohazaning konyunksiyasi deb shunday murakkab mulohazaga aytiladiki, agar uni tashkil etuvchi hamma mulohazalar to'g'ri bo'lsa, to'g'ri, uni tashkil etuvchilardan kamida bittasi yolg'on bo'lsa, u ham yolg'on bo'ladi.

Masalan, „Sen mening oldimga kelding va biz ish haqida suhbatlashdik“ degan murakkab mulohaza uni tashkil etuvchi ikkala mulohaza to'g'ri bo'lgandagina to'g'ri bo'ladi: 1 — sen mening oldimga kelding va 2 — biz ish haqida suhbatlashdik. Mulohazani tashkil etuvchilardan kamida bittasi noto'g'ri (yolg'on) bo'lsa, u holda murakkab mulohaza ham noto'g'ri (yolg'on) bo'ladi. n ta argumentning birlashmasi (konyunksiyasi)ga shu argumentlarning mantiqiy ko'paytmasi deyiladi. To'g'ri mulohazani bir (1) bilan, yolg'on mulohazani nol (0) bilan belgilash qabul qilingan. Bu esa murakkab mulohazaning to'g'riligini uning tashkil qiluvchilarining to'g'riligiga bog'liq holda oson aniqlashga imkon beradi. Ikki mulohazaning konyunksiyasi odatda „ \cdot “ yoki „ \wedge “ bilan belgilanadi. Ikki mulohazaning konyunksiyasini mantiqiy ko'paytirish qoidalari bo'yicha topish mumkin:

$0 \cdot 0 = 0$ (ikkala mulohaza yolg'on, shu sababli murakkab mulohaza ham yolg'on).

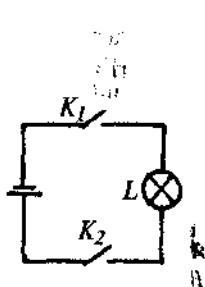
$0 \cdot 1 = 0$ (birinchi mulohaza yolg'on, ikkinchisi rost, murakkab mulohaza ham yolg'on).

$1 \cdot 0 = 0$ (birinchi mulohaza rost, ikkinchisi yolg'on, murakkab mulohaza ham yolg'on).

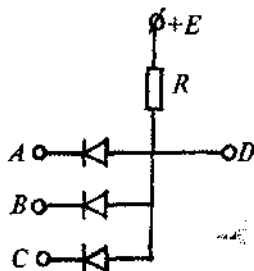
$1 \cdot 1 = 1$ (ikkala mulohaza ham rost, demak, murakkab mulohaza ham rost).

Ikki argumentdan olingan mantiqiy funksiya BA shu argumentlarning arifmetik ko'paytmasiga to'la mos kelishini ko'rish qiyin emas.

Texnik nuqtai nazardan mantiqiy funksiya BA konyunktör (yig'uvchi qurilma) deb ataluvchi qurilma yordamida amalga oshirilishi mumkin. Ketma-ket ulangan elektr kalitlar (3.1- rasm) eng sodda konyunktörning modeli bo'ladi. Bu holda eng sodda to'g'ri mulohazaga kalitning berk holati mos keladi, murakkab mulohazaning to'g'riligiga esa elektr lampaning yonib turgan holati mos keladi. Mantiqiy sxema BA — konyunktörni yarim o'tkazgichli diodlar yordamida amalga oshirish mumkin. 3.2- rasmda uchta sodda mulohazaga mo'ljallangan sxema tasvirlangan. To'g'ri mulohaza (mantiqiy „1“) katta elektr potensial, yolg'oniga (mantiqiy „0“) kichik elektr potensial mos keladi. Agar hamma diodlarga (A, B, C nuqtalar) E nuqtadagi kabi potensial berilsa, zanjirda tok bo'lmaydi va D nuqtaning potentsiali E nuqtaniki kabi, ya'ni katta bo'ladi, bu esa murakkab mulohazaning to'g'riligiga mos keladi. Agar diodlardan hech bo'lmaganda biriga kum potentsial berilsa (yolg'on mulohaza) u holda diodda E manbadan — rezistor orqali tok oqimi o'tadi; binobarin, D nuqtaning potentsiali uncha katta bo'lmaydi. Bu murakkab mulohazaning yolg'on bo'lishiga mos keladi. Konyunktörning shartli tasviri 3.3- rasmda keltirilgan.



3.1- rasm.



3.2- rasm.



3.3- rasm.

Dizyunksiya (ajratish) — YOKI mantiqiy funksiya. Bir nechta mulohazaning dizyunksiyasi deb, shunday murakkab mulohazaga aytiladiki, uni tashkil qiluvchi mulohazalarning kamida bittasi to'g'ri bo'lganda u to'g'ri bo'ladi, murakkab mulohazani tashkil qiluvchi hamma mulohazalar yolg'on bo'lsa, u yolg'on bo'ladi. n ta argumentning dizyunksiyasi (ajratmasi) deb shu argumentlarning YOKI mantiqiy funksiyasiga ham aytiladi.

Dizyunksiya „+“ yoki „ \vee “ ishorasi bilan belgilanadi.

Ikki mulohaza dizyunksiyasini mantiqiy qo'shish qoidasi asosida topish mumkin:

$0 + 0 = 0$ (ikkala mulohaza yolg'on, murakkab mulohaza ham yolg'on).

$0 + 1 = 1$ (bir mulohaza yolg'on, boshqasi rost, mulohaza rost).

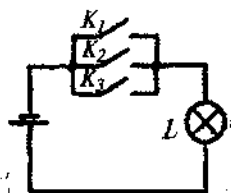
$(1 + 0 = 1)$ (bir mulohaza rost, boshqasi yolg'on, murakkab mulohaza — rost).

$1 + 1 = 1$ (ikkala mulohaza rost, murakkab mulohaza ham rost).

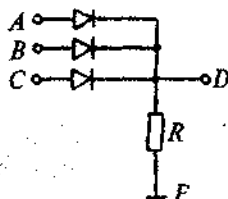
Birga teng bo'lgan ikki argumentning mantiqiy yig'indisi ularning argumentik yig'indisidan farq qiladi.

YO'KI mantiqiy funktsiyasi texnik nuqtai-nazaridan dzyunktör deb ataluvchi qurilma bilan amalga oshirilishi mumkin. Dzyunktörning eng sodda modeliga bir nechta elektr kalitlarning parallel ulanishi misol bo'la oladi (3.4- rasm). Bu holda rost sodda mulohazaga kalitning berk holati mos keladi, murakkab mulohazaning rostligi esa elektr lampaning yonishi bilan aniqlanadi. Lampochka istalgan kalitning ulanishi bilan yonishi ko'rinib turibdi.

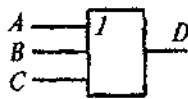
„YO'KI“ mantiqiy sxema-dzyunktorni yarim o'tkazgichli diodlar bilan amalga oshirish mumkin. 3.5- rasmda uchta sodda mulohazaga mo'ljallangan sxema tasvirlangan. Agar A , B yoki C nuqtalarning juda bo'lmaganda bittasiga musbat potensial berilsa, u holda tegishli diod va R rezistor orqali tok o'ta boshlaydi. Ammo R rezistorning qarshiligi diodning to'g'ri yo'nalishdagi qarshiligidan birmuncha ko'pdir. Binobarin, butun kuchlanish rezistorga tushadi va sxemaning chiqishi (D nuqta)da musbat potensial (mantiqiy „1“) olinadi. Bu murakkab mulohazaning to'g'riligiga mos keladi. Agar hamma sodda mulohazalar yolg'on (A , B va C nuqtalarda potentsiallar nolga teng) bo'lsa, u holda D nuqtadagi potensial F nuqtadagi potensialga teng bo'ladi (mantiqiy „0“), bu esa murakkab mulohazaning yolg'onligiga mos keladi. Dzyunktörning shartli tasviri 3.6-rasmda keltirilgan.



3.4- rasm.



3.5- rasm.



3.6- rasm.

Inversiya (inkor) — YO'Q, EMAS mantiqiy funksiyasi. Bu mantiqiy funksiya to'g'riligi bo'yicha dastlabkiga teskari bo'lgan yangi mulohazani tashkil qilishdan iborat. Inversiya berilgan mulohazaning ustiga qo'yiladigan chiziq bilan belgilanadi: A („ A emas“ deb o'qiladi) va A mulohaza A yolg'on bo'lganda rost bo'lishini bildiradi va aksincha. Agarda A rost bo'lsa ($A = 1$), masalan, „Bemor angina bilan kasallangan“, u holda A yolg'on ($A = 0$): „Bemor angina bilan kasallanmagan“.

„YO'Q“ mantiqiy funksiyani amalga oshiruvchi mantiqiy element invertör deb ataladi; u bitta tranzistor yordamida amalga oshirilishi mumkin (3.7- rasm). Agar A nuqtada musbat potensial bo'lsa, ya'ni tranzistor bazasining potentsiali emitternikidan katta bo'lsa, u holda kollektor zanjirida tok bo'lmaydi va chiqish potentsiali E nuqtadagidek — manfiy bo'ladi. Bu A ga mos keladi. Agar A nuqtada emitterga nisbatan potensial manfiy bo'lsa, u holda kollektor o'tish ochiladi,

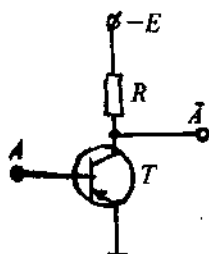
uning zanjirida tok hosil bo'ladi, chiqish potentsiali E nuqtadagiga qaraganda katta bo'ladi. Bu ham A ga mos keladi. Invertorning shartli tasviri 3.8- rasmda keltirilgan.

Zamonaviy RHM larda mantiqiy elementlar integral sxemalarda (IS) yoki katta integral sxemalarda (KIS) tayyorlanadi (20.1- §ga q.) Texnologiyaning taraqqiyoti yuqorida qarab chiqilganlardan ko'ra ancha murakkab mantiqiy sxemalarni amalga oshirishga imkon beradi.

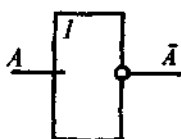
Trigger. RHMlarning eng muhim elementlaridan biri trigger hisoblanadi. Trigger deb ikki turg'un holatga ega bo'lgan va bitta ikkilik sistemasida o'tkazilgan axborotni saqlay olish qobiliyatiga ega bo'lgan qurilmaga aytiladi.

Minol sifatida alohida kirishga ega bo'lgan triggerning asosiy xossalarini va tashlash sxemasini ko'rib chiqamiz. Bunday „ T “ triggerning mantiqiy sxemasi va uning shartli tasviri 3.9- a, b rasmida keltirilgan. Mantiqiy elementlarning kirish va chiqishlari strelkalar bilan ko'rsatilgan.

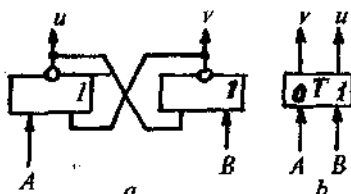
Bu sxema impuls ko'rinishidagi signallarni berish mumkin bo'lgan ikkita A va B kirishga hamda ikkita A va B chiqishga ega. Triggerning kirishidagi yoki chiqishidagi impulslarning bor yoki yo'qligini mos ravishda bir yoki nol deb hisoblaymiz. Trigger nolli va birli kirish va chiqishlarga ega. Agar triggerning „nol“ chiqishida bir bor bo'lsa, u holda trigger nol holatida deyiladi; birlik — chiqishida bir bor bo'lganda trigger bir holatda bo'ladi.



3.7- rasm.



3.8- rasm.



3.9- rasm.

8- jadval

Kirishlar		Chiqishlar	
A	B	v	u
0	0	1	0
1	1	0	0
1	0	1	0
0	1	0	1

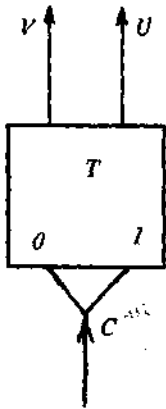
Triggerni birlik yoki nol holatga o'tkazish uchun kirishdagi birlik „ B “ ga yoki nollik „ A “ ga impulslil signal uzatish kerak (8- jadval).

Alohida kirishli triggerning kirish va chiqish kattaliklari orasidagi bog'lanish 8- jadvalda keltirilgan, undan $A-1$ va $B-1$ kirish signallari kombinatsiyasi triggerni

noaniq holatga keltirishi ko'rinadi, shuning uchun kirish signallarining bunday kombinatsiyasi taqiqlangan hisoblanadi. Kirish signallari bo'lmaganda $A = 0$ va $B = 0$ chiqishlarning holati bir qiymati aniqlanmaydi. Agarda kirayotgan signal kirishlardan faqat bittasiga ta'sir etsa, u holda trigger barqaror holatlardan biriga yo'naltiriladi va impulsning ta'siri tugaganda ham bu holatda turadi, ya'ni sxema kirishda berilgan signallarning kombinatsiyasini xotirada saqlab qoladi.

Triggerning uzoq vaqt davomida o'zining barqaror holatlarining birida turib qolishi xususiyatidan RHMning ko'pgina qurilmalarini yaratishda foydalaniladi.

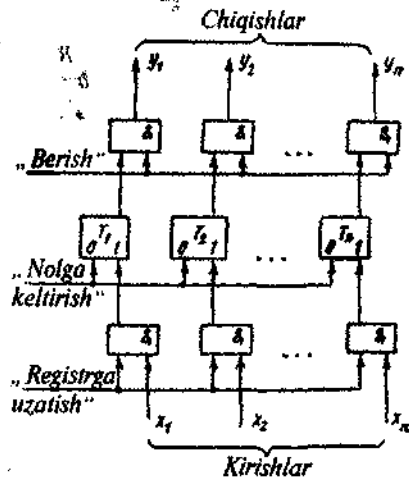
Kirishlari alohida bo'lgan triggerlardan tashqari boshqa tipdagi triggerlar ham mavjuddir. Masalan, trigger faqat bitta kirishga ega bo'lishi mumkin, bu holda kirish sanoqli kirish deb ataladi, trigger esa sanoqli kirishi bo'lgan trigger deb ataladi. Bunday triggerning shartli tasviri 3.10- rasmda keltirilgan.



3.10- rasmda.

Sanoqli kirishga yuborilgan impulsli signal triggerni ayni holatidan teskari holatga o'zgartiradi. C kirishga toq sonli impuls berilsa, trigger o'zining dastlabki holatini o'zgartiradi.

Yuqorida ko'rib chiqilgan ikki sxemani o'zida mujassamlashtirgan trigger kombinatsiyalangan trigger deb ataladi. Bunday trigger sanoqli va alohida kirishlarga ega bo'ladi. RHM ning bir nechta mantiqiy va xotira elementlaridan elementar amallarning ma'lum ketma-ketligini bajara olish qobiliyatiga ega bo'lgan yanada murakkab elektron sxema tuzish mumkin. Bunday elektron sxemaga



3.11- rasmda.

RHM ning bir qismi (uzeli) deyiladi. Hisoblash mashinasining asosiy mantiqiy uzellarini ko'rib chiqaylik. Registr. Summator Register deb ko'p razryadli ikkilik sistemasidagi kodlarni yozish, qisqa vaqt davomida saqlash va RHM ning boshqa uzellariga uzatish uchun mo'ljallangan qurilmaga aytiladi. Nol va birlardan tashkil topgan axborot registrga yo uning xonalarini tegishli holatga keltirib kiritiladi yo boshqa registrdan yoki mantiqiy sxemadan uzatiladi. Registr kiritilgan axborotni xotirada saqlaydi va talab qilingan vaqt davomida saqlab turadi. Parallel ishlaydigan registrning eng sodda sxemasi 3.11- rasmda keltirilgan.

3.11-rasmda ko'rsatilgan registrga sonlarni yozishdan oldin uning hamma razryadlari (xonalari) registrga kiruvchi triggerlarning nol kirishlariga signal uzatib, nol holatga keltiriladi. Registrning kirishlariga mantiqiy sxemadan yoki boshqa registrlardan sonning ikkili sistemasida ifodalangan kodlari keladi. BA mantiqiy sxemalarning ikkinchi kirishlariga „registrga uzatish“ boshqaruvchi signali berilgandagina registrga sonni yozish amalga oshiriladi. Shunday qilib, bunday registrga yozish ikki bosqichda amalga oshiriladi: 1) registr xonalarini nolga keltirish; 2) sonning kodini registrga uzatish.

Ko'p hollarda registrar sonni qisqa vaqt saqlashdan tashqari, sonlarning kodlarini ma'lum bir xonaga surishni amalga oshirishi ham zarur bo'ladi. Bu arifmetik amallarni bajarishda zarur bo'ladi. Bunday amallarni bajarish uchun surish registrarlaridan foydalaniladi.

RHMLarning asosiy qismiga registrarlardan tashqari elektron qismlar — summator (yig'uvchi)lar ham kiradi; ularda ikki sonning ikkili sistemasidagi kodlari qo'shiladi.

3.2-§. REHMLARNING STRUKTURAVIY SXEMALARI, ASOSIY QURILMALARI VA ULARNING VAZIFALARI

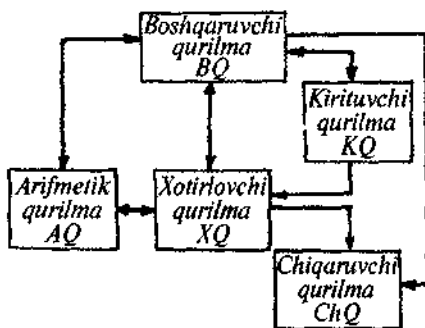
Zamonaviy RHMLarning xarakteristikalari, imkoniyatlari va vazifalari turlicha bo'lishiga qaramay, ularning strukturaviy sxemalari bir xil bo'lib (3.12- rasm) quyidagi asosiy qurilmalardan tashkil topgan: arifmetik qurilma (AQ), xotirlovchi qurilma (XQ), boshqaruvchi qurilma (BQ), ma'lumotlarni kirituvchi qurilma (MKQ) va ma'lumotlarni chiqaruvchi qurilma (MCHQ).

Sxemada axborotlarning bir qurilmadan boshqa qurilmalarga uzatishdagi bog'lanish yo'llari strelkalar bilan ko'rsatilgan.

RHMning har bir qurilmasining vazifasi va ishlashini tavsiflaymiz.

Arifmetik qurilma (AQ). Bu qurilma masalalarni yechish jarayonida sonlar ustidagi arifmetik va mantiqiy amallarni bajarish uchun xizmat qiladi. Arifmetik amallar bajarilishi kerak bo'lgan sonlar xotirlovchi qurilma (XQ)dan arifmetik qurilma (AQ)ga uzatiladi. AQda bajargan hisoblash natijalari xotirlovchi qurilma (XQ)ga uzatiladi yoki AQ da qoladi va keyingi hisoblashlarda foydalaniladi.

Arifmetik qurilma XQ. Bu bilan kodli shinalar orqali bog'langan bo'lib, ular yordamida XQdan dastlabki ma'lumot-operanlar chiqariladi. Shinalar yordamida hisoblash natijalari AQ dan chiqariladi. Bajariladigan har bir amal ketma-ketligini boshqarish AQ ni BQ bilan bog'lovchi boshqaruvchi shinalar orqali amalga oshiriladi.



3.12- rasm.

AQ da axborotlarni qisqa vaqt saqlovchi va sonlar ustida arifmetik amallarni bajaruvchi registrlar bor. Bu almashtirishlar mantiqiy sxemalar yordamida bevosita amalga oshiriladi. AQ ning asosiy qismi summator (yig'uvchi)dir. Sonlarning dastlabki ikkili kodlari summatorga yuboriladi va u yerda sonlar qo'shiladi, natija tegishli registrga va XQ ga uzatiladi.

Xotirlovchi qurilma. RHMlar yordamida masalalarni yechish vaqtida katta hajmdagi boshlang'ich va oraliq axborotni saqlash zarurati tug'iladi. Birinchi HM da bunday axborotni saqlash uchun AQ larda ishlatiladigan registrlardan foydalanilgan edi. Buning natijasida saqlanadigan axborot hajmi uncha katta bo'lmay, XQ larning o'zi esa o'ta murakkab bo'lib, kichik ishonchlilikka ega bo'lgan edi. Zamonaviy XQ larda axborotni saqlash uchun turli fizik manbalardan foydalanilmoqda. Axborot birligi — „bit“ni saqlash imkoniyatiga ega bo'lgan elementga xotira elementi deyiladi. RHM da hisoblashning ikkili sistemasi qo'llanilgani tufayli ikkili kodni xotirlashga qodir bo'lgan xotira elementlaridan foydalaniladi. Xotira elementlari yacheykalarga birlashtiriladi va bu yacheykalarining har birida ma'lum uzunlikka ega bo'lgan mashina so'zi saqlanadi, ya'ni sonning yoki komandaning ko'p xonali kodi saqlanadi. Xotira yacheykasida saqlanadigan ikkili xonalar miqdori xotira razryadini aniqlaydi. Axborotni xotiraning ma'lum yacheykalaridan tanlab olish mumkin bo'lishi uchun barcha yacheykalar nomerlangan bo'lib, bu nomerlar adres deb ataladi. Shunday qilib, biror sonni XQ ga yozish uchun shu sonning o'zini va yozilishi kerak bo'lgan yacheykaning adresini mashinaga berish kerak, bunda mazkur yacheyka xotirasidagi yozishgacha saqlangan axborot avtomatik ravishda o'chiriladi. XQ ning biror yacheykasidagi axborotni o'qish va yozish uchun ma'lum vaqt talab qilinadi. Bu vaqt murojaat qilish vaqti deb ataladi va XQ ning tezkorligini xarakterlaydi.

XQ ning ikkinchi asosiy xarakteristikasi uning sig'imi, ya'ni bir vaqtning o'zida XQ da saqlanishi mumkin bo'lgan ikkili sistemasida ifodalangan axborotning birliklari sonidir. Zamonaviy EHM larning XQ katta axborot sig'imiga va amallarni bajarishda katta tezkorlikka ega bo'lishlari kerak, biroq XQ ning sig'imi qanchalik katta bo'lsa, kerakli mashina so'zini topishga shuncha ko'p vaqt sarflanadi, ya'ni XQ ning tezkorligi shuncha kichik bo'ladi. Bu ziddiyatni XQ ni maxsus tashkil qilish yo'li bilan bartaraf etish mumkin. Amalda bitta RHM da parametrlari bilan farqlanuvchi bir nechta XQ ishlatiladi: o'ta operativ (O'OXQ), operativ (OXQ), doimiy (DXQ) va tashqi (TXQ).

O'OXQ eng tez ishlaydigan xotira elementlarida quriladi. Odatda bu guruh AQ dagi kabi registrlar guruhidan iborat bo'ladi. Shunday qilib, O'OXQ ning tezligi AQ ning tezligi bilan o'lhovdosh. O'OXQ joriy hisoblashlarda ishtirok etadigan sonlar kodlarini, ya'ni eng katta chastota bilan foydalaniladigan axborotni saqlash uchun foydalaniladi. Binobarin, O'OXQ ning tezkorligi butun hisoblash mashinasining tezkorligini ma'lum darajada belgilaydi.

Operativ XQ O'OXQ ga nisbatan katta axborot sig'imiga ega. OXQda oraliq hisoblashlar natijalari, dastlabki ma'lumotlar joylashadi. Masalani yechishda OXQ va AQ orasida doimiy axborot almashinib turiladi. Ba'zan OXQ bir qancha bloklarga bo'linadi. Bu esa uning tezkorligini turli bloklarga parallel murojaat qilish hisobiga oshirishga imkon beradi.

Hisoblash mashinasi xotirasining bir qismi ma'lum bir doimiy axborotni saqlab turishi va kerak bo'lib qolganda uzatilishi lozim; bu doimiy XQ dir. DXQ da hisoblashlar, konstantalar, funksiyalar, standart hisoblash dasturlari va funktsionalar saqlanadi. DXQ ga axborot tayyorlanayotgandayoq kiritiladi. Ishlash jarayonida AQ va DXQ o'rtasida axborot almashtirishlar faqat bir tomonlama bo'lib, axborotlar uzatiladi, xalos.

Hisoblashlarning ma'lum bir bosqichi tugagach, natijalarni saqlash va keyingi muammalarni yechish uchun yangi ma'lumotlarni kiritish zarurati tug'iladi. Bunda ayrim sonlargina almashtirilmasdan, katta hajmdagi axborot almashtiriladi. Katta hajmdagi axborotni saqlash va chiqarish uchun tashqi XQ dan foydalaniladi. TXQ da axborot magnit lentalarida yoki magnit disklarida saqlanadi. Bu axborot oltuvchi asboblardagi qurilmalar miqdori ixtiyoriy va amaliy jihatdan cheklanmagan bo'ladi.

Magnit lentasiga yozish va o'qish operatsiyasining davomiyligi magnit lentadagi xotira yacheykasining joylashishiga bog'liq bo'lib, bir necha o'nlab sek undga yetishi mumkin. Agar yozuvchi o'qish axborotning magnit lentasida yozilish tartibi ketma-ketligida amalga oshirilsa, murojaat qilish davomiyligi ancha qisqarishi mumkin. Magnit lentasidan farqli ravishda axborotni magnit disklarida yozish va o'qish xotira yacheykasining disk sirtida joylashish joyiga bog'liq bo'lmaydi.

Zamonaviy RHMLarda murojaat qilish vaqti juda qisqa — o'nlab milli sek undgacha bo'lgan yig'uvchi magnit diskleri (YMD) dan foydalaniladi. YMD katta hajmdagi axborotni saqlash qobiliyati bilan xarakterlanadi. Zamonaviy katta RHM larda 3 mln. bit axborotni saqlay oladigan magnit disklardan foydalanilmoqda. Hozirgi vaqtda umumiy sig'imi 70 MBT va ma'lumotlarni uzatish tezligi 100 qBT/s bo'lgan, beshta MD dan iborat yig'uvchilar mavjuddir. YMD larning afzalligiga bir bit (bayt) axborotning nisbatan solishtirma bahosi birmuncha arzonligini ham kiritish mumkin.

Boshqaruvchi qurilma (BQ). U hisoblash dasturining bajarilishini boshqarish, RHM ning ayrim qurilmalari ishini sinxronlash uchun mo'ljallangan bo'lib, quyidagi asosiy vazifalarni bajaradi: 1. Xotiradan buyruqlar tanlab olish ketma-ketligini aniqlash. Buyruq (komanda) mashina so'zi bo'lib, u RHM bajaradigan amallarni boshqarish uchun axborotga egadir. 2. Boshqariluvchi amal kodiga mos komandalarni (buyruqlarni) o'qish (rasshifrovka qilish) va boshqaruvchi signallarni ishlab chiqarish. Amal (operatsiya) deb bitta buyruq asosida RHM ning axborotlarini qayta ishlashi tushuniladi. 3. RHM ning ma'lum qismlarini ishga soladigan signallarni ishlab chiqarish. 4. Buyruqlarni bevosita bajarish.

Boshqaruvchi qurilma HM ning hamma qurilmalari bilan bog'langan va uning tuzilish prinsiplari ko'p jihatdan EHM ning tipiga bog'liq. Turli klassdagi masalalarni yechishga mo'ljallangan universal RHM eng murakkab BQ ga egadir.

Zamonaviy EHM da dastur buyruqlarini bajarishda AQ va BQ bitta qurilmaga birlashtiriladi, u protsessor deb ataladi. U arifmetik va mantiqiy amallarni bajarishdan tashqari EHM ni boshqarishning ba'zi bir amallarini ham bajaradi, masalan: hisoblash mashinasining hamma qurilmalarini sinxronlash vazifasini ham bajaradi.

Ma'lumotlarni kiritish (KQ) va chiqarish (ChQ) qurilmalari. Operatorni RHM bilan bog'lash uchun, ya'ni hisoblash ma'lumotlarini mashina xotirasiga kiritish uchun, shuningdek, hisoblash natijalarini inson uchun qulay shaklda mashinadan qabul qilish uchun ma'lumotlarni KQ va ChQ xizmat qiladi. Bu qurilmalar RHM ning tashqi yoki periferik qurilmalari qatoriga kiradi. Bunday qurilmalarning miqdori protsessorning parametrlari va EHM ning bajaradigan vazifalariga qarab aniqlanadi. Bundan tashqari, axborotlarni ishlashdagi KQ va ChQ larning tezligi protsessornikidan anchagina kam bo'lganligi tufayli ularning birgalikdagi ishinun unumdorligi protsessorni to'liq ta'minlashi kerak.

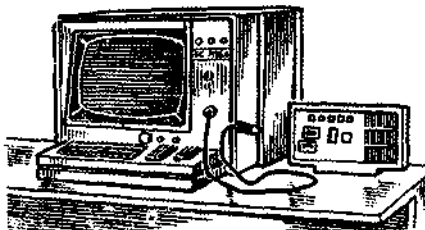
RHMga ma'lumotlarni kiritish qo'lda kiritish qurilmasi (teletayp va unga o'xshash signallar) yordamida yoki oraliq eltuvchilar (perfokarta, perfolenta) yordamida amalga oshiriladi.

RHMLardan axborotlari matn, jadval, grafik ko'rinishida chiqarish uchun printerlardan foydalaniladi. „Konsul“ tipidagi bosma mashinalari keng tarqalgan bo'lib, ular yordamida axborotlarni RHM ga kiritish ham mumkin. Bosma yozuv mashinalarining asosiy kamchiligi bosish tezligining kichikligi (25 simv/s gacha)dir. Bu kamchilikni yo'qotish uchun harakatlanuvchi sferik bosma kallak yoki belgilarni sintez qiluvchi uruvchi printerlardan foydalaniladi, ularda simvollar alohida nuqtalardan shakllanadi. Bunday qurilmalarda bosish tezligi 200 simv/s ga yetadi. Bosish tezligini yanada oshirish uchun alfavitli-raqamli bosma qurilmalar (ARBQ) qo'l keladi. ARBQ ning bosish tezligi har bir satrda 160 simvolgacha bo'lgan holda 1200 qator/ming gacha yetadi.

Operatorning RHM bilan axborotni oraliq eltuvchilaridan foydalanmasdan o'zaro alishishining eng qulay vositasi alfavitli-raqamli displeydir. Bu qurilmaning ekrani bo'lib, unda RHM ga yozilayotgan yoki undan chiqayotgan axborot ko'rinadi, qurilmada yana klaviatura bo'lib, ular yordamida operator HM ga axborotlarni kiritishi, ekranda ko'rilayotgan matnning ayrim qismlarini o'chirishi, komandalarni EHM ning BQ sig'a uzatishi va shu kabi vazifalarni bajarishi mumkin (3.13- rasm). Displey ekranida aks ettirilgan axborot ikkilik kodda buferli XQ ga uzatiladi. Kiritilayotgan axborotni operator displey klaviaturasi yordamida o'zgartirishi mumkin.

Loyihalash masalalarini yechishda HM bilan dialog rejimida ishlashga to'g'ri keladi. Bu holda operator mashinaga eksperiment sxemasini, zarur bog'lanishlarni,

nuqamli ma'lumotlarni kiritish va RHM amalga oshirgan natijalarga qarab kirish axborotlarini tuzatish imkoniyatiga ega bo'lishi kerak. Bu maqsadlar uchun grafikaviy displey ishlatiladi. U nurli pero yordamida har xil grafikaviy axborot (simvol, chiziq, raqam)larni tasvirlash mumkin bo'lgan ekran bilan jihozlangan. Displeyni boshqaruvchi paneldagi klavishlar yordamida ekran bo'ylab nurli dog'ni surish mumkin. Yorug'lik dog'ini biror simvol bilan ustma-ust tushirish simvolni o'chirishga imkon beradi.



3.13- rasm.

Yorug'lik perosi o'lchami avtoruchkadek bo'lgan yorug'lik manbaidan iborat. Bu holda operator mashinaga eksperiment sxemasini, zarur bog'lanishlarni, nuqamli ma'lumotlarni kiritish va RHM amalga oshirgan natijalarga qarab kirish axborotlarini tuzatish imkoniyatiga ega bo'lishi kerak. Bu maqsadlar uchun grafikaviy displey ishlatiladi. U nurli pero yordamida har xil grafikaviy axborot (simvol, chiziq, raqam)larni tasvirlash mumkin bo'lgan ekran bilan jihozlangan. Displeyni boshqaruvchi paneldagi klavishlar yordamida ekran bo'ylab nurli dog'ni surish mumkin. Yorug'lik dog'ini biror simvol bilan ustma-ust tushirish simvolni o'chirishga imkon beradi.

Yorug'lik perosi o'lchami avtoruchkadek bo'lgan yorug'lik manbaidan iborat. Yorug'lik perosining uchi holati maxsus kuzatuv bloki yordamida kuzatiladi. Shunday qilib, yorug'lik perosi bilan ekrandagi kerakli nuqtalarni ko'rsatib va klaviaturadagi tegishli simvollarni bosib, kerak bo'lgan sxemani yanash va uni hisoblash mumkin. Ma'lumotlarni ChQ va KQ ning bundan keyingi rivojlanishi RHM ning alohida qayta ishlashini, ya'ni oldindan kodlamasdan axborotlarni qayta ishlash imkoniyatlarini orttirishga qaratilgandir. Bunday yo'nalishlardan biri sifatida axborotlarni nutq RHM ning alohida qayta ishlashini, ya'ni oldindan kodlamasdan axborotlarni qayta ishlash imkoniyatlarini orttirishga qaratilgandir. Bunday yo'nalishlardan biri sifatida axborotlarni nutq bilan kiritish va chiqarishni keltirish mumkinki, bunda maqsad HM bilan tom ma'nodagi dialog olib borishdir.

Keyingi yillarda bu yo'nalishda kattagina yutuqlarga erishildi. Nutq kiritish qurilmalarining ko'pchiligi kiritilayotgan signalni spektral tahlil (analiz) qiladi. Bunday qurilmalarning lug'ati xotiraga yozib qo'yilgan bo'ladi yoki o'qitish jarayonida shakllanib boradi.

Yuqorida eslatib o'tilgan hamma periferik qurilmalar boshqaruvchi signallarning ma'lum termasini talab qiladi. RHM ga periferik qurilmalarni ulash uchun interfeys modullar deb ataluvchi elektron sxemalardan foydalaniladi.

Interfeys sxemasining murakkabligi qurilmalarning turiga, soniga va ular orasidagi masofaga bog'liq. Interfeys apparat qismidan tashqari ba'zi bir dastur ta'minotiga ham ega.

3.3-§. REHM UCHUN DASTURLASH ELEMENTLARI

Hisoblash mashinasi bajaridagn hisoblashlar jarayonini ayrim qismlarga — amallar (operatsiyalar)ga ajratish mumkin. Hisoblash mashinasi uchun amallarni bajarish va XQ ga murojaat qilish ketma-ketligi to'liq tavsiflanadi. Bajarilishi kerak bo'lgan bitta amal nomiga ega hisoblash jarayoni qismining tavsifi komanda deb ataladi. Aniq bir masalani bajarishdagi hisoblash jarayonini to'liq yorituvchi komandalar to'plamiga dastur deb ataladi. Dastur biror algoritmi, ya'ni axborotni almashtirish jarayonini belgilovchi aniq ko'rsatmani amalga oshiradi.

Algoritmi berish (ifodalash) usullaridan bir matnli usul bo'lib, bunda yechish jarayoni tabiiy til bilan tavsiflanadi.

Ko'rsatmalar ketma-ket bajariladi.

Yechish algoritmi shu qadar to'liq bo'ladiki, uni RHM tiliga o'tkazish osondir, ya'ni ketma-ket bajariladigan amallar sifatida mashina bajara oladigan amallardan foydalaniladi.

Masalalarni yechish uchun algoritmlarni berishning boshqa usuli — grafik usulidir. Bu holda yechish algoritmi struktur sxema ko'rinishida ifodalanadi. Bu usul masalani yechish algoritmining so'z bilan tavsifini yaqqol shaklda strelkalar bilan birlashtirilgan bloklar ko'rinishida tasvirlashga imkon beradi. Bloklar geometrik shakllar yordamida tasvirlanib, ularning ichida bu bloklar bajarishi kerak bo'lgan amallar ko'rsatilgan bo'ladi (masalan „+“ — qo'shish, „-“ — ayirish, „-“ darajadagi ko'tarish). Bloklarni birlashtiruvchi strelkalarning yo'nalishi blokdan blokka ma'lumotlarni uzatish yo'nalishini ko'rsatadi.

Masalannig algoritmini tuzish nihoyatda murakkab ijodiy jarayondir. Ayni bir masala uchun bir nechta yechish algoritmini tuzish mumkin. Masalalarni yechish uchun aniq va qisqa algoritmlarni tuza bilish yaxshi dasturchining asosiy sifatlaridan biridir, chunki algoritmlarni tuzish programmalashning asosidir.

Dasturlash quyidagi asosiy boqichlardan iborat.

Algoritmi ishlab chiqish. Masalani yechish uchun zarur bo'lgan aniq bir ketma-ketlikdagi amallarni ifodalovchi struktur sxema tuziladi.

Algoritmi mashina tiliga o'tkazish. Bu bosqichda algoritmi mashina uchun tushunarli bo'lgan tilga o'tkaziladi, buning uchun dastur tuziladi. Bu holda butun hisoblash jarayoni alohida komandalarga yoki operatorlarga bo'linadi. Boshlang'ich mashg'ulotlarni, dasturlarni, qo'shimcha axborotlarni va natijalarni saqlash maqsadida XQ yacheykalari taqsimlanib chiqiladi. Dastur qo'lda tuzilganda programmist (programma tuzuvchi xodim) hamma jarayonlarni to'liq bayon qilishi shart, ya'ni butun jarayonni qo'llanilayotgan RHM tili buyruqlari sistemasiga asoslangan tilda tasvirlab chiqishi shart.

Dasturni sozlash. Ko'p komandalarni o'z ichiga oluvchi programmani tuzishda unda bo'ladigan xatoliklar ehtimolligi ortadi. Shuning uchun u juda sinchkovlik bilan tekshiriladi, lekin bunday tekshiruvlar ko'pincha samarali bo'lmaydi. Bunday hollarda dastur ishini tekshirish maqsadida natijasi oldindan ma'lum bo'lgan masalaning kontrol variantlari yechiladi. Agar bunday kontrol masala to'g'ri yechilgan bo'lsa, programmani to'g'ri tuzilgan deb hisoblash mumkin.

Masalani yechish. Agar dastur to'g'ri tuzilgan bo'lsa, barcha boshlang'ich ma'lumotlar va dastur RHM ga kiritiladi hamda masala dastur bo'yicha yechiladi. Oxirgi natija ChQ da hosil qilinadi va qayta ishlanadi.

Masalani yechish algoritmi mazkur EHM ning mashina tilida ifodalanishi kerak. Mashina komandasi (buyrug'i) bajariladigan amalning kodidan, ma'lumotlar adreslaridan va buyruq uzunligining kodidan tashkil topgan bo'ladi. Programmist RHM qanday amallarni bajara olishini albatta bilishi shart. Mashina tilida tuzilgan programmalarni sozlash uchun ancha ko'p mashina vaqti sarf qilinadi. Shuning uchun insonning RHM bilan mashina tilida muloqot qilishi nihoyatda murakkab va noqulaydir. Dasturni tuzish uchun ketadigan vaqt mashinaning shu programmani bajarishi uchun sarflaydigan vaqtdan bir necha yuzlab barobar katta bo'ladi.

Dasturlashni yengillashtirish usullaridan biri avtokodlardir. Ular mashina tilidan shu bilan farqlanadiki, amalning ikkili kodi o'niga programmist uning harfiy belgilanishini yozadi. Keyingi RHM lar bu simvolik ko'rsatmalarni mashina tiliga o'tkazadi.

Avtokodlarning mashina tiliga nisbatan birmuncha afzalligiga qaramay ular bizi bir muhim kamchiliklarga ham ega: programmani tuzish uchun ko'p vaqt talab qilinadi, programmani sozlash jarayoni qiyin, turli RHM larning programmalari bir-biriga to'g'ri kelmaydi va hokazo. Bu hol yuqori darajadagi programmalash tillarini — algoritmik tillarni ishlab chiqarishga turtki bo'ldi. Algoritmik tillar mashinaga bog'liq bo'lmagan (erkin) tillar hisoblanadi, ya'ni, ular hisoblash mashinasining strukturasi (tuzilishini) o'zida deyarli aks ettirmaydi, lekin algoritmik tilni mashina tiliga o'girish uchun alohida programma-translator kerak bo'ladi. Algoritmik til simvolilar to'plami (alfavit)dan, simvol konstruksiyasi — so'zlar tuziladigan qoidalar sistemasi (til sintaksisi)dan va so'zlar izohlanadigan qoidalar (til semantikasi)dan tashkil topgan. Algoritmik tillar yuqori mobillash qudratiga ega bo'lib, algoritmiklarni ixcham yozishga imkon beradi. Keng doiradagi mutaxassislar uchun tushunarli, universaldir. FORTRAN, PL/I, KOBOL, ALGOL-60, BEYSIK, PASKAL kabi algoritmik va muammoli-orientirlangan tillar keng tarqalgan.

Birinchi ishlab chiqilgan algoritmik tillardan biri FORTRANdir. U formulalar ko'rinishida ifodalangan ilmiy-texnik masalalarni yechish uchun mo'ljallangan bo'lib, bir nechta modifikatsiyaga ega; u ko'rgazmali va sodda algoritmik tildir.

FORTRAN— operatorlar deb ataluvchi jummalarni tuzish mumkin bo'lgan simvollarga egadir. Ular **FORTRAN** da aniq qoidalar asosida tashkil qilinadilar. Bu tildagi operatorlar bajarish kerak bo'lgan arifmetik amallarni aniqlaydi va programmani bajarish ketma-ketligi haqida axborot beradi. Kiritish-chiqarish jarayonini boshqaradi va ba'zi yordamchi ishlarini bajaradi.

Algoritmli til strukturasi bilan va u yordamida tavsiflanadigan algoritmlarni bir-biriga yaqinlashtirish uchun **ALGOL** algoritmli tili ishlab chiqilgan. Bu til tez orada programmalashning xalqaro tiliga aylanib qoldi. U juda katta imkoniyatlarga ega bo'lib, turli masalalarni qisqa ifodalashga imkon beradi, 1960- yili bu algoritmik tilning variantlaridan biri ishlab chiqilgan bo'lib, u **ALGOL-60** deb ataladi. U o'zidan oldin mavjud bo'lgan algoritmik tillarning hamma yaxshi tomonlarini o'zida mujassamlashtirgan.

Iqtisodiy masalalarni programmalashtirish va yechish maqsadida 1960 yili har xil mashinalarda qo'llanish uchun yaroqli bo'lgan **KOBOL** tili ishlab chiqildi.

KOBOL operatorlari tinish belgilari va ayrim so'zlarga, ba'zan esa arifmetik amallarga ega bo'ladi. Bu esa programmalarni ingliz tiliga yaqin bo'lgan tilda yozishga imkon beradi.

1963- yili **PL/1** programmalash algoritmik tili yaratildi, u mavjud bo'lgan algoritmik tillarning eng yaxshi tomonlariga ega bo'lib, kuchli hisoblash mashinalaridan foydalanishni yaxshiladi. **PL/1** tili juda keng imkoniyatlarga ega. Uning yordamida ilmiy-texnik, shuningdek, iqtisodiy masalalar ham hal qilinadi. Programmaning bunday universal tilining qo'llanilishi programmani tayyorlash jarayonini juda osonlashtiradi. Bundan tashqari **PL/1** tili zamonaviy hisoblash mashinalarining afzalliklaridan to'liq foydalanishga imkon beradi.

3.4-§. MATEMATIK TA'MINLASH SISTEMASI

Tezkorlik bilan ishlaydigan elektron hisoblash mashinalari XX asrning 40-yillarining o'rtalarida paydo bo'ldi. Bu mashinalar juda cheklangan xotiraga ega bo'lib, sodda arifmetik amallarnigina bajarar edi va sodda hollardagina mustaqil xulosa chiqarish qobiliyatiga ega edi. Boshqacha aytganda birinchi hisoblash mashinalari o'zlarining imkoniyatlariga ko'ra mexanik arifmetriklardan juda kam farq qilar edi.

Zamonaviy **RHM** lar xotirasining nihoyatda kattaligi va imkoniyatlarining ko'pligiga qaramay, ularning struktur sxemalari birinchi **RHM** dan juda kam farq qiladi. Zamonaviy **RHM** lar xotirasida saqlanadigan turli axborotlardan va uskumalar (sxemalar) vositalaridan iborat. **RHM** ning xotirasi ikki qismdan iborat: bir qismi ayni vaqtda yechilayotgan masalaga bevosita taalluqli, boshqa qismi esa doim axborotlarni saqlaydi. Xotiraning bu qismi matematik ta'minlash sistemasi deb ataladi. U juda ko'p programmani o'z ichiga oladiki, bu dasturlarni uch guruhga ajratish mumkin: 1) boshqaruvchi programmlar; 2) servis (yordamchi) dasturlar; 3) translatolarlar.

RHM ning matematik ta'minlash sistemasiga mashina xotirasida saqlanuvchi juda ko'p miqdordagi turli xil ma'lumotlar (fizik doimiylar, funksiyalarning jadvallari va hokazolar)ni ham kiritish mumkin.

Boshqaruvchi dasturlar. Zamonaviy RHMlarning o'ziga xos xususiyati shundaki, ular bir vaqtda bir nechta iste'molchi bilan ishlaydi, ya'ni hisoblash mashinasi bir vaqtning o'zida bir nechta masalani yechishi mumkin. Ayrim hollarda bitta RHM xizmatidan foydalanuvchilar soni bir vaqtning o'zida bir necha yuzgacha yetishi mumkin. Bunday sharoitlarda hisoblash mashinasi tashqi xotiradagi butun axborot massivini, mashinaning ishsiz turish vaqtini qisqartirgan holda eng maqbul yo'l bilan qayta ishlanishi lozim. Abonentlarga xizmat qilish tartibini o'rnatish nuqtai-nazaridan RHM ning uch xil rejimini ko'rsatish mumkin:

1. Paketli qayta ishlash rejimi. Bu rejimda RHM masalalarni ketma-ket bajaradi, ya'ni keyingi masalani yechishga oldingi masalani to'liq yechib bo'lganidan keyingina o'tadi. Bunday rejim echilayotgan masala nihoyatda murakkab bo'lib, yechilishi uchun kompyuterning hamma imkoniyatlaridan to'liq foydalanishni talab qilinadigan hollarda maqsadga muvofiqdir.

2. Multiprogrammali rejim. Bu rejimda RHM lar bir vaqtning o'zida bir-biriga bog'liq bo'lmagan bir nechta dasturdan foydalanilgan holda hisoblashni bajaradi, dasturlardan foydalanish ketma-ketligini esa mashinaning o'zi belgilaydi. Bunday rejim sekin ishlovchi tashqi qurilmalar (kiritish-chiqarish qurilmasi)ga tez-tez murojaat qilish bilan bog'liq bo'lgan ko'p miqdordagi uncha murakkab bo'lmagan masalalarni yechishda foydalaniladi. Multiprogrammali ish rejimida hisoblash mashinasining protsessori (hisoblashlarini davom ettirish uchun zarur bo'lgan) axborotni tashqi qurilmadan kiritish jarayonida to'xtab turmay, boshqa dasturni yoki KQ dan foydalanmay bajarish mumkin bo'lgan uning bir qismini bajarishga o'tadi.

3. Vaqtini bo'lish rejimi. Bu rejimda hisoblash mashinasi bir masalaning yechimi tugashini kutib o'tirmay, ikkinchi masalani yechishga mustaqil o'ta oladi. Bunday hollar biror masalani yechish davomida, masalan, dasturda ma'lum bir xatolik topilsa, yoki masalani yechish uchun zarur bo'lgan ma'lumotlar bo'lmaganda kerak bo'ladi. Bunday hollarda RHM operatorga zarur bo'lgan ma'lumotni berib, boshqa masalani yechishga o'tib ketadi.

Yuqorida aytilganlar boshqaruvchi programmaning quyidagi ba'zi bir asosiy funksiyalarini ajratishga imkon beradi: programmalarni kiritish, ayrim yechimlarning bajarilishini boshqarish, ma'lumotlarning kiritish-chiqarish qurilmalari faoliyatini boshqarish, programmadagi xatolarni topish va hokazo. Shuni ta'kidlash lozimki, boshqaruvchi programmalarning tarkibi turli RHM larda o'zgarmaydi.

Xizmatchi (yordamchi) dasturlar. Matematik ta'minlash sistemalari RHMlarning klassiga bog'liq bo'ladi hamda texnik vositalar, iste'molchilar va

mashinaning amal bajaruvchi sistemasiga xizmat ko'rsatish vazifasini bajaradi. Xizmatchi programmalar masalalarni yechishda bevosita qatnashmaydi. Ular yordamchi vazifani bajaradi.

Translator dasturlar. Ular axborot tashuvchilarning birida (masalan, perfokartada) yozilgan tekstlarni mashinaning ichki tiliga tarjima qiladi, ya'ni programma translator mashina-orientirlangan yoki algoritmik tilda yozilgan amallar kodlarining simvolik belgilarini nol va birlarning ma'lum kombinatsiyasiga aylantiradi. Bundan tashqari translator kiritilayotgan tekstni tekshiradi va tahrir qiladi hamda unda xato topilganda tekstni abonentga qaytaradi. Shunday qilib, translator matematik ta'minotning zaruriy qismi hisoblanadi.

Hozir deyarli hamma matematik ta'minot sistemalarida muammoli mo'ljallangan (orientirlangan) tillardan translatorlar mavjuddir. Shuni aytib o'tish kerakki, muammoli-orientirlangan tillar translatorlari minglab buyruqlardan tashkil topgan nihoyatda murakkab programmadan iboratdir. Bunday programmani ishlab chiqish mutaxassislarning katta jamoasining ko'p yillik mehnatini talab qiladi. Programma-translator va standart dasturlar kutubxonasi (algoritmik tilning talablari asosida yaratilgan dasturlar) zamonaviy RHMlar xotirasi hajmining kattagina qismini band qiladi.

Hozirgi vaqtda RHM matematik ta'minlash sistemasiz bo'lishi mumkin emas.

Zamonaviy RHMlar uchun matematik ta'minlanish sistemasini yaratish uchun ketgan harajat shu mashinani yaratish uchun ketgan harajatlarga taxminan tenglashib qoladi. Shuning uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining matematik ta'minlash sistemasini yaratishga alohida ahamiyat beriladi.

3.5-§. MIKROPROTSESSORLI SISTEMALAR

Katta xotiraga va tezkorlik bilan hisoblash qobiliyatiga ega bo'lgan kuchli universal hisoblash mashinalari qatorida cheklangan apparat va programma vositalariga ega bo'lgan muammoli-mo'ljallangan (orientirlangan) sistemalar ham yanada keng ko'lamda ishlatilmoqda. Bunday sistemalarga mini-EHM, mikro-EHM va elektron klavishli hisoblash mashinalari (EKHM) kiradi.

Mikro- va mini-EHMlar juda katta iqtisodiy samaraga ega bo'lib, keng sohalarda qo'llaniladi.

Katta integral sxemalar (KIS) ni ishlab chiqish texnologiyasining rivojlanishi bilan (20.1-ga qarang) birgina KIS korpusida RHM ning hamma protsessorini joylash imkoniyati tug'ildi, u dastur bo'yicha axborotni kiritish va chiqarishni ham qayta ishlashi mumkin. Bunday qurilmalar mikroprotsessorlar deb ataladi. Bitta KIS da bajarilgan mikroprotsessorlar (MP) bir kristalli, bir nechta KIS da bajarilganlari esa ko'p kristalli mikroprotsessorlar deb ataladi. MP ga AQ, boshqarish va sinxronlash sxemasi, KOSQ, xotirani kiritish va chiqarishlarni

shqurish sxemasi kiradi. MP va RHM protsessori ko'pgina o'xshashliklarga bo'lsa ham, asosan MPlar qattiq mantiqqa ega bo'lgan elektron qurilmalarni ishlatirish uchun mo'ljallangan, chunki MPning ishlash mantiqi — dastur bo'yida deyarli to'liq aniqlanadi.

MP asosida umumiy KISlardan va boshqa ba'zi bir qurilmalardan, masalan, OSQ, OSQ, CHQ va h.k. dan foydalanilgan holda mikro-EHM va mini-EHMLar quriladi. Vatanimizda ishlab chiqilgan RHM lardan mikro-EHMga misol tariqasida Elektronika-60 mashinasini, mini-EHM ga esa SM, SM-3, SM-4 seriyasidagi mashinalarni ko'rsatish mumkin. Mikro-EHMmini-EHMga qaraganda so'z bo'yida kichik, cheklangan buyruqlar to'plamiga ega bo'lib, hisoblash tezligi ham kichik. Bu mashinalar hisoblash texnikasi vositalari qo'llanilishining avj olingan sohalari qatori, masalan, katta mashinalar bilan birga ma'lumotlarni qurilishda, interfeyslarda, turli jarayonlarni boshqarish sistemalarida, meditsina mashinalarida foydalaniladi.

Kichik mashinalar ko'pgina eksperimental apparatlar va laboratoriya mashinalarini qo'llashni talab qiluvchi eksperimentlarni avtomatlashtirishda avtomatlashtirish qo'llanilmoqda. Mini-EHMLar eksperiment natijalarini qayd qiladi va natijalarni qayta ishlaydi, qurilmaning rejimini boshqaradi, zarurat bo'lganda eksperiment natijalarini katta EHMga uzatadi. Mikro-EHMLarni o'chanayotgan va tekshirilayotgan obyektlar yoniga bevosita o'rnatish mumkin.

Mikroprotsessorli sistemalar tibbiyot apparatlariga tatbiq qilinmoqda va avtomatlashtirish tibbiy asboblarning ajralmas qismi sifatida xizmat qilmoqda. Mikro-EHMLardan foydalanish aholini keng miqyosda kardiologik tekshiruvdan o'tkazishga, klinikalarda bemorlarning holatini kuzatishga imkon beradi. Mikro-EHMLar protlar datchiklardan kuchaytiruvchi qurilmalarga va o'xshash raqamli apparatlar bilan ulanib, natijalarni ko'rsatirgichga keladi, u esa elektrokardiogrammani ikkili kodga almashtiradi va u MP yordamida keyinchalik qayta ishlanadi. EKG da o'ziga xos qismlar qayd qilinadi va u yerdagi buzilishlar hamda taxminiy diagnoz haqida axborot beriladi. Kichik miqdordagi bemorlar haqidagi hamma axborot magnit lentasiga yozib qayd qilinadi, ular shifokor tomonidan osonlik bilan topilishi va foydalanishi imkon beradi; buning uchun shifokor displey klaviaturasida kerak bo'lgan fayl nomini ko'rsatishi yetarlidir. Fayl — bu bir jinsli axborot bo'lib, u aniq maqsadga ega va avtomatlashtirish obyektlar to'plamini tavsiflab beradi. Masalan, dastur fayli boshlang'ich dastur dasturiga ega, berilganlar fayli dastlabki ma'lumotlarga ega bo'ladi. Har bir faylga aniq nom qo'yilgan bo'ladi va bu nom ularni EHM xotirasidan chaqirib olish imkonini beradi.

Mini-EHM klinikalardan bemorlarni davolashgacha bo'lgan vaqtda kontrol qilishda, diagnostikada, kasallik varag'iga avtomatik yozishda va bu varaqni tekshirishda keng foydalanish mumkin.

3.6-§. REHM AVLODLARI. REHMNING YAGONA SERIYASI (EHM YAS)

1946- yilda AQSH da ENIAK deb nomlangan birinchi RHM ishlab chiqildi. Bu mashinada yuz minglab radiodetallar, 18 mingta elektron lampa, shuningdek ko'p miqdorda relelar ishlatiladi. ENIAK mashinasiga dastur berish uchun perfolenta va perfokartadan axborotni kiritish tezligi nihoyatda kichik bo'lgani tufayli bu axborot eltuvchilarni qo'llash mumkin bo'lmadi. Shuning uchun ENIAKni boshqaruvchi programmalar mashinaning yig'uv (nabor) maydonidagi kommutatsiya yordamida berilar edi.

Bizning mamlakatimizda birinchi REHM 1952- yili ishlab chiqildi va BESM (быстродействующая электронная счетная машина) — tezkor elektron hisoblash mashinasi (TEHM) deb nom oldi.

Birinchi REHM vujudga kelishidan taxminan 1955- yilgacha bo'lgan vaqt oralig'ini hisoblash texnikasining oyoqqa turish davri deb qarash mumkin. 1955- yildan boshlab taxminan har besh yil oraliqda hisoblash texnikasida RHMni loyihalashning yangi sxema-mantiqiy prinsiplari paydo bo'la bordi, texnologik va element bazalari o'zgarar va takomillasha bordi. Elektron-hisoblash mashinalarini fizik-texnik yasash prinsipi qarang avlodlarga bo'lish qabul qilingan.

Birinchi avlod REHMLarda (1955-1960) asosiy element sifatida elektron lampalar ishlatilgan. XQ lar uchun magnit barabanlar va elektron-nur trubkalardan foydalanilgan.

Bu REHMLarning ishlash tezliklari uncha katta bo'lmasdan, juda ko'p energiya iste'mol qilgan. Bundan tashqari birinchi avlod REHMLarning ishonchligi past bo'lganligi uchun ularning ish unumdorligi ham nihoyatda past bo'lgan. Ularda standart programmalargina ishlatilardi.

REHM larning o'lchamini kichiklashtirish, mustahkamligini oshirish masalasi elektron lampalarni yarimo'tkazgichlar, ya'ni tranzistorlar bilan almashtirishiga olib keldi. 1960–1965 yillarda REHM larning ikkinchi avlodi paydo bo'ldi. Bu avlodagi REHMLarni qurishda element bazasi sifatida yarimo'tkazgichlardan tashqari bosma montajlar keng qo'llanila boshladi (elektron apparaturaning bu usuldagi montajida alohida elementlari elektr o'tkazuvchi polosalar bilan tutashtiriladi). XQning hajmi ortdi.

Yarimo'tkazgichlardan foydalanishga o'tish REHMLarning oldingi avlodlariga nisbatan iste'mol qiladigan quvvatni sezilarli darajada kamaytirishga va uning ishonchligini oshirishga imkoniyat yaratdi. REHMLar konstruksiyasiga xatoliklarni qidiruvchi va topuvchi alohida elektron qismlar kiritish imkoniyati paydo bo'ldi. REHM yordamida yechiladigan masalaning murakkabligi ortdi, ishlash programmalari ham murakkablashdi. Birinchi avlod mashinalarida inson REHM ishining to'liq dasturini tuzar va keyin tayyor dasturni mashina tiliga o'tkazar edi. Bu nihoyatda murakkab, diqqat-e'tiborni talab qiluvchi masaladir, chunki programma bir necha ming buyruqlardan (komandalardan) iborat bo'lishi mumkin.

Ikkinchi avlod EHMlari uchun turli avtokodlar va muammoli-yo'naltirilgan algoritmik tillar yaratildi.

Uchinchi avlod RHMLari uchun (1965–1970) integral sxemalardan foydalanish xarakterlidir (20.1-§ga qarang). Umuman, REHMLarni yaratishga sarflanadigan hajatlar kamaydi. Uchinchi avlod mashinalarining tezkorligi — sekundiga bir necha million amalni tashkil qiladi. Ikkinchi avlod mashinalaridan uchinchi avlod RHMLariga o'tish faqat elementlar bazasini o'zgartirishdangina iborat emas. RHMLarning strukturasi, programmalash usullari va EHM ishlashi matematik ta'minotining boshqa xususiyatlari ham o'zgardi.

EHM YaS yagona mantiqiy sxemaga va yagona ishlash prinsipiga ega bo'lgan bir necha mashinalardan iboratdir. Bu mashinalar yagona tashqi qurilmalar kompleksiga va yagona matematik ta'minlanish sistemasiga ega. EHM YaS seriyasi turlicha unumdorlikka ega bo'lgan, bir necha programmasi birlashgan RHMLardan iborat. Bu seriyadagi mashinalarning universalligini alohida ta'kidlash zarur. Bunga berilganlarni kodlashning yagona sistemasi hisobiga, kiritish-chiqarish qurilmalarining yagona to'plami va kuchli matematik ta'minot sistemasi hisobiga erishiladi. Periferik qurilmalarning yagona tarkibi axborotlarni PL, PQ, magnit lentalar va disklardan kiritishga imkon beradi. EHM YaS periferik qurilmalarning nomenklaturasiga hamma zamonaviy axborot tashuvchilarda foydalaniladigan qurilmalar kiradi. Bunda seriyadagi istalgan modelni EHM YaS ning istalgan periferik qurilmasi bilan ulash mumkin. Bundan tashqari bu sistemada RHML bilan telefon yoki terminal qurilmalarga ega bo'lgan telegraf liniyalari orqali bog'langan abonentlar bilan ishlash imkoni ko'zda tutilgan.

EHM YaS — murakkab hisoblash texnikasi kompleksidir. EHM YaS modellariining ba'zi parametrlari 9-jadvalda keltirilgan.

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, ES-1060ning unumdorligi birinchi ES-1010 modelnikidan 200 marta, maksimal axborot sig'imi esa 32 marta kattadir.

9- jadval

Tip	Amallarni bajarish unumdorligi	THQ sig'imi, kBt
ES-1010	10^4	8-64
ES-1020	$2 \cdot 10^4$	64-256
ES-1030	$0,1 \cdot 10^6$	128-512
ES-1040	$0,25 \cdot 10^6$	128-1024
ES-1050	$0,5 \cdot 10^6$	128-1024
ES-1060	$2 \cdot 10^6$	256-2048

Uchinchi avlod mashinalarining unumdorligi birinchi avlod mashinalarinikiga nisbatan to'rt daraja yuqori bo'lib, programmalashdagi unumdorlik esa faqat bir darajagina ortdi. Shunday qilib, to'rtinchi avlod RHMLarining asosiy vazifasi programmalash unumdorligini oshirish va butun hisoblash jarayoni tezligini ko'paytirish bo'ldi.

1971–1975- yillarda EHMlarning to'rtinchi avlodi KIS asosida rivojlandi. Kollektiv ravishda foydalaniladigan hisoblash markazlari tez sur'atlar bilan rivojlandi, mikro-EHM va mini-EHMlar paydo bo'ldi.

1975 yildan boshlab EHM larning yangi avlodlari yaratila boshlandi. KISlarni tayyorlash texnologiyasi juda tez sur'atlar bilan rivojlandi. Hozirgi vaqtda bitta kristallda funksional sig'imi 16^6 gacha bo'lgan elementli KISlar tayyorlandi.

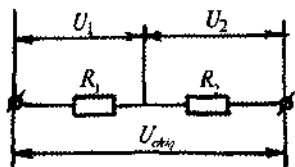
Elektron elementlarni mikrominiaturlash masalasi prinsipial qiyinchiliklarga duch kelmoqda. Elektron elementlarining o'lchami ma'lum kattalikdan kichik bo'lsa, ularning xatosiz ishlashini ta'minlash mumkin emas. Buning sababi ko'pgina omillarning ta'sir qilishi bilan va elektr quvvatlarning atrof fazoga tarqalishi bilan bog'liq. Binobarin, elektron sistema ma'lum bir cheklangan o'lchamga ega bo'lishi kerak. Bunday talab sistemaning tezkorligini oshirish masalasiga to'sqinlik qiladi. Sxema elementlari orasidagi masofaning ortishi uning tezkorligini kamaytiradi, chunki sistemada elektr signallarining tarqalish tezligi cheklangan qiymatga ega va sistemaning tezkorligi ham cheklangandir (taxminan bir sekundda 10^9 amal bajaradi).

Axborotni ifodalash uchun optik diapazondagi elektromagnit tebranishlardan va hisoblash sistemalarini qurishning boshqacha prinsiplariga o'tishdan foydalanib bunday cheklanishlarni yengish mumkin. Optik sistemalarda yorug'lik diffraksiyasi va interferensiyasi hodisalaridan foydalaniladi, ular turli amallarni bajarish imkoniyatini beradi. Bunday optik mashinalarning tezkorligi yorug'likning tarqalish tezligi bilan aniqlanadi. REHMlar turli avlodlarining bir-biridan farqi ularning mantiqiy tuzilishida, ularning ishini tashkil etishda va matematik ta'minlanish (programmash) sistemalarining turlichaligidadir. Matematik ta'minot sistemasi hisoblash sistemalarining boshqa bo'limlariga nisbatan ko'p darajada avvalgi avlod REHMlarini takomillashtirish va ishlatish jarayonida orttirilgan tajribalarni o'zida mujassamlashtirdi.

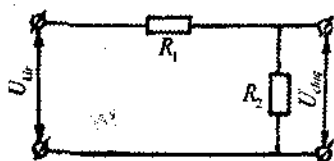
3.7-§. ANALOGLI ELEKTRON HISOBLASH MASHINALARI

Analogli hisoblash mashinalari (AHM)ga kiritilayotgan, chiqarilayotgan va oraliqdagi miqdorlar ma'lum masshtabdagi sonlarga mos keladigan tok yoki kuchlanishlar ko'rinishida beriladi. AHM larda sonlar ustida bajariladigan matematik amallar elektr toklar yoki kuchlanishlar ustidagi turli o'zgartirishlar bilan almashtiriladi. Elektr kuchlanishlardan foydalanib ba'zi bir matematik amallarning bajarilishini sodda misollarda ko'rsatamiz.

Agar R_1 rezistorga (3.14- rasm), U_1 kuchlanish, R_2 rezistorga U_2 kuchlanish berilsa, u holda bu rezistorlardagi kuchlanishni o'lchab $U_{\max} = U_1 + U_2$ ekanini topamiz. Shunday qilib, oddiy elektr zanjiri (rezistorlarning ketma-ket ulanishi) yordamida matematik amalni (qo'shishni) bajarish mumkin. 3.15- rasmda ko'rsatilgan sxema to'g'ri kasrga ko'paytirishga imkon beradi. R_1 va R_2 rezistorlardagi kuchlanish U_{kir} bo'lsin, u zanjirda $I = U_{kir} / (R_1 + R_2)$ tok hosil qiladi.



3.14- rasm.



3.15- rasm

Chiqishdagi kuchlanish quyidagiga teng:

$$U_{chiq} = IR_2 = R_2 U_{kir} / (R_1 + R_2) = k U_{kir},$$

hunda, $R = R_2 / (R_1 + R_2)$ kirishdagi kuchlanish ko'paytiriladigan koeffitsiyent. Shunday qilib, U_{kir} ni o'lchash bilan ikki miqdor R va U_{kir} ning ko'paytmasini topish mumkin.

18.6- §da rezistor va kondensatordan tuzilgan zanjir yordamida differensiallash, integrallash kabi matematik amallar bajarilishi ko'rsatiladi.

Amalda matematik amallarning yanada aniq natijalarini passiv elementlar (rezistorlar, kondensatorlar)ni aktiv elementlar (o'zgarmas tok kuchaytirgichi, 22.5- §ga qarang) bilan ulash orqali hosil qilinadi. Amal bajaruvchi (operatsion) deb ataluvchi bunday kuchaytirgich passiv elementlar bilan birgalikda har xil matematik amallarni bajaruvchi alohida blokni tashkil qiladi. AHM bir qator shunga o'xshash bloklar to'plamiga egadir.

AHM ning asosiy hal qiluvchi bloklarini sanab o'tib, ularning tuzilishida o'xtalmasdan, vazifalari va shartli o'zgarishini ko'rsatamiz.

Chiziqli yechuvchi bloklar

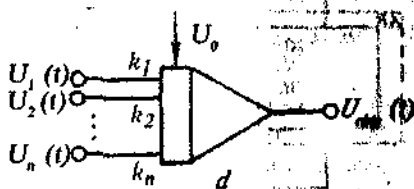
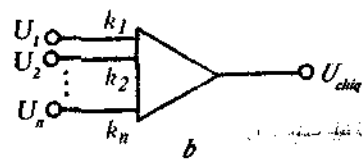
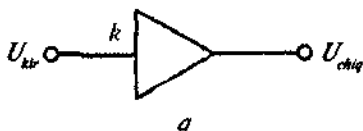
1. Masshtabli kuchaytirgich (3.16-

a rasm) U_{kir} kirish signalining k o'zgarmas koeffitsiyentga ko'paytmasini amalga oshiradi:

$$U_{chiq} = -k U_{kir},$$

hunda k masshtabli kuchaytirgichning uzatish koeffitsiyenti; $k = 1$ bo'lganda masshtabli kuchaytirgich invertor deb ataladi va u kiritiluvchi miqdorning faqat ishorasini o'zgartiradi.

2. Summator (3.16- b rasm) kirishga berilgan miqdorlarni ma'lum koeffitsiyentlarga ko'paytirib, qo'shish amalinii bajaradi:



3.16- rasm.

$$U_{chiq} = - \sum_{i=1}^n k_i U_{chiq},$$

bunda k — summatorning i -nchi kirish bo'yicha uzatish koeffitsiyenti.

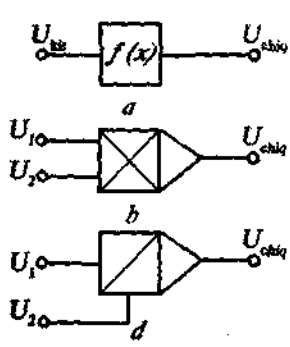
3. Integrator (integrosummator; 3.16- d rasm) kiritiluvchi miqdorlar $U_i(t)$ ni vaqt bo'yicha integrallab, qo'shib beradi:

$$U_{chiq}(t) = - \sum_{i=1}^n k_i \int_0^t U_i(t) dt + U_0,$$

bunda k — integratorning i — kirish bo'yicha uzatish koeffitsiyenti.

Chiziqli bo'lmagan yechuvchi bloklar

1. Funktsional o'zgartiruvchi (3.17- a rasm)



$$U_{chiq} = f(U_{kir})$$

berilgan funktsional bog'lanishni qayta tiklaydi.

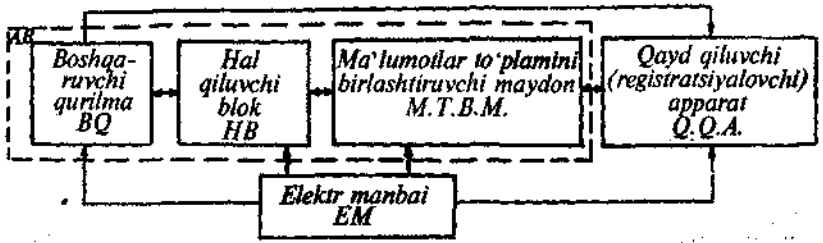
2. Ko'paytirish — bo'lish qurilmasi (3.17- b, d rasm) kiritiluvchi miqdorlarni ko'paytirish yoki bo'lish amalini bajaradi.

AHM bir nechta asosiy qismlardan tashkil topgan. AHMning tuzilishi sxemasi 3.18- rasmda keltirilgan.

Yechuvchi blok (EB) istalgan AHMning eng asosiy funktsional qismi bo'lib, u operatsion bloklardan tashkil topgandir. AHMlarning operatsion bloki deganda ma'lum matematik amallarni bajaruvchi bloklar tushuniladi.

3.17- rasm.

Yig'uvchi (kommunatatsion) maydon (YM) masalalarni yechish sxemasi asosida mashinaning ayrim operatsion bloklarni birlashtirish (kommutatsiya)ni amalga oshirish uchun mo'ljallangan. AHMning yig'uvchi maydoni mashinaning yechuvchi bloklari bilan bog'liq bo'lgan alohida uyalariga ega. Yig'uvchi maydon uyalarini bir-biriga ulash uchun elektr o'tkazgichlardan — kommutatsion shnurlardan foydalaniladi.



3.18- rasm.

Boshqarish qurilmasi (BQ) kontrol qilish va AHM ishini boshqarish vazifasini bajaradi. Bundan tashqari u mashinaning hamma bloklarini sinxronlash vazifasini ham bajaradi.

Yechish bloki, yig'uvchi maydon va boshqarish qurilmasi analogli hisoblash mashinasining asosiy bloki (AB) ni tashkil qiladi.

Qayd etuvchi apparatlarga (QA) strekali o'lchash asboblari, ossilloqraflar, turli xil o'zi yozar qurilmalar kiradi. Bu asboblarni mashinani sozlash, uning ishini tekshirish va natijalarni qayd qilish uchun xizmat qiladi.

Ta'minlash bloki (TB) — mashina qurilmasini zarur energiya bilan ta'minlash uchun mo'ljallangan.

AHMlarda biror jarayonni modellashtirish masalasi bu jarayonni aks ettiruvchi tenglamalarni (tenglamalar sistemasini) yechish masalasi bilan aynan bir xildir. Buning uchun shaklan o'rganilayotgan jarayon kabi bo'lgan matematik tenglama (tenglamalar sistemasini) bilan tavsiflanuvchi bloklardan elektr sxemasi tuziladi. Bu sxemadagi o'zgaruvchi parametrlar tekshirilayotgan sistemaning o'zgaruvchi parametrlariga proporsional ravishda o'rnatiladi. So'ngra qayd etuvchi asboblarni yordamida sxemaning chiqishida elektr parametrlarning o'zgarish qonuniyatlari qayd qilinadi.

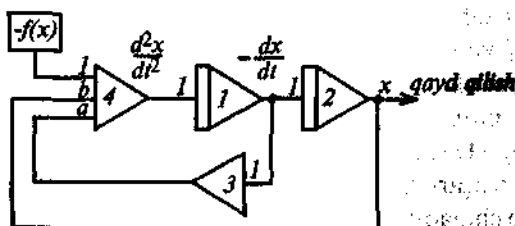
Misol

Quyidagi ikkinchi tartibli differensial tenglama bilan tavsiflanuvchi sistemaning modelini tuzish talab qilingan bo'lsin:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + a \frac{dx}{dt} + bx = f(t) \tag{3.1}$$

Boshqacha qilib aytganda, AHM yordamida shu differensial tenglamaning yechimini topish kerak. Buning uchun (3.1) tenglamani yuqori tartibli hosilaga nisbatan yechamiz:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -a \frac{dx}{dt} - bx + f(t) \tag{3.2}$$



3.19- rasm.

(3.2) tenglamani ifodalovchi strukturaviy sxema quyidagicha tuziladi. Izlanayotgan x o'zgaruvchi va uning hosilalari yuqori tartibli hosilani ketma-ket integrallash natijasida topiladi. Buning uchun mazkur misolda ikkita 1 va 2 integratorni ketma-ket qo'yish kerak (3.19- rasm). Ikkinchi tartibli hosila (3.2) tenglamaning o'ng tomonidagi hadlarni qo'shish bilan hosil qilinadi, bu hadlar rasmda ko'rsatilgandek teskari bog'lanishlar zanjiri bo'ylab integratordan chiqib 4 summator kirishlariga kiritilgan. Bu bog'lanishlarning kiritilishi matematik nuqtai-nazardar quyidagicha mos keladi:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -a \frac{dx}{dt} - bx$$

bunda a va b — summatorning mos kirishlar bo'yicha uzatish koeffitsiyentidir.

$f(t)$ funksiya tashqaridan summatorning biror bir kirishiga beriladi. 3 invertor birinchi tartibli hosilaning ishorasini o'zgartirib, funksiyani summator kirishiga uzatish uchun qo'yilgan.

AHMda hisoblash jarayoni sxemaga kiruvchi modellashtiruvchi va masalalarni yechuvchi hamma bloklar tomonidan bir vaqtda amalga oshiriladi. Sxemaning har bir bloki qo'yilgan masalaning aniq bir bo'lagiga tegishli bo'lgar shakl almashtirishlarni bajaradi. Shunday qilib, butun sxemaning murakkabligi 3.19- rasmda ko'rsatilganidek, qo'yilgan masalaning murakkabligiga bog'lic bo'ladi va shunga qaramasdan masalaning yechimi bir onda olinadi. Bu esa AHMda parametrlari tez o'zgaruvchi jarayonlarni modellashtirish imkonin beradi.

AHMning asosiy kamchiliklaridan biri hisoblash natijalarining aniqlik darajasining cheklanganligidir, bu shu mashinalarning prezitsion elementlarin tayyorlash texnologiyasining murakkabligi bilan bog'liqdir. Elementlardagi noaniqlik real jarayon bilan uning modeli orasidagi moslikni buzadi. AHMda yechilayotgan masala qanchalik murakkab bo'lsa, bu moslikning buzilishi darajasi shuncha yuqori bo'ladi, chunki hisoblashlarning umumiy xatoligi AHMning ayrim hal qiluvchi bloklari xatoliklarining yig'indisidan iborat.

Hozirgi vaqtda AHM tibbiy-biologik tadqiqotlarda keng miqyosda qo'llanilmoqda. Masalan, elektrofiziologik kuzatishlar natijasida hosil bo'lgan axborotni tahlil qilish va bemor kasalligini aniqlashda ishlatilmoqda. Umuman, 4.5- § va boshqa joylarda ko'rib chiqiladigan biologik jarayonlarning matematik modellarini yaratishdagi hamma masalalarni AHMda keng aks ettirish mumkin.

REHMlarning AHMlarga nisbatan ustunligi va kamchiliklarini ko'rib chiqaylik.

REHMlarda o'zgaruvchilar ikkala pozitsion kodlarda ifodalanadi. Bundan quyidagilar kelib chiqadi: 1) o'zgaruvchilarni darajasiga qarab kvantlash — sonning har bir xonasi aniq bir raqamli elementda joylashtiriladi; 2) o'zgaruvchilarni REHMning bloklaridan diskret tanlab olish.

REHMlarning afzalliklari: 1) universalligi, ya'ni bu mashinalar sonlar ustida tekislik amallarni bajarishni talab qiladigan keng miqyosdagi masalalarni yechishga qodir; 2) hisoblashning aniqlik darajasining cheklanmaganligidir, bu esa REHMdagi xonalar soniga bog'liq bo'lib, uning ayrim elementlarini tayyorlashdagi aniqlik darajasiga bog'liq bo'lmaydi; 3) yechimlarning absolut takrorlanishi, ya'ni bir masalani ko'p marta ishlashda ayni bir xil natija hosil bo'ladi.

REHMlarning kamchiliklari: 1) ayrim amallarni tezkorlik bilan bajarishiga qaramay umumiy masalalarni yechishda hisoblash tezligining kamligi; 2) real berilgan apparatlarga ulashning nisbatan murakkabligi. Ko'p hollarda analog ko'rinishidagi axborotlarni raqamli ko'rinishga aylantirishga to'g'ri keladi; 3) programmalashning murakkabligi.

AHMlarda o'zgaruvchilar o'lchash oson bo'lgan fizik miqdorlar ko'rinishida beriladi. Ko'p marta ishlatiladigan protsessorlarga ega bo'lgan REHMlardan farqli ravishda AHMlarda har bir elementar amal uchun alohida hisoblash bloki ta'kidlanadi.

AHMning afzalliklari: 1) yuqori tezkorlik bilan ishlashi, ya'ni hisoblash amallari AHM zanjirlarida o'tish jarayonlarini tugatish uchungina keng kechikish bilan olinadi; 2) real obyektlar bilan birlashtirish qulay; 3) REHM ga nisbatan programmalashning sonligi; 4) bahosi arzon va ishlatishda nisbatan sodd.

AHMning kamchiliklari: 1) hisoblashning aniqlik darajasi past bo'lib, elementlarini tayyorlashdagi aniqlik bilan chegaralanadi; 2) universalligi past; 3) masalalarni yechishda yechimlarning yaxshi takrorlanmasligi, bu esa AHM elementlarining o'zgarishi va ishlash rejimining o'zgarishi bilan bog'liq.

REHM va AHMning kamchiliklarini yo'qotishga ularni birlashtiruvchi analoglikli raqamli hisoblash sistemalari (ARHS) imkon beradi. Bunday sistemalarni yaratish AHM ning tezligini saqlab qolgan holda hisoblashlarning yuqori aniqlik darajasini ta'minlashga imkoniyat yaratadi.

To'rtinchi bob

KIBERNETIKA ASOSLARI

Kibernetika deb boshqarish, bog'lanish va axborotni qayta ishlash haqidagi fanga aytiladi. Zamonaviy kibernetikaning tug'ilgan yili 1948- yil hisoblanib, bu yili amerika olimi N.Vinerning „Kibernetika yoki tirik organizmlarda va mashinalarda boshqaruv hamda bog'lanishlar“ degan asari chop etilgan. Kibernetika moddiy asosidan qat'i nazar, turli boshqaruv sistemalarining umumiy xossalari o'rganadi. Bunday xossalari jonli tabiatda, texnikada va kishilar jamoalarida mavjuddir.

4.1-§. KIBERNETIKA VA BOSHQA FANLAR

Bu fanning katta ahamiyatga ega bo'lishining boisi shundaki, u inson tafakkurining bilish kerak bo'lgan ixtiyoriy tarmog'ida o'rganish qurolidir. Yuqorida aytilganidek, har bir fan o'zining taraqqiyotida turli darajada matematika qonuniyatlaridan foydalanadi.

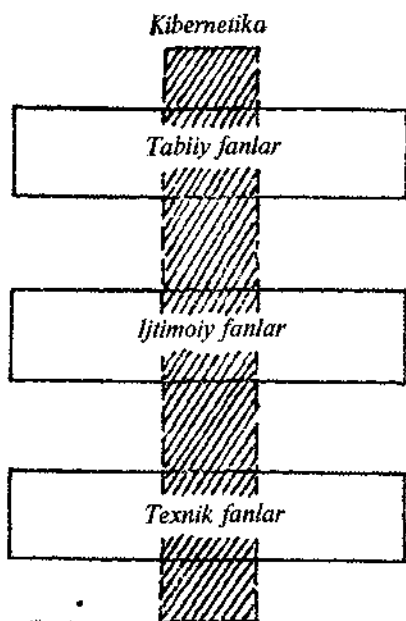
Bu holni kibernetika fanida ham ko'rish mumkin. N.Viner ko'p fanlarda ko'pgina umumiy masalalar va qirralar mavjudligini ko'ra bildi. Boshqarish jamiyatda, texnik sistemalarda va tirik organizmlarda amalga oshiriladi. Axborotni

inson, hisoblash mashinalari, biologik sistemalar qayta ishlaydi, u simlar, radiokanallar, nevralk strukturalar orqali uzatiladi.

Ko'pgina fanlar asosida kibernetika fani vujudga keldi. Hammasini sanab chiqish mumkin bo'lmasa-da, texnika, matematika (avtomatik rostlash nazariyasi, matematik mantiq, axborotlar nazariyasi va bog'lanish, hisoblash mashinalari va boshqalar) hamda fiziologiya (shartli reflekslar haqidagi ta'limot, teskari afferentatsiya prinsipi, funksional sistemalar nazariyasi va boshqalar) fanlari alohida o'rin tutadi.

Kibernetika fanining boshqa fanlar safidagi o'rni sxematik ravishda, 4.1-rasmda keltirilgan.

Hozirgi paytda ham mavjud fanlar kompleksi asosida yangi fanlarning dunyoga kelishi davom etayotganini



4.1- rasm.

olib o'tish qiziqarlidir. Misol tariqasida sinergetikani ya'ni turli tabiiatli (fizik, kimyoviy, biologik va b.) murakkab sistemalardagi tartiblashgan vaqtiy uzviy strukturalarning hosil bo'lish, mustahkamlanish va buzilish holatlaridagi umumiy qonuniyatlarni aniqlovchi ilmiy tadqiqotlar sohasini tartib o'tish mumkin.

Kibernetika fanining rivojiga va yaratilishiga ko'pgina rus olimlari o'z hissasini qo'shdilar. Ular orasida fiziologlar va mediklar I.M.Sechenov (1829–1897), I.P.Pavlov (1849–1936), A.A.Bogdanov (1873–1928), P.K.Anoxin (1871–1974), V.V.Parin (1903–1971), N.M.Amosov (1913–yilda tug'ilgan), avtomatlashdagi texniklar va matematiklar I.A.Vishnegradskiy (1831–1895), I.I.Yapunov (1857–1918), A.I.Berg (1893–1979), S.A.Lebedev (1902–1974), A.N.Kolmogorov (1903–1988), A.A.Xarkevich (1904–1965), V.A.Kotyolnikov (1904–yilda tug'ilgan) A.V.Kantorovich (1912–1986), V.M.Glushkov (1923–yilda tug'ilgan) va boshqalar bor.

4.2-§. KIBERNETIK SISTEMALAR

Kibernetik sistema deb o'zaro muloqotda bo'lgan va bir-biri bilan uzviy bog'langan, axborotlarni qayta ishlash, eslab qolish hamda almashish qobiliyatiga ega bo'lgan tartiblangan obyektlar majmui (sistema elementlari)ga aytiladi.

Kibernetik sistemaga odamlar jamoasi, bosh miya, hisoblash mashinalari, avtomatlar misol bo'la oladi. Xuddi shunga mos holda kibernetik sistemaning elementlariga turlicha fizik tabiiatli obyektlar, odam, miya to'qimalari, hisoblash mashinalarining bloklari va hokazolar kiradi.

Sistema elementlarining holati biror parametrlar to'plami bilan aniqlanadi, biror intervalda istalgan qiymatni qabul qiluvchisi uzluksiz va cheklangan parametrlar to'plamini qabul qiluvchi uzlukli parametrlarga bo'linadi. Masalan, avtomatning harorati uzluksiz parametr bo'lib, uning jinsi esa uzlukli parametrdir. Umuman olganda kibernetik sistema elementining holati o'zgarishi uzluksiz va u shu elementning o'ziga hamda uni qurshab olgan elementlarning tashqi muhitning ta'siriga bog'liq bo'ladi.

Kibernetik sistemaning strukturasi sistema elementlari o'rtasidagi bog'lanishning tashkil qilinishi asosida aniqlanib, elementlarning holat funksiyasi va tashqi muhit ta'sirini ifodalaydi.

Kibernetik sistemalarning ishlash jarayoni uch xil funksiyalar oilasi bilan tavsiflanadi: sistema elementlarining holatini hisobga oluvchi funksiyalar, sistemaning strukturasi, shu jumladan, tashqi ta'sir natijasida o'zgarishlar qildigan funksiyalar va sistemaning o'zidan tashqariga uzatuvchi signallari yordamida aniqlanuvchi funksiyalardir. Sistemani yanada to'laroq tavsiflash uchun uning boshlang'ich holatini ham hisobga olish kerak.

Kibernetik sistemalar o'zlarining murakkabligi, aniqlik darajasi va tashkil topish darajalari bilan bir-birlaridan farqlanadilar.

Sistemaning murakkabligi uni tashkil qiluvchi elementlarining miqdori, strukturalarining murakkabligi va ichki bog'lanishlarining turlicha bo'lishiga bog'liqdir. Inson mahsuli ekanligi tufayli to'liq ma'lum bo'lgan murakkab kibernetik sistemalar mavjuddir. Shu bilan birga biologik sistemalar kabi murakkab kibernetik sistemalarni ko'p sondagi elementlar to'plami orasidagi juda ko'p va noaniq bo'lgan o'zaro munosabatlar tufayli mufassal tavsiflab bo'lmaydi. Murakkab sistemalarni tekshirishda sistemani elementlarga bo'lishga teskari jarayon ham o'rinli: sistemalar yiriklashtirilgan bloklar tarzida ifodalaniib, bu bloklarning har biri alohida sistema deb qaraladi. Shunday qilib, murakkab sistemalar sodda sistemalardan tashkil topishi mumkin. Yana ham yuqori darajadagi sistemalar past darajadagi sodda qism sistemalarning birlashmasidan iborat bo'ladi, ya'ni sistemaning tuzilishi iyerarxik xususiyatga ega.

Iyerarxiyaning darajalari o'rtasida bog'lanishlar yuzaga kelishi mumkin. Bu ma'noda elementlar tushunchasining o'zi nisbiydir. Har xil holatlarda sistemaning ayni bir qismi ham element, ham blok, ham butun sistema bo'lishi mumkin. Masalan, bosh miyaning ishini o'rganishda uni element deb qarash mumkin, miyaning ishini uning ichki tuzilishi bilan bog'lab o'rganishda esa ayrim neyronlarnigina element deb qarash mumkin. O'z navbatida agar neyronni to'qimalarning tuzilishini hisobga olib o'rganilsa, neyron kibernetik sistema deb qaraladi.

Kibernetik sistemalar uzluksiz va diskret sistemalarga bo'linadi. Uzluksiz sistemalarda aylanib yuruvchi hamma signallar va elementlarning holati uzluksiz parametrlar yordamida beriladi, diskret sistemalarda esa uzlukli parametrlar yordamida beriladi. Aralash (gibridli) sistemalar ham mavjud bo'lib, ular ikkala parametrlarga ham ega bo'ladi. Sistemalarning uzluksiz va uzlukliga bo'linishi shartlidir va o'rganilayotgan hodisaning aniqlik darajasiga, texnik va matematik qulayliklarga qarab belgilanadi. Ba'zi bir uzlukli tabiatli jarayonlar yoki miqdorlarni, masalan, elektr tokini (elektr zaryadining diskretligi: zaryad elektron zaryadidan kichik bo'lishi mumkin emas) uzlukiz parametr yordamida ifodalash qulay. Boshqa hollarda, aksincha, uzluksiz jarayonni uzlukli parametrlar yordamida ifodalash ma'noga ega. Masalan, buyrakning uzluksiz ajratuvchilik funksiyasini besh balli uzlukli parametrlar yordamida ifodalash qulaydir. Bundan tashqari, aniq vaqt intervallari ichida bajarilgan har qanday fizik o'lovlarda amalda doim uzlukli miqdorlar dermasiga ega bo'linadi. Yuqorida aytilganlarning hammasi uzlukli sistemalar uzluksiz sistemalarga nisbatan universalroqligidan dalolat beradi. Uzluksiz sistemalarni tadqiq qilinganda differensial tenglamalar apparatidan, uzlukli sistemalarni tadqiq qilinganda esa algoritmlar nazariyasidan foydalaniladi.

Kibernetikada va texnikada sistemalarni determinantlangan va ehtimoliy sistemalarga bo'lish qabul qilingan. Determinantlangan sistemalar deb elementlari bir-biri bilan ma'lum qonunlar asosida o'zaro munosabatda bo'ladigan sistemalarga aytiladi. Bunday sistemalarning holatini va xarakterini aniq aytish

limnida aniq funktsiya yordamida ifodalash mumkin. Ehtimollik sistemalarining holati ma'lum bir ehtimollik bilan baholanishi mumkin, chunki sistemaning elementlari ko'plab ta'sirlarga bog'liq bo'lib, juda ko'p elementlarning o'zaro ta'sirini aniq tavsiflash mumkin emas. Misollardan biri — organizmning fizik faktorlar (kuch, elektr, issiqlik va boshqalar)ning ta'siriga aks ta'siri bo'lib, u ehtimollik xususiyatiga egadir.

Agar sistemaning elementlari signallarini faqat o'zaro almasha, sistema *yopiq* deb ataladi. *Yopiqmas* yoki *ochiq* sistemalar signallarini albatta tashqi muhit bilan almashadi.

Tashqi muhitdan signallarni qabul qilish va uni sistema ichkarisiga uzatish uchun har qanday ochiq sistemalar retseptorlarga (datchiklar yoki o'zgartuvchilarga ega bo'ladi). Hayvonlarda kibernetik sistemalardagi kabi, retseptorlik vazifasini sezgi, ko'rish, eshitish va hokazo organlari, avtomatlarda esa datchiklar: tanzometrik, fotoelektrik, induksion va h.k. datchiklar bajariladi (21.3- §ga qarang).

Tashqi muhitga signallar effektor deb ataluvchi ijrochi mexanizmlar yordamida uzatiladi. Nutq, qo'llar, mimika inson — kibernetik sistema uchun effektor hisoblanadi. Gazli suv avtomati uchun retseptor vazifasini knopka yoki tangalarni qabul qiluvchi qurilma bajaradi, effektor esa gazli suvning berilishidir.

Murakkab kibernetik sistemalar o'ziga xos xususiyatga — axborotlarni to'plash xususiyatiga ega bo'lib, keyinchalik ulardan boshqaruvchi sistemalarning shida foydalanishlari mumkin. Bunday xossa, inson miyasining xossasi kabi, xotira deb ataladi. Kibernetik sistemalarda eslab qolish ikki xil usulda amalga oshiriladi: birinchidan, sistema elementlarining holatini o'zgartirish natijasida, ikkinchidan, uning strukturasi o'zgartirish natijasida.

4.3-§. AXBOROT NAZARIYASI ELEMENTLARI

Kibernetikada markaziy o'rinni axborotlar egallaydi. Bu atama kursning ko'pgina bo'limlarida alohida tushuntirilmay, umumiy qabul qilingandek, ko'p marta ishlatildi. „Informatsiya“ so'zi hozirgi zamon tasavvurida ma'lumotlar to'plami, ma'lumotlarni uzatishni anglatadi.

Har qanday jarayon yoki hodisa axborotlar manbai bo'lib, biron-bir ma'noga ega bo'lishi va ma'lum bir harakat uchun signal vazifasini bajarishi kerak. Ba'zan bunday deyiladi:

axborot — insonning kuzatishi va boshqa odamlar bilan o'zaro muloqotida bizni o'rab olgan moddiy dunyo haqida olayotgan ma'lumotlar sistemasidir. Odamlar og'riq sezayotganda, ochiqqanda, sovuq qotayotganda, ko'rayotganda, eshitayotganda, boshqalar bilan gaplashayotganda, kitob o'qiganda va hokazolarda axborotlar qabul qiladilar.

¹ Informatio (lot) — izohlamq, xabar bermoq.

Biroq axborotni faqat odamlargina qabul qiladi deb hisoblash subyektivlikdir. Amalda esa bu tushuncha ancha keng ma'noga ega.

Masalan, hayvonlarning ichki organlari ishini uzluksiz boshqarib borish va o'simliklarning rivojlanishi sistemasi axborotlarni uzatish bilan bog'liqdir.

Dunyodagi har qanday hodisani aks ettirishni axborot deb hisoblash ham kerak emas. *Tog'da haroratning pasayishi qoyalar uchun qishning yaqinlashishi* haqidagi axborot bo'la olmaydi.

Axborotlarni uzatish, qabul qilish va qayta ishlash yetarlicha murakkab tuzilishga ega bo'lgan sistemalarga xos bo'lib, ularning o'ziga xos xususiyati boshqarish jarayonlarining mavjudligidadir. Axborotning ajoyib xususiyati shundaki, u biror narsani bilmaslikni bartaraf etadi, vaziyatning noaniqlik darajasini kamaytiradi.

Axborotning ilmiy asosda o'rganilishiga „informatsion portlash“ — XX asr o'rtalaridagi fan va texnika taraqqiyoti axborotlarni nihoyatda ko'paytirib yuborgani sabab bo'ldi.

Energiya va massa tushunchalari fizika fani uchun qanchalik ahamiyatga ega bo'lsa, axborot kibernetika fani uchun shunchalik ahamiyatga ega. Kibernetikaning axborotlarni yig'ish, uzatish, saqlash, qayta ishlash va hisoblashlarga bag'ishlangan bo'limi axborotlar nazariyasi deb nom oldi. Shu nazariyaning elementlarini qisqacha ko'rib chiqaylik.

Axborotlarning uzatilishi bog'lovchi kanallar bo'ylab signallar ko'rinishida amalga oshiriladi, ular kibernetik sistema organlari tomonidan ishlab chiqariladi. Bog'lovchi kanallar deb signallar uzatiladigan muhit tushuniladi. Oqzaki muloqotda nutq signal vazifasini bajarsa, havo bog'lovchi kanal vazifasini bajaradi, radioeshittirishda esa tovush signal bo'lib, bog'lovchi kanal vazifasini elektromagnit maydon va havo bajaradi.

Signalning fizik tashuvchisi bitta signalni uzatishda almashinib turuvchi materiyaning turlicha ko'rinishlari bo'lishi mumkin. Masalan, radioeshittirishda so'z bilan ifodalangan fikr tovush mushaklariga bioelektrik impulslar hisobiga uzatiladi, mushaklarni qisqarishga majbur qiladi va tovush obrazini vujudga keltiradi, u esa mikrofondagi membrananing tebranishi natijasida elektr impulsiga — masofaga uzatiladigan signallarga aylanadi. Bunda signallar izomorfizm talablarini qondirishi kerak. Izomorfizm deganda fizik nuqtai nazardan turlicha bo'lgan jarayonlarning uzatilayotgan ma'lumotlarning mazmuni saqlanadigan buzilmaydigan mosligi tushuniladi. Izomorfizمنىng buzilishi axborot ma'nosining buzilishiga olib keladi. Izomorfizمنىng buzilishi natijasida ham, tashqi ta'sirlar natijasida ham signallardagi buzilishlar shovqin deb ataladi.

Uzatiluvchi signallar ahamiyatiga qarab tanishtiruvchi, ya'ni biror axborotni ma'lum qiluvchi va bajaruvchi, ya'ni harakat uchun aniq bir buyruq ko'rinishdagi turlarga bo'linadi. Diskret va uzluksiz signallar farqlanadi. Diskret signallarga

Morze apparati yordamida uzatiluvchi signallar yoki raqamlarning tok impulslari yordamida uzatilishi misol bo'la oladi, uzluksiz signallarga zanjirdagi kuchlanishni huroratning o'zgarishiga mos ravishda o'zgartirish misol bo'la oladi.

Har qanday ma'lumot fizik tabiatga ega bo'lgan sodda signallar kombinatsiyasidan tashkil topadi. Bunday signallarning to'liq to'plami alfavit, hatta signal alfavit harfi deyiladi. Ma'lumotni uzatish uchun uni avvalo biror alfavit yordamida ifodalash kerak, boshqacha qilib aytganda, kodlash kerak. Kodlash deb berilgan bu ma'lumotni ma'lum bir alfavit yordamida ifodalashga, ya'ni signallarni xarakterlovchi parametrlar bilan axborot o'rtasida bir qiymatli moslikni o'rnatishga aytiladi. Bu ma'lumotni boshqa alfavitga o'tkazish qayta kodlash deb ataladi, ma'lumotlarning ma'nosini ochish esa dekodlash deb ataladi.

Xo'jalik va ilmiy hayotda ma'lumotlarni uzatish uchun kodlashni inson bajaradi. Biroq tabiat kodlashning tabiiy usullarini ham yaratgan. Bunday usullar inson uchun katta qiziqish uyg'otadi: misol tariqasida ona qornidagi chaqaloq hujayrasidagi katta yoshdagi odam organizmi haqidagi irsiy axborotni o'rganish usulini keltirish mumkin. Kodlashning qo'llanilishi katta hajmdagi axborotlarni katta bo'lmagan alfavit yordamida uzatishga imkon beradi. Istalgan axborotni ikki belgi (0,1) yordamida kodlash mumkin ekan. Bunday kod ikkili kod deb ataladi.

Har qanday signalni uzatish uchun energiya sarflanadi, biroq, uzatilayotgan axborotning miqdori va uning ma'nosi signalning energiyasiga bog'liq bo'lmaydi. Boz ustiga kam energiyali signallar ko'p hollarda shunday ma'lumotni beradiki, uning natijasida ko'p energiya sarflanishini talab qiladigan jarayon vujudga kelishi mumkin. Masalan, atom portlashi ulash tugmasini bosish bilan vujudga keladi, ya'ni birovning qandaydir axloqsizligi haqidagi oddiy axborot juda katta ta'sirlanishni yuzaga keltirish mumkin. Kibernetikada axborotni uzatishga qancha energiya sarflanishining ahamiyati bo'lmay, u yoki bu bog'lanish kanali bo'yicha qancha axborot uzatish mumkinligi masalasi katta ahamiyatga ega. Axborotning miqdorini hisoblash uchun, xuddi arifmetik misollarni yechayotganda konkret buyumlarni o'ylanmaganidek, ma'lumotlarning ma'nosini esdan chiqarish kerak. Masalan, 2 va 3 sonlarini qo'shishda 5 soni hosil bo'ladi, bunda qanday narsalar — olmami, raketami yoki yulduzmi — qo'shilayotganining ahamiyati yo'q.

Axborot miqdori qanday hisoblanadi? Yuqorida aytilganidek, agar axborot bizning bilmaslik darajamizni kamaytirsagina ya'ni uni yig'ish jarayoni bizning obyektini bilish haqidagi ma'lumotimizni oshirgandagina ahamiyatga ega bo'ladi. Agar mumkin bo'lgan real hodisalar to'plamidan biror aniq hodisalar ajratilsa, ma'lumotda axborot bo'ladi. Masalan, shifokor kasallik varaqasini o'qir ekan, u bemorning kasalliklari haqida axborot oladi: turli kasalliklarning juda ko'p turi ichidan bemor boshidan kechirgan kasalliklar ajratib ko'rsatilgan bo'ladi. Ma'lum bo'lgan hodisa haqidagi ma'lumot hech qanday axborotga ega bo'lmaydi; masalan

ma'lumotli kishi uchun o' yning 15- kunidan keyin 16- kuni kelishi haqidagi ma'lumot hech qanday axborot bermaydi.

Hodisa qanchalik ko' p ehtimolliklarga ega bo'lsa, u haqidagi ma'lumotlar axborotga shunchalik boy bo'ladi. Masalan, shashqolni tashlaganda, ikki yoqli tangani tashlagandagiga qaraganda ko' proq axborotga ega bo'linadi, chunki birinchi hol ikkinchi holga nisbatan ko' p teng ehtimolliklarga ega. Axborot miqdori ehtimollikka teskari nisbatda o'zgaradi, deyishadi.

Ma'lum bir hodisaning noaniqlik o'lchami ehtimollikdir, shuning uchun axborotni miqdoriy baholash ehtimollik nazariyasining asosiy tushunchalariga bog'liq deb faraz qilish kerak. Haqiqatan, axborotni hisoblashning zamonaviy usuli ma'lumotlarini qarab chiqishda ehtimollik bo'yicha yondashishga asoslangan.

Zamonaviy axborotlar nazariyasida qo'llanilayotgan, Shannon taklif etgan birgina ma'lumotdagi axborotlar sonini hisoblash usulini ko'rib chiqaylik.

Axborot miqdori o'lchovini ma'lum bir kutilayotgan hodisaning noaniqligining o'zgarishi sifatida topish mumkin. Faraz qilaylik, „ k “ ta bir xil ehtimolli sodir bo'ladigan hodisa mavjud bo'lsin. Bu holda birgina hodisaning noaniqlik darajasi „ k “ ga bog'liq bo'ladi: $k = 1$ bo'lganda, ehtimoliy hodisani oldindan aytish aniq bo'lib, noaniqlik nolga teng bo'ladi; agar k katta bo'lsa, hodisani oldindan aytish qiyin, bunda noaniqlik darajasi kattadir.

Demak, izlanayotgan $f(k)$ funksiya (axborot miqdori o'lchovi yoki noaniqlikning o'zgarishi darajasi) $k = 1$ bo'lganda nolga teng bo'lib, k o'sganda u ham o'sadi.

Bundan tashqari f funksiya yana bir shartni qanoatlantirishi lozim. Faraz qilaylik, bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikkita kuzatish olib borilayotgan bo'lsin, ularning biri k ta teng ehtimollikka, ikkinchisi esa l ta teng ehtimollikka ega bo'lsin. Albatta, birinchi va ikkinchi tajribalarda tasodifiy hodisalarning birgalikda sodir bo'lishidagi $f(kl)$ noaniqlik $f(k)$ va $f(l)$ dan kattadir hamda har bir tajribada chiqadigan noaniqliklar yig'indisiga tengdir:

$$f(kl) = f(k) + f(l) \quad (4.1)$$

Formulaning chap tomonida $f(k)$ funksiya keltirilgan bo'lib, u $k \cdot l$ ko'paytmasidan tuzilgan funksiyalar va ikki tasodifiy hodisalarning bir vaqtda sodir bo'lishi bilan bog'liqdir.

(4.1) formulaga $f(k) = \log_a l$ logarifmik funksiya mos keladi:

$$\log_a kl = \log_a k + \log_a l \quad (4.2)$$

Bundan tashqari, topilgan funksiya $\log_a 1 = 0$ shartni qanoatlantiradi va ortishi bilan o'sadi. Logarifmlarning asoslariga bog'liq holda bir sistemadan ikkinchi sistemaga o'tish $\log_a k$ funksiyani o'zgarimas ko'paytuvchiga ko'paytirishga

keltirilgani uchun logarifmning asosi hal qiluvchi rol o'ynamaydi va u faqat axborotlar miqdori birliklarini tanlashga ta'sir qiladi. Shunday qilib, $\log_a k$ funksiyani k teng ehtimolli natijalarda noaniqlik o'lchovi (axborot miqdori) deb hisoblaymiz. Har bir natijaning (hodisaning) sodir bo'lishi ehtimoli $p = p_1 = p_2 = \dots = p_k = \frac{1}{k}$ ga teng. Turli tasodifiy hodisalarning noaniqliklari qo'shilgani uchun har bir natijaning noaniqligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{1}{k} \log_a k = -\frac{1}{k} \log_a \frac{1}{k} = -p \log_a p. \quad (4.3)$$

Turli p_1, p_2, \dots, p_k ehtimollikdagi natijalarga ega bo'lgan tajribada har bir alohida noaniqlik o'lchovi (4.3) bo'yicha yoziladi: $-p_1 \log_a p_1, -p_2 \log_a p_2, \dots, -p_k \log_a p_k$, butun tajribaning noaniqlik o'lchovi esa shu noaniqliklarning yig'indisi kabi qaraladi:

$$H = -\sum_{i=1}^k p_i \log_a p_i \quad (4.4)$$

Bu ehtimollik logarifmining o'rtacha qiymatidir. Boltsman formulasiga o'xshash H — entropiya yoki axborotli entropiya deb ataladi. Bu miqdorni axborot o'lchovi sifatida qarash mumkin.

(4.4) ni ekstremumga tekshirib, teng ehtimolli hodisalar eng ko'p noaniqlikka ega bo'lishini topamiz. Bunday hollarda sinov eng ko'p axborot beradi:

$$H_{\max} = -\left(\frac{1}{k} \log_a \frac{1}{k} + \frac{1}{k} \log_a \frac{1}{k} + \dots\right) = \log_a k \quad (4.5)$$

Ikki teng huquqli tasodifiy hodisaning xususiy holda ma'lumotda olingan axborotlar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$H = -\left(\frac{1}{2} \log_a \frac{1}{1} + \frac{1}{2} \log_a \frac{1}{2}\right) = \log_a 2 \quad (4.6)$$

Axborot miqdori birligini tanlash uchun $a = 2$ deb olamiz, u holda (4.6) dan quyidagini hosil qilamiz:

$$H = \log_2 2 = 1$$

Axborotning bu miqdori bit deb olinadi (bit — ikki teng ehtimolli hodisaning biri haqidagi ma'lumotda bor bo'lgan axborotdir).

(4.5) da $a = 2$ qabul qilib, axborotlar miqdorini hosil qilamiz:

$$H = \log_2 k \quad (4.7)$$

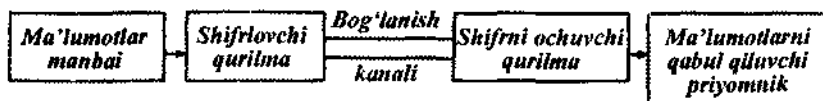
u bitda ifodalanadi.

Misol

O'yin suyagini tashlaganda 1 tushishida olinadigan axborot miqdorini hisoblaymiz. Buning uchun (4.7) dan foydalanib, $H = \log_2 6 \approx 2,6$ bitni hosil qilamiz.

Axborot tushunchasi kibernetikada muhim ahamiyatga ega, chunki har qanday boshqarish jarayoni axborotni qabul qilish, yig'ib berish va uzatish bilan bog'liq. Moddiy dunyoning umumiy xossalarini aks ettirib, axborot nazariyasi falsafiy kategoriya tarzida ishtirok etadi.

Axborot jarayonlari har qanday boshqarish sistemasining ishlashida-irsiyat belgilarining o'tishi jarayonidan tortib to odamning va mashinalarning o'zaro muloqoti jarayonigacha — o'rinli bo'ladi. Fizikada energiya yordamida harakatning bir turdan boshqa turga o'tishining o'lchovi aniqlangani kabi, kibernetikada axborot moddiy dunyoni aks ettiruvchi jarayonlarning o'lchovi hisoblanadi.



4.2- rasm.

Yuqorida aytilganidek, axborot signallar yordamida bog'lovchi kanallar orqali uzatiladi. Manbadan qabul qiluvchi elementlar (sezgi organlari, mikrofonlar, fotoelementlar va hokazolar) olgan axborot kodlovchi qurilmada uzatish uchun qulay shaklga, masalan, elektr signaliga aylantiriladi va bog'lanish kanali bo'ylab priyomnikka uzatiladi, unda esa axborot dekodlanadi, masalan, tovushga aylantiriladi va tinglovchiga yetkaziladi. Axborot uzatishning umumiy sxemasi 4.2- rasmda tasvirlangan.

Pirovardida axborot nazariyasining ba'zi bir miqdoriy ifodalari hozircha tibbiyot kibernetikasiga tadbiiq qilinmayotganini aytib o'tamiz. Bu hol tibbiyot fanining umumiy hozircha ko'p jihatdan sifatiiy belgilariga bog'liq.

4.4-§. BOSHQARISH VA TARTIBGA SOLISH

Kibernetik sistemalarning holatini maqsadga muvofiq o'zgartirishni ta'minlash uchun boshqarish zarur.

Boshqarish — kibernetik sistemaga (obyektga) uni ishlatish maqsadida yoki berilgan dasturga mos holda, ta'sir qilishdir. Qisqacha qilib aytganda, boshqarish — berilgan maqsadga erishish uchun obyektga ta'sir qilishdir.

Boshqarish maqsadlari turlicha bo'lishi mumkin. Eng sodda hollarda bu masalan, qandaydir parametрни (xonadagi namlikni, haroratni) o'zgarimas holatda saqlab turishdir. Murakkabroq kibernetik sistemalarda esa boshqarishning maqsadi o'zgarayotgan sharoitlarga moslashish, masalan, biologik individumning o'zgaruvchan yashash muhitiga moslashishi bo'ladi.

Turli tabiatli obyektlarni boshqarish sxemasi organik dunyo uchun ham (bunga jonli organizmdagi boshqarish mexanizmlari va biologik evolutsiya mexanizmlari kiradi), noorganik dunyo uchun ham (to elektron hisoblash mashinalari va kosmik kemalarni boshqarishgacha) umumiy ekanligi aniqlangan.

Bu o'xshashlik uzoq davom etgan evolutsiya natijasida taraqqiy qilib borgan tirik sistema bilan soddaroq bo'lgan va kamroq takomillashgan texnik qurilmalarni qiyoslash imkonini beradi.

Biologik boshqarish sistemalarini tadqiq qilish va ularni texnik sistemalar bilan muqoyasa qilish bir tomondan, yanada murakkab texnik qurilmalarni yaratish uchun yangi prinsiplarni topishga imkon yaratsa, boshqa tomondan, biologik obyektlar va jarayonlar asosidagi boshqarish prinsiplarini tushunishga imkon beradi. Masalaning birinchi tomoni bionika deb ataluvchi yangi ilmiy yo'nalishning mazmunini tashkil qiladi.

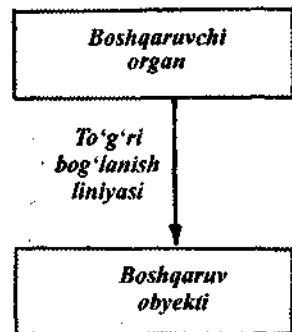
Har qanday boshqarish sistemasida boshqaruvchi organ va boshqariluvchi obyekttni, shuningdek, ular orasidagi bog'lanish yo'llarini (bog'lanish kanallarini) tarqqlash zarur. Boshqaruvchi organ kibernetik sistemaning juda muhim qismi hisoblanadi. — boshqaruvchi sistema hisoblanib, qabul qilingan axborotni qayta ishlaydi va boshqaruvchi ta'sirlarni ishlab chiqadi. Axborotni qayta ishlash jarayonlari turli tibbiy va sun'iy sistemalarda amalga oshiriladi. Bularga tafakkur, avtomatlashtirilgan sistemalarda axborotning qayta ishlanishi, biologik turlarning evolutsiyasi natijasida irsiy axborotning o'zgarishi va shu kabilar kiradi. Boshqaruvchi ta'sirlar obyektlarga tegishli effektorlar yordamida beriladi. Bog'lanish (aloqa) axborot tashuvchi va signaldan iborat bo'lgan fizik jarayonlar hisobiga amalga oshiriladi. Boshqarish obyekti signalni qabul qilgach, tegishli holatga o'tadi.

Eng qiziqarlisi — boshqarishning belgilangan maqsadlariga erishishni ta'minlovchi operatsiyalar inson ishtirokisiz, oldindan berilgan algoritimga ko'ra amalga oshirishidir. Bunday variant *avtomatik boshqarish* deb ataladi.

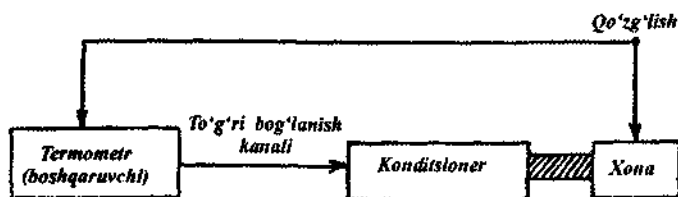
Avtomatik boshqarishning boshqacha ko'rinishlariga avtomatik tartibga solish kiradi. Bu termin boshqarishdan maqsad avtomatik ravishda doimiylikda saqlash yoki boshqariluvchi (tartibga solinuvchi va obyektning fizik miqdorlarini talab qilingan qonun asosida o'zgartirishni avtomatik ravishda ta'minlash bo'lganda ishlatiladi. Bunday hollarda boshqaruvchi organ tartibga soluvchi (regulator) deb ataladi.

Agar boshqaruvchi sistema boshqarish obyektidan axborot olmasa yoki uni hisobga olmasa, u holda u ochiq sistema deb ataladi. Bunday boshqarish sxematik ravishda 4.3- rasmda to'g'ri bog'lanish kanali (chizig'i) ko'rsatilgan holda tasvirlangan. Bunday boshqarish svetoforda, EHM da, genetik sistemada ishlatiladi.

Ochiq sistemalar rejimida avtomatik boshqarish (tartibga solish) ta'sirlanishga ko'ra amalga oshiriladi. Buni xonada komfort haroratni ta'minlovchi qurilma misolida tushuntiramiz (4.4- rasm). Bunda tartibga



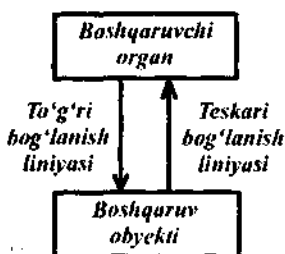
4.3- rasm.



4.4- rasm.

soluvchi obyekt konditsioner hisoblanadi. O'zgarishlar (tashqaridagi havoning harorati) regulatorga (maxsus termometrga) ta'sir qiladi va xonadagi havo haroratiga ta'sir qiladi. Termometr o'zgarishlarga qarab konditsionerga isitish yoki sovutish rejimida ishlashi uchun signal beradi. Xonaga tegishli haroratli havo beriladi. Bu sistemada xonadagi havoni isitish yoki sovutish xonadagi havo haroratiga emas, balki tashqi muhit haroratiga bog'liq bo'lishi muhimdir.

Testkari bog'lanishli boshqarish sistemalari — yopiq boshqarish sistemalari (4.5-rasm) ancha keng tarqalgan va samarali sistemalardir. Bunda boshqaruvchi organ sistemaning boshqa tashqi obyektlaridan olingan axborotni ham, bog'lanish yo'llari orqali boshqarish obyektlaridan olingan axborotni ham qayta ishlaydi.

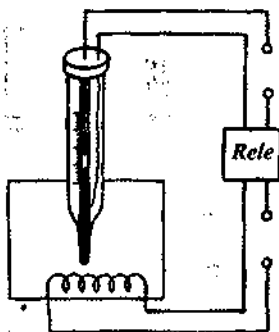


4.5- rasm.

Testkari bog'lanish deb sistemaning (elementning) chiqishidan ta'sirni yoki axborotni uning kirishiga uzatishga, xususan boshqarish obyektining boshqariluvchi organiga ta'siriga aytiladi.

Musbat va manfiy testkari bog'lanishlar farq qilinadi. Musbat testkari bog'lanishda jarayonning natijalari bog'lanishni kuchaytirishga harakat qiladi. Texnik qurilmalarda musbat testkari bog'lanishlar sistemasi boshqa muvozanat holatlariga o'tishiga yordamlashadi yoki kuchli jarayonlarni vujudga keltiradi. Manfiy testkari bog'lanishlar jarayonning rivojlanishiga, o'zgarishiga qarshilik qilib, ularni barqarorlashtiradi. Manfiy testkari bog'lanishlar boshqarishning yopiq sistemalarida ishlatiladi.

Manfiy testkari bog'lanishli texnik sistema sifatida kontaktli termometr ishlatiladigan termostatning termoregulatorini ko'rib chiqamiz (4.6-rasm). Harorat belgilanganidan past bo'lganda termometrda simob ustunchasi rele zanjiridagi kontakti uzadi, u isituvchi asboblarni ulaydi va harorat ko'tariladi. Harorat normadagidan yuqori bo'lganda esa simob ustunchasi rele zanjirini ulaydi va isituvchi asbob uziladi. Ko'rib chiqilgan sistema termostatdagi

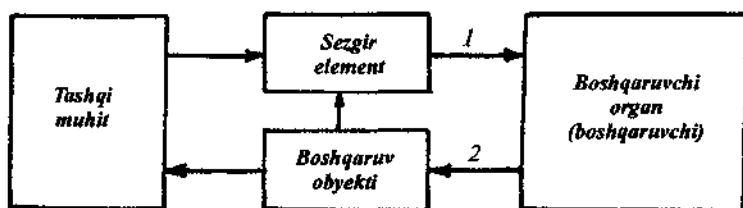


4.6- rasm.

haroratning ma'lum intervalda saqlab turilishini ta'minlaydi. Bu misol chetlanishlar asosida avtomatik boshqarishni (tartibga solishni) o'zida aks ettiradi.

Manfiy teskari bajarishli kibernetik sistemalar (yopiq boshqarish sistemasi) o'z-o'zini boshqaruvchi (o'z-o'zini tartibga soluvchi) sistemalar kiradi. O'z-o'zini boshqaruvchi sistemaga, masalan, hayvon organizmi kiradi, unda mustaqil ravishda qonning o'zgarish tarkibi, harorat va boshqa parametrlar saqlanishi ta'minlanadi. Hayvonlar guruhidan va yirtqichlardan tuzilgan sistema, masalan, quyovlar va bo'rilar ham o'z-o'zini tartibga soluvchilar sistemasiga kiradi. Bo'rilar sonining oshib borishi ovqat (quyovlar) sonining kamayishiga olib keladi, bu esa o'z navbatida bo'rilar sonining kamayishiga, bundan esa quyovlar sonining ortishiga sharoit yaratadi va hokazo. Natijada agar boshqa omillar (bo'rilarining otilishi, qurg'oqchilik va boshqalar) hisobga olinmasa, bu sistemada quyovlar va bo'rilar soni ma'lum bir darajada saqlanib turadi.

Bunday turdagi o'zini tartibga solish sistemasi sxemasini quyidagi qismlardan tuzilgan deb faraz qilish mumkin (4.7- rasm); tashqi muhitga ta'sir ko'rsatuvchi boshqarish obyekti, tashqi muhitdan yoki boshqarish obyektida yuz beruvchi o'zgarishlar natijasida boshqarish obyektida ro'y berayotgan o'zgarishlar natijasida axborot oluvchi muayyan sezgir element hamda boshqaruvchi organ (regulator). 1- kanal bo'lab regulatorga birlamchi xabar beruvchi axborot keladi, 2- kanal bo'lab esa bajarish obyektiga boshqaruvchi axborot keladi. Tashqi muhit va sezgir element orqali teskari bog'lanishlar amalga oshiriladi. O'z-o'zini boshqaruvchi sistemalarni o'rganish masalalari fiziologiya va biologiyaning qiziqarli sohalaridandir.



4.7-rasm.

Optimal boshqarish sistemalari ham mavjud bo'lib, ularning maqsadi ma'lum bir miqdorning ekstremal (minimal yoki maksimal) qiymatini tashqi muhitning holatini va boshqaruvchi signallarning ta'sirini hisobga olgan holda ma'lum darajada tutib turishni ta'minlashdir. Bunday tartibga solishga eng sodda misol tariqasida havoning namligiga mos holda haroratni ta'minlovchi konditsionerni keltirish mumkin. Boshqarishning optimal sistemasi shu hollarda ham o'rinliki, bunda sistemaning ishi tartibga solinmaydigan parametrlarning o'zgarishida tartibga solinuvchi parametrlarni maksimal va minimal qiymatda saqlashga keltiriladi.

Boshqarish masalalari yanada mufassalroq ravishda boshqaruvchi sistemalarning alohida nazariyasida ko'rib chiqiladi. Uning asosiga qo'yilgan asosiy prinsiplar teskari bog'lanishlar va boshqarishning ko'p pog'onaliligidir. Teskari bog'lanish kibernetik sistemaga aniq holatlarni hisobga olishga va ularni zarur holat bilan moslashtirish imkonini beradi. Boshqarishning ko'p pog'onali sxemasi kibernetik sistemalarning ishonchligini va mustahkamligini belgilaydi.

4.5-§. MODELLASHTIRISH

Turli bilim sohalarida real sistemalarni va jarayonlarni tekshirishda modellardan foydalaniladi.

Model — aql bilan ko'ra bilish yoki moddiy jihatdan joriy qilingan, istalgan tabiiatli obyekt bo'lib, u tadqiq qilish yoki o'rganish uchun kerak bo'lgan hodisalarni, jarayonlarni yoki sistemalarni keltirib chiqaradi. Hodisalarni, jarayonlarni va sistemalarni tadqiq qilishda ularning modellarini yasash va o'rganishga asoslangan usul modellashtirish nomini oldi.

Shunday qilib, hozirgi vaqtda modellashtirish deganda planerning modelini yaratish kabi buyumlarning nusxasini ko'chiruvchi buyumli modellashtirishga tushunilmay, balki hodisalarning va obyektlarning chuqur mazmunini bilishning ilmiy tadqiqot olib borishdagi ilmiy metodi deb qaraladi. Modellashtirishning asosi moddiy dunyoning va materiyaning atributlari — fazo va vaqt, shuningdek, materiyaning harakat prinsiplarining birligidadir.

Kibernetikada modellashtirish asosiy bilish qurolidir. Bu esa kibernetikaning abstraktligi, kibernetik sistemalarining umumiyligi va turli sistemalarni boshqarishi bilan shartlanadi. Aslida 4.3—4.7- rasmlarda keltirilgan sxemalar turli boshqarish sistemalarning eng sodd modellari. Bu paragrafda modellashtirish masalalari o'quvchilarning qiziqishi tibbiy va biologik yo'nalishda ekanligini hamda bu metodning universalligini hisobga olib kibernetika doirasidan kengroq doirada ko'rib chiqilgan. Quyida modellarining asosiy turlari: geometrik, biologik, fizik (fizik-kimyoviy) va matematik modellar ustida to'xtalib o'tamiz.

Geometrik modellar — ularning eng sodd turidir. Bu aslidan tashqi ko'rinishning nusxasidir. Anatomiya, biologiya va fiziologiyani o'qitishda foydalaniladigan mulyajlar geometrik modellardir. Turmushda geometrik modellar bilish maqsadlarida yoki dekorativ — ko'ngil ochish maqsadlarida (avtomashina, temir yo'l, bino, qo'g'irchoq va boshqalarning modellari) foydalaniladi.

Biologik (fiziologik) modellarni yaratishdan maqsad laboratoriya sharoitida sinalayotgan hayvonlarda ma'lum bir kasallik holatini aks ettirishdir. Tajribada kasallikning kelib chiqish mexanizmlari, uning o'tishi, organizm holatini o'zgartirish uchun zarur bo'lgan ta'sirlar o'rganiladi. Bunday modellarga sun'iy hosil qilingan infeksiya jarayonlar, organlarni gipertroflash, genetik buzilishlar, zararli o'simtalarni, sun'iy nevroz holatini yaratish va har xil emotsional holatlar kiradi.

lay modellarni yaratish uchun tajriba o'tkaziluvchi organizmga har xil nadi: mikroblar bilan zaharlash, gormonlar kiritish, ovqat tarkibini sh, periferik nerv sistemalariga ta'sir qilish, sharoitni o'zgartirish hamda haroitini o'zgartirishlar va boshqalar bilan ta'sir qilinadi.

gik modellar biologiya, fiziologiya, farmakologiya va genetika uchun imdir.

va fizik-kimyoviy moddalarning yaratilishi fizik va kimyoviy usullar la biologik tuzilmalarni, funksiyalarni yoki jarayonlarni yaratishga in. Fizik-kimyoviy modellar biologik modellarga qaraganda ko'proq tirilgan bo'lib, modellashtirilayotgan biologik modellarga juda kam i.

chi fizik-kimyoviy modellardan biriga misol tariqasida tirik to'qimaning delini keltirish mumkin (1867), unda o'sish jarayoni $CuSO_4$ kristallarini ma $Cu[Fe(CN)_6]$ o'stirish bilan aks ettirilgan edi. Bu sodda model ig tashqi, asosan sifat jihatdangina asliga o'xshashligiga asoslangan. / o'xshashliklarga asoslangan modellar ancha murakkab bo'lib, ular iologiyadan kuzatishlar natijalarida foydalangan holda elektrotexnika nika prinsiplari asosida qurilgan.

tilgan modellar hayvonlarning ba'zi bir xulqi aktlarini aks ettira oladigan boshqaruvchi mexanik mashinalarni yaratishda qo'llaniladi (shartli ni, xotirani yaratish, tormozlash va boshqalar). Bu mashinalarning ini yaxshilash maqsadida ularning tashqi ko'rinishini hayvonlarga — a, toshbqaga, olmaxonlarga o'xshatib yasaladi.

iy nuqtai nazardan to'qimalarning, organlarning yoki to'liq organizmning haroitining fizik-kimyoviy modellarini yaratish muhimdir. Hosil qilingan imalar alohida organlarning va to'qimalarning organizmdan ajralgan hash sharoitini aks ettiradi.

y biologik membranalar ularning ionlarga nisbatan o'tuvchanligining yoviy tabiatini va unga ta'sir qiluvchi tashqi faktorlarni o'rganishga ratadi.

ologik obyektlarning matematik modellari realga o'xshash allashtirilgan jarayonlarning va sistemalarning analitik ifodasidir.

atda ideal jarayonlar va sistemalar bo'lmaydi, ammo olingan natijalar eagarada real jarayonlarda va sistemalarda qo'llanilishi mumkin. Chunki l sistema va jarayonlar bilan umumiy xossalarga egadir. Bunday yalar usuli fizikada ham qo'llaniladi.

matik modellar eksperimental ma'lumotlar asosida (moddiy yoki i modellashtirish) yoki mushohada qilish yo'li bilan gipotezadan yoki biror ig ma'lum qonuniyatidan foydalangan holda yasaladi. Bunda ikkinchi, odellashtirish tajriba asosida tekshirib ko'rishni talab qiladi.

„Qora quti“ nom bilan boʻladigan sistema sifatida tushuntiriladi (4.8- rasm). „Qora quti“ usuli tashqi muhitning holati qiziqish uygʻotganda murakkab kibernetik sistemalarni tushuntirish uchun qoʻllaniladi. Masalan, bosh miya faoliyatining murakkabligini va uning



4.8- rasm.

faoliyatiga toʻgʻri asbobiy tatbiq qilishdagi tavakkalchilik hisobga olinib, bosh miya faoliyatini „qora quti“ sifatida tadqiq qilish maqsadga muvofiqdir. Buni amalga oshirish uchun odamning aqliy imkoniyatlarini, uning tovushga, nurga va h.k. taʼsiriga reaksiyasini tadqiq qilish kerak.

Strukturali modellar obyektning iyerarxik darajasini aks ettiruvchi strukturani hisobga olib quriladi.

Bunda ayrim sistema elementlarining xususiy funksiyalari strukturaga tegishli boʻladi. Bunday modellar biologik sistemalarning xususiyatlarini yaxshi ifodalaydi, lekin hisoblash uchun juda murakkab boʻladi.

Modellar aniq bir sxema yordamida tuziladi. Oldin modellashtirishdan maqsad aytiladi, soʻngra sistemani sifat jihatdan ifodalovchi gipoteza aytiladi, modelning turi va matematik oʻsishi axborotning maqsadi va xiliga bogʻliq holda tanlanadi. Oxirgi bosqich modelni yaratish va uni yaxshilash maqsadida obyekt-sistema bilim taqqoslashdan iborat.

4.6-§. BIOLOGIK VA TIBBIY KIBERNETIKA HAQIDA TUSHUNCHA

Bu paragrafning asosiy maqsadi biologik va tibbiy kibernetika bilan qisqacha tanishtirib oʻtishdir. Bu masalalar boshqa oʻquv fanlarida yanada muvafqiyatli bayon qilingan: biologik kibernetika normal fiziologiya kursida, tibbiyot kibernetikasi — klinik fanlarda va sotsial gigiyena hamda sogʻliqni saqlashni tashkil qilish kursida toʻliq keltirilgan.

Biologik kibernetika ilmiy yoʻnalish boʻlib, unda kibernetik gʻoyalar, usullar va texnik asboblardan biologiya va fiziologiya masalalarini yechish maqsadida qoʻllaniladi. Biologik kibernetikani nazariy va amaliy qismlardan iborat deb qarashi mumkin.

Nazariy biologik kibernetikaning asosiy vazifasi axborotni boshqarishning, saqlashning, qayta ishlashning va uzatishning asosiy masalalarini oʻrganishdan iborat. Amaliy biologik kibernetikaning muhim usullaridan biri strukturalarni va biologik sistemalarning holatini modellashtirish usulidir.

Bu usulni rivojlantirishga biologik kibernetika alohida organlarni, ularning ichki bogʻlanishlarini va tashqi taʼsirni aks ettiruvchi yasama sistemalarni konstruksiyalash masalalarini ham qoʻshadi. Bu yoʻnalishda biologik kibernetika tibbiy kibernetika bilan qoʻshilib ketadi.

Tibbiy kibernetika ilmiy yo'nalish bo'lib, kibernetika g'oyalarini, usullarini va texnik vositalarini tibbiyotda va sog'liqni saqlashda foydalanish bilan bog'laydi. Tibbiy kibernetikani shartli ravishda quyidagi guruhlariga bo'lish mumkin:

1. *Kasalliklarni hisoblash diagnostikasi*. Bu qism asosan kasallikning diagnozini qo'yish uchun hisoblash imkoniyatlaridan foydalanish bilan bog'liqdir.

Istalgan diagnostik sistemaning strukturasi tibbiy xotira (berilgan guruh kasalliklari uchun tibbiy tajriba to'plami) dan va mavjud bo'lgan tibbiy tajriba asosida bemordan aniqlangan simptomlarni o'zaro taqqoslash uchun sharoit yaratuvchi mantiqiy qurilmalardan tashkil topgandir. Diagnostik hisoblash mashinalari ham bu strukturaga yaqin turadi.

Bemor holatini ifodalash uchun miqdoriy usullarni ishlab chiqarish birinchi qadamlar bo'lib, bunda klinik parametrlarni va belgilarni aniqlash uchun mufassal analiz qilinadi. Bunda asosan miqdoriy baholanishi mumkin bo'lgan belgilar ajratib olinadi.

Hisoblash diagnostikasi uchun bemorning miqdoriy ifodalangan fiziologik, biokimyoviy va boshqa xarakteristikalaridan tashqari klinik sindromlarning, diagnostik belgilarning chastotasi (Raprior ehtimolligi) hamda ularning diagnoz qo'yishda qo'shadigan hissasiga qarab farqlanishi va shu kabilar haqida ham ma'lumotlar zarurdir. Bu ma'lumotlarning hammasi mashina xotirasida saqlanadi.

Keyingi qadam algoritmi tanlashdir. Mashina bemor simptomlarini xotirasida yozilgan ma'lumotlar bilan taqqoslaydi.

Hisoblash diagnostikasining mantiqi diagnoz qo'yuvchi shifokorning mantiqiga mos keladi: simptomlar to'plami tibbiyotning oldingi tajribasi bilan taqqoslanadi. Mashina yangi (noma'lum) kasallikni aniqlay olmaydi. Shifokor biror yangi kasallikka duch kelib qolsa, uni o'rganib chiqib, uning belgilarini yozib chiqishi mumkin. Bunday kasallik haqida to'liq ma'lumotni maxsus tadqiqotlar olib borish bilan aniqlash mumkin. Bunday tadqiqotlarda EHM yordamchi rol o'ynashi mumkin.

2. *Davolash jarayoniga kibernetik yondoshish*. Kasallik aniqlangandan keyin shifokor davolash usulini belgilaydi va uni amalga oshiradi, bu ish odatda bir martagina ta'sir qilish bilan tugamaydi. Bu esa murakkab jarayon bo'lib, shifokor bemordan qayta-qayta axborotlar oladi va ularni qayta ishlab davolashni aniqlashtiradi, to'xtatadi yoki davom ettiradi.

Kibernetik sistemalar uchun boshqaruvchi sistemaning boshqarish obyektiga maqsadga muvofiq ta'sir qilish xarakterlidir. (4.4-§).

Shifokor bemorni boshqaradi, shifokor — bemor sistemasi kibernetik sistemadir. Shuning uchun davolash jarayoniga ham kibernetik nuqtai nazardan yondashish mumkin. Biroq shunday imkoniyatlarning mavjudligiga qaramasdan, tibbiyotning bu asosiy qismiga kibernetik g'oyalar, usullar va texnik asboblarning qo'llanishi past darajadadir.

Hozirgi vaqtda davolash jarayoniga kibernetik yondashish shifokorlarning o'zlarida ancha yengillashtiradi, og'ir holatdagi bemorlarni to'g'ri davolashga, davolash vaqtida qiyinchiliklar vujudga kelganda o'z vaqtida choralar ko'rishga, dori-darmonlar bilan davolash jarayonini ishlab chiqish va kontrol qilish, bioboshqariluvchi protezlarni yaratishga imkon beradi.

Hunday yondashishni qo'llashning imkoniyatlari haqida qisqacha to'xtalib o'tamiz. Odam organizmining holatini kontrol qilish inson faoliyatining ko'pgina holatlarida (sportda, ishlab chiqarishda, o'qishda, harbiy xizmatda) zarur bo'ladi, bunda alohida stress holatlar yoki masalan, sun'iy qon aylanish, nafas olish vositalari yordamida operatsiyalar olib borishda, narkoz holatida, reanimatsiyada va boshqalar holatlarida nihoyatda zarurdir.

Bu maqsadlarda operativ shifokor kontroli axborot sistemalari (OSHKAS) ishlatilmoqda; ular tibbiy-biologik axborotlarni qabul qiladilar, bemorning holatini avtomatik aniqlaydilar, organizm faoliyatidagi chetlashishlarni aniqlaydilar, kasallik *diagnozini aniqlaydilar*, hayot uchun zarur jarayonlarni boshqaruvchi qurilmalarni boshqaradilar.

Shifokorning operativ kontrol vazifasiga og'ir kasallarning holatini kuzatish sistemalari (monitor sistemalar) yordamida tekshirish, ekstremal holatlar (stress holat, muallaqlik vaziyati, giperbarik sharoit, kislorodi kamaytirilgan muhit)dagi bemorlarning holatini kuzatish kiradi.

Intensiv parvarish qilish prinsipini amalga oshirish bemor holatini avtomatik va uzluksiz kontrol qiluvchi va yuz berayotgan o'zgarishlarni ma'lum qilib turalayotgan kompleksni yaratish bilan bog'liqdir.

Bemorni operatsiya qilish vaqtida bemor haqida operativ va aniq ma'lumotlarni olish alohida katta ahamiyatga ega. Operatsiya davomida bemor holatini kuzatuvchi juda ko'p (1000 ga yaqin) turli parametrlardan foydalaniladi. Bunday ko'p parametrlarni juda qisqa vaqt ichida tahlil qilib chiqish va ularning o'zgarishini kuzatib borish shifokor uchun amaliy jihatdan bajarilishi mumkin bo'lgan ishdur. Hunday holarda EHM yordamga keladi, chunki EHMdan foydalanilganda, kasallik va xavfning ma'lumotlarini uning xotirasiga oldindan yozib qo'yish, dorilar haqidagi ma'lumotlarni va kritik holatlarda qo'llaniladigan tadbirlarni oldindan yozib qo'yish mumkin.

Operatsiya qilinadigan bemor haqidagi umumiy ma'lumotlar EHMga oldindan kiritiladi. Keyingi holatlari haqidagi ma'lumotlar bemor operatsiya xonasiga kiritilgandan keyin kiritiladi. Bemorning holatiga taalluqli bo'lgan ma'lumotlardan tushqari yana vaqt haqida, anesteziyaning turi, dozasi va dorilar haqida ma'lumotlar kiritilib, keyin uzluksiz ravishda tibbiy biologik parametrlar aniqlanib boriladi. Agar birorta qiymat kritik chegaradan chiqib boshlarsa, EHM tovush yoki yorug'lik signallari bilan xabar beradi, qayd qiluvchi qurilmagan chegaradan chiqishlarning sababini tushuntiruvchi va ularni yo'qotish yo'llarini xarakterlovchi ma'lumotlarni uzatadi.

Kibernetikaning tibbiyotda qo'llanilishining imkoniyatlaridan yana bir davolash jarayonini matematik modellashirish bo'lib, u optimal davolash ta'sirlarini hisoblab topishga xizmat qilishi mumkin. Masalan, davolashda katta naf beradigan, bemor organizmiga kiritiladigan dori-darmonlarni tanlash jarayonlarinng eng optimal variantini hisoblab topish mumkindir.

Ba'zi organlarni almashtiradigan murakkab protezlarni yaratishda kibernetik usullardan foydalanish mumkindir. Buni misol yordamida tushuntiramiz.

Mushaklarning biotokini tadqiq qilish shuni ko'rsatdiki, ularni mushaklarning o'zidan o'lchash mumkinligi asosida nerv sistemasi (boshqaruv sistema)ning mushaklar (bajaruvchi, boshqariluvchi organ)ga yuborayotgan axborotini aniqlash imkoniyatlarini beradi. Shu narsa ham aniqlandiki, mushaklarda biotoklar markaziy nerv sistemasining buyruqlari asosida hosil bo'lib, bu buyruqlar bajarilmasligi mumkin, masalan, agar uning oxirgi yoki biror qismi yetishmasa.

Mushaklar biotokining bunday xususiyatlari bo'g'imlarning aktiv protezlarini ishlab chiqish imkoniyatini berdi. Odatdagi protez, masalan, oyoq protezi funksiyalarning bir qismini, ya'ni tayanch funksiyasini vujudga keltiradi xolos, boshqarish va koordinatsiya qilish funksiyasi unda yo'qdir.

Hozirda bioelektrik boshqariluvchi bo'g'in protezlari ishlab chiqilgan. Bunday bo'g'inlarni boshqarish uchun tarkibiga biopotensiallarni qabul qiluvchi qurilma, signalni kuchaytiruvchi va protezning mexanik qismini boshqarishga yaroqli bo'lgan shaklga keltiruvchi kuchaytirgich va o'zgartirgich (elektrodvigatel, reduktor va hokazolar) hamda shu protezlar (qo'l kafti, barmoqlari, tovon va hokazolar)ni harakatlantiruvchi qurilmalar ishlab chiqilgan. Tashqi ta'sirlarni yasama organlar uchun qabul qiluchi o'zgartirgichlar (datchiklar) yordamida teskari bog'lanishlar amalga oshiriladi; elektr signalni o'zgartirgichda tirik organizmning nerv sistemasi qabul qiluvchi impulslar kabi signallarga aylantirilib, periferiyadan bemorning shikastlangan bo'g'inlari terisi orqali markazga uzatiladi.

3. Avtomatlashtirilgan boshqarish sistemalari va ularning sog'liqni saqlashni tashkil qilishda qo'llanish imkoniyatlari. Oldingi bo'limlarda asosan biologik sistemalarni boshqarish masalalariga ahamiyat berildi. „Boshqarish“ termini boshlang'ich ma'noda ko'proq „rahbarlik“ degan tushuncha bo'lib, xo'jalikni boshqarish, tashkilotni boshqarish, ya'ni aniq maqsadlarni bajaruvchi odamlar jamoasini boshqarish ma'nosini ifodalardi. Boshqarishning bunday tushunilishi, so'zsis, kibernetik tushuncha bo'lib, rahbarlikni optimal bajarishni kibernetik usullar, texnik qurilmalarni keng qo'llangan holda hal qilish mumkin.

Bunday optimizatsiya qilish xalq xo'jaligida avtomatlashtirilgan boshqarish sistemalari (ABS)ning yaratilishiga olib keladi.

ABS an'anaviy boshqarish formalaridan shu bilan farq qiladiki, unda berilgan obyektarni maqsadga muvofiq boshqarishni ta'minlovchi axborotlarni yig'ish, saqlash va qayta ishlashda hisoblash texnikasidan, shuningdek, muayyan obyekt (sistema)ni eng samarali ravishda boshqarishni amalga oshirish uchun yangi organizatsion prinsiplardan keng miqyosda foydalaniladi.

ishlab chiqarish obyektlari miqyosiga mo'ljallanganiga qarab turlichadir: sex shifokorning xonasi, qabul qilish bo'limi, tashkilot, maktab, kasalxonalar, sanoat tarmoqlari, mamlakat xalq xo'jaligi va hokazolar uchun. Yuqoridagi darajasiga qarab ABS alohida sistemalarga bo'linadi. Masalan, shifoxonada xalq xo'jaligining istalgan sohasida sohaviy avtomatlashtirilgan boshqarish sistemasi (SABS) ni ajratish mumkin.

„Sog'liqni saqlash xalq xo'jaligining ma'lum bir sohasidir, shu sababli bu sohani boshqarish uchun „Sog'liqni saqlash“ SABS yaratilgan.

Hunday SABS ning tafsilotlarini to'liq yoritmagan holda (bu masalalar tibbiy mutaxassislarining alohida kurslarida yoritiladi) uning ba'zi bir tomonlarini ko'rib o'tamiz.

Yaratilgan SABS modellar asosida qurilgan bo'lib, faqatgina sohaning ichki tuzilishlarinigina hisobga olish bilan cheklanmasdan, sohalararo bog'lanishlarni, xalq xo'jaligining boshqa barcha sohalar bilan bog'lanishlarini hisobga olish kerak. „Sog'liqni saqlash“ SABS qo'llaniladigan modellar, profilaktika, davolash metodikasi bilan), tibbiyot fani, kadrlarni, moddiy ta'minlanishlarni boshqarish usullari ko'rinishida ifodalanishi kerak.

Yuqorida sanab o'tilgan SABS ning elementlari (bloklari) sistemaning elementlari bilan ham, boshqa sistemalar bilan ham bog'langan. Buni kasalliklar profilaktikasi misolida ko'rsatamiz. U aholini immunlash (emlash), tibbiy ko'rikdan o'tkazish, tibbiy ma'rifat va boshqalarni o'z ichiga oladi. Aholini tibbiy ko'rikdan o'tkazish malakali shifokorlarni tayyorlash, apparatlar bilan ta'minlanganlik va boshqalar (ichki aloqalar va bog'lanishlar), ishlab chiqarish tashkilotlarining holati va rivojlanish, aholining geografik zonalar bo'yicha joylashishi va boshqalar (tashqi aloqalar bilan bog'liqdir).

„Sog'liqni saqlash“ SABS ning birinchi navbatdagi vazifalari tibbiy faoliyatning asosiy yo'nalishlari bo'yicha statistik axborotni yig'ish va tahlil qilish jarayonlarini avtomatlashtirish hamda boshqarishning ba'zi jarayonlarini muvobillashtirish masalalaridan iboratdir.

II bo'lim

MEXANIKA AKUSTIKA

Fizikaning moddy jismlarning mexanik harakatini o'rganuvchi bo'limi mexanika deyiladi. Jism yoki uning ayrim qismlarining fazodagi vaziyati vaqt o'tishi bilan o'zgarib borishiga mexanik harakat deyiladi.

Asosida Nyuton qonunlari yotgan mexanika klassik mexanika deyiladi. Bu mexanikada tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligidan ko'p marotaba kichik bo'lgan makroskopik jismlarning harakatlari ko'rib o'tiladi.

Shifokorlar va biologlar uchun bu bo'limdagi masalalar quyidagi sabablarga ko'ra mustaqil qiziqish uyg'otishi mumkin:

— sport va kosmik tibbiyot maqsadlari uchun butun organizm harakati mexanikasini, anatomiya va fiziologiya maqsadlari uchun odamning tayanch-harakatlanish apparatlari mexanikasini tushunish;

— biologik to'qimalar va suyuqliklarning mexanik xossalarini bilish;

— shunga o'xshash quloq va vestibular apparat ishini fizik qurilmalar yurak ishini nasos kabi va hokazo ishlari kabi tushunish;

— ultratovush ta'siri biofizik mexanizmini oydinlashtirish;

— tibbiy-biologik tadqiqotlari amaliyotida, masalan, sentrifugalashda qo'llaniladigan ayrim laboratoriya ishlari metodikasining fizik asoslarini tushunish.

Beshinchi bob

AYLANMA HARAKAT MEXANIKASI

Murakkab harakatlarni, masalan, odam tanasi harakatini (yurish, yugurish, sakrash va hokazo) kuzatganda, uning hamma nuqtalari harakatini tavsiflash juda qiyin yoki mumkin emasdek tuyuladi. Biroq bunday harakatlarni tahli qilish natijasida ular ancha oddu-ilgarilanma va aylanma harakatlardan iborat ekanini ko'rish mumkin.

Ilgarilanma harakat mexanikasi o'quvchiga ma'lum bo'lgani sababli ushbu bo'lim aylanma harakat mexanikasini ko'rib chiqishdan boshlanadi. Aylanma harakatning eng oddiy ko'rinishlaridan biri qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati hisoblanadi. Bu hol aylanma harakatning o'ziga xos xususiyatlari, terminologiyasi qonuniyatlari bilan tanishishga imkoniyat yaratadi.

5.1-§. ABSOLUT QATTIQ JISMNING QO'ZG'ALMAS O'Q ATROFIDAGI AYLANMA HARAKATI KINEMATIKASI

Ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmay qoladigan jismga *absolut qattiq jism* deyiladi.

Absolut qattiq jismning shakli va o'lchamlari uning harakati davomida o'zgarmay qoladi. „Absolut qattiq jism“ tushunchasi fizik abstrakt tushunchadir, haqiqatda tabiatda bunday jismlar yo'q, chunki har qanday jism deformatsiyalanish qobiliyatiga ega.

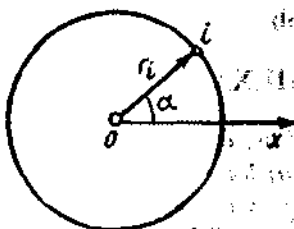
Absolut qattiq jism aylanma harakatining eng oddiy hollaridan biri — *qo'zg'almas o'qqa nisbatan aylanishdir*. Bu shunday harakatki, unda jism nuqtalari, markazlari aylanish o'qi deb atalgan to'g'ri chiziqda yotuvchi aylanalar bo'ylab harakatlanadi.

Ma'lumki, ba'zi hollarda jism harakatini xarakterlash uchun uning hamma nuqtalari harakatini ko'rsatish shart emas; masalan, ilgarilanma harakatda jismning ixtiyoriy bir nuqtasining harakatini ko'rsatish yetarlidir. O'q atrofidagi aylanma harakatda jism nuqtalari turlicha trayektoriya bo'ylab harakat qilsa-da, jismning hamma nuqtalari va o'zi ham teng vaqt oraliqlarida bir xil burchakka buriladi. Aylanma harakatni xarakterlash uchun o'qqa perpendikular bo'lgan tekislikning Γ nuqtasiga radius-vektor r_i ni o'tkazamiz (5.1- rasm). Biror ajratilgan OX yo'nalishga nisbatan radius-vektorning α burilish burchagining vaqtga bog'liqligi, qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati tenglamasi bo'ladi:

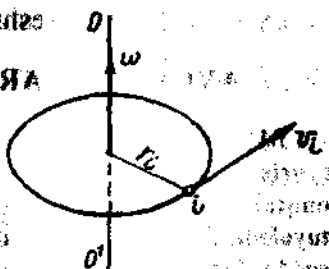
$$\alpha = f(t) \quad (5.1)$$

Jismning aylanish tezligi burchak tezlik bilan ifodalanib, radius vektorning burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng:

$$\omega = d\alpha/dt \quad 5.4 \text{ rasm:} \quad (5.2)$$



5.1- rasm.



5.2- rasm.

Burchak tezlik aylanish o'qi bo'ylab yo'nalgan vektor bo'lib, u aylanish yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi orqali bog'langan (5.2- rasm). Burchak tezlik vektori kuch va tezlik vektorlaridan farqli ravishda sirpanuvchi vektordir: uning ma'lum bir qo'yilish nuqtasi yo'q, shu sababli u aylanish o'qining ixtiyoriy nuqtasida joylashishi mumkin. Shunday qilib, ω vektorining berilishi aylanish o'qining vaziyatini, aylanish yo'nalishini va burchak tezlik modulini ko'rsatadi. Burchak tezlikning o'zgarish tezligi burchak tezlanish bilan ifodalanadi. U burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng:

$$\varepsilon = d\omega / dt \quad (5.3)$$

yoki vektor ko'rinishida

$$\vec{\varepsilon} = d\vec{\omega} / dt \quad (5.4)$$

Burchak tezlanish vektorining yo'nalishi juda kichik, elementar burchak tezlanish vektori d ning yo'nalishi bilan mos kelishi (5.4) dan ko'rinib turibdi: aylanish tezlanuvchan bo'lganda burchak tezlanish burchak tezlik yo'nalishi bilan bir xilda, aylanish sekinlanuvchan bo'lganda unga qarama-qarshi yo'nalishda bo'ladi.

Absolut qattiq jism hamma nuq-talarining burchak siljishlari bir xil bo'lgani sababli, (5.2) va (5.3) ga asosan bir vaqtning o'zida jismning hamma nuqtalari bir xil burchak tezlikka va bir xil burchak tezlanishga ega bo'ladi. Chiziqli xarakteristikalar ko'chish, tezlik, tezlanishlar-turli nuqtalar uchun turlichadir. r radiusli aylanma bo'ylab harakatlanuvchi nuqta uchun chiziqli va burchak xarakteristikalar orasidagi mustaqil ravishda chiqarilishi mumkin bo'lgan bog'lanishni skalar ko'rinishda ko'rsatamiz:

bu yerda $\Delta\alpha$ burilish burchagi; ΔS_i — moddiy nuqta bosib o'tgan yo'l; v_i — nuqtaning tezligi (chiziqli tezlik). α_i nuqtaning tezlanishi, α_{ni} tezlanishning normal va α_{ti} tezlanishning tangensial (trayektoriyaga urinma) tashkil etuvchilari (5.3- rasm). Pirovardida tegishli ifodalarni integrallash yo'li bilan topilgan qo'zg'almas o'q atrofidagi qattiq jism aylanma harakati kinematikasi formulalarini keltiramiz:

$$\Delta S_i = r_i \Delta \alpha; v = r_i \omega$$

$$a_{ni} = v_i^2 / r_i = r_i \omega^2; a_{ti} = r_i \epsilon$$

$$a_i = r_i \sqrt{\omega^4 + \epsilon^2}$$

aylanma bo'ylab tekis harakat tenglamasi [(5.2) ga q] (α_0 burchakning $\alpha = \omega t + \alpha_0$ (ω - boshlang'ich qiymati); tekis o'zgaruvchan aylanma harakatda burchak tezlikning vaqtga bog'liqligi (5.3 ga q) $\omega = \epsilon t + \omega_0$ (ω_0 boshlang'ich burchak tezlik); (5.6) tekis o'zgaruvchan aylanma harakat tenglamasi [(5.1) va (5.6) ga q]

$$\alpha = \epsilon t^2 / 2 + \omega_0 t + \alpha_0 \quad (5.7)$$

Bu formulalarni ilgarilanma harakatdagi shuncha o'xshash bog'lanishlar bilan taqqoslash foydalidir.

5.2-§. ASOSIY TUSHUNCHALAR. AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI TENGLAMASI

Kuch momenti. Qattiq jismning biror i nuqtasiga aylanish o'qiga perpendikular bo'lgan tekislikda yotuvchi F_i kuch qo'yilgan bo'lsin (5.4- rasm). Aylanish o'qiga nisbatan bu kuchning momenti M_i deb, radius-vektori bilan kuchning vektor ko'paytmasiga aytiladi:

$$M_i = r_i \times F_i \quad (5.8)$$

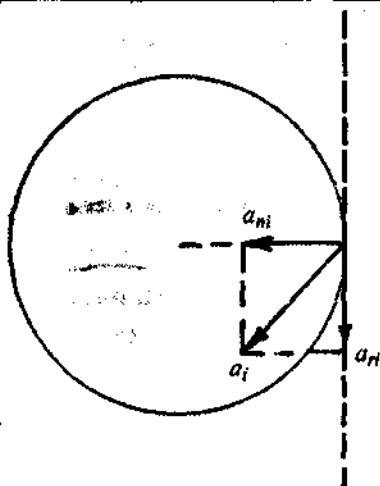
Buni yoyiq holda

$$M_i = F_i r_i \sin \beta \quad (5.9)$$

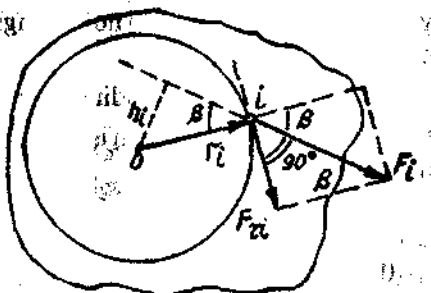
deb yozish mumkin, bu yerda β burchak r_i va F_i vektorlar orasidagi burchak. Kuch yelkasi $h_i = r_i \sin \beta$ (5.4- rasm) bo'lgani uchun kuch momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$M_i = F_i h_i \quad (5.10)$$

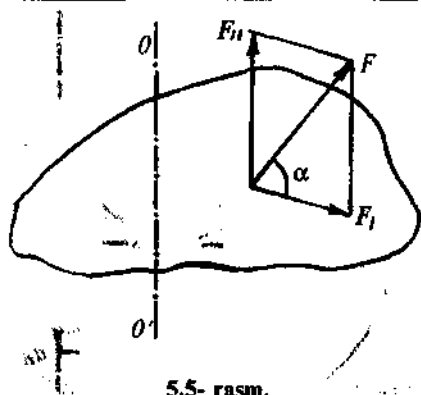
Agar kuch aylanish tekisligiga nisbatan biror α burchak hosil qilib ta'sir etayotgan bo'lsa (5.5- rasimga qarang), bu kuchni ikki tashkil etuvchiga ajratish mumkin. Ulardan biri aylanish o'qiga



5.3- rasm.



5.4- rasm.



perpendikular bo'lgan tekislikda yotsa, ikkinchisi aylanish o'qiga parallel bo'lib, jismning aylanishiga ta'sir ko'rsatmaydi (haqiqatda esa faqat aylanish o'qidagi podshipniklarga ta'sir ko'rsatadi). Kelgusida faqat aylanish o'qiga perpendikular bo'lgan tekislikda yotuvchi kuchlar ko'rib o'tiladi.

Aylanma harakatda bajariluvchi ish. Biror F_1 kuch ta'sirida (5.4- rasmga qarang) jism juda kichik $d\alpha$ burchakka burilgan bo'lsin. Bu kuch bajargan ishni

topamiz. O'rta maktab fizika kursidan ma'lum bo'lgan kuchning bajargan ishi ifodasini hozirgi holat uchun tatbiq qilib, quyidagicha yozish mumkin.

$$dA_i = F_i \cos(90^\circ - \beta) ds_i \quad (5.11)$$

bu yerda dA kattalik kuch bajargan elementar ish, ya'ni nuqtaning juda kichik elementar burchakka burilishiga mos ish; ds_i — moddiy nuqtaning shu burilishida o'tgan elementar yo'li (yoyning juda kichik qismi). $F_i \cos(90^\circ - \beta) = F_i \sin \beta$ va $ds_i = r_i d\alpha$ ni hamda (5.9) munosabarni hisobga olgan holda (5.11) quyidagicha ega bo'lamiz:

$$dA_i = F_i \sin \beta r_i d\alpha = M_i d\alpha \quad (5.12)$$

Shunday qilib, aylanma harakatda kuch bajargan elementar ish kuch momenti bilan jismning elementar burilish burchagi ko'paytmasiga teng.

Agar jismga bir necha kuch ta'sir etsa, qo'yilgan barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bajargan elementar ish (5.12) ga o'xshash aniqlanadi:

$$dA = M d\alpha \quad (5.13)$$

bu yerda M — jismga ta'sir etuvchi hamma tashqi kuch momentlarining yig'indisi.

Qattiq jism nuqtalari orasidagi o'zaro ta'sir qiluvchi barcha ichki kuchlar yig'indisining bajargan ishi nolga tengligini mustaqil isbotlashni o'quvchining o'ziga tavsiya etamiz.

Agar jism burilganda radius vektorning vaziyati α_1 dan α_2 gacha o'zgarsa, tashqi kuchlarning bajargan ishini (5.13) ifodani integrallash yo'li bilan topish mumkin:

$$A = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} M d\alpha \quad (5.14)$$

Inersiya momenti. Ilgarilanma harakatda jismlar inertligining o'lchovi uning massasidir. Aylanma harakatda jismlarning inertligi faqat massasigagina bog'liq

bu'lib qolmasdan, balki uning fazoda aylanish o'qiga nisbatan taqsimlanishiga ham bog'liq bo'ladi. Aylanma harakatda jism inertligining o'lchovi jismning aylanish o'qiga nisbatan olgan inersiya momenti bilan xarakterlanadi. Avval quyidagi ta'rifni aytib o'tamiz: moddiy nuqtaning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deb, nuqta massasi bilan aylanish o'qidan nuqtagacha bo'lgan masofa kvadratining ko'paytmasiga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$J_i = m_i r_i^2 \quad (5.15)$$

Jismning o'qqa nisbatan inersiya momenti deb, jismni tashkil etgan barcha moddiy nuqtalar inersiya momentlarining yig'indisiga aytiladi:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (5.16)$$

Butun jismning inersiya momenti odatda integrallab aniqlanadi:

$$J = \int r^2 dm \quad (5.17)$$

Misol tariqasida uzunligi l va massasi m bo'lgan bir jinsli ingichka sterjening markazidan o'tuvchi va unga perpendikular bo'lgan o'qqa nisbatan inersiya momenti formulasini keltirib chiqaramiz (5.6- rasm). Sterjenda $00'$ o'qdan x masofada yotgan dx uzunlikdagi va dm massali juda kichik qismini ajratib olamiz. Bu kesma juda kichikligi sababli, uni moddiy nuqta deb qabul qilish mumkin, uning inersiya momenti [(5.15)ga q] quyidagiga teng:

$$dI = x^2 dm \quad (5.18)$$

Elementar kesmaning massasi chiziqli zichlik m/l bilan elementlar kesma uzunligining ko'paytmasiga teng: $dm = (m/l)dx$. Bu ifodani (5.18) ga qo'yib,

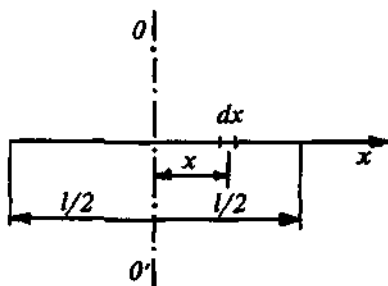
$$dI = (m/l)x^2 dx \quad (5.19)$$

ni hosil qilamiz. Butun sterjening inersiya momentini topish uchun (5.19) ifodani butun sterjen bo'yicha, ya'ni $-l/2$ dan $+l/2$ gacha bo'lgan oraliqlarga integrallaymiz:

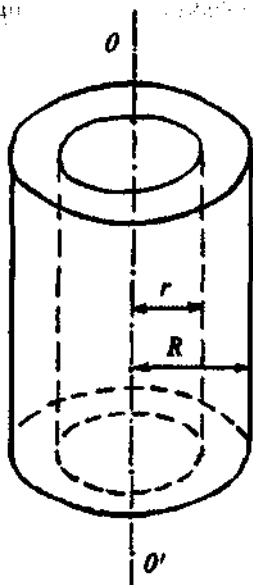
$$J = \frac{m}{l} \int_{-l/2}^{+l/2} x^2 dx = \frac{m}{l} \cdot \frac{x^3 + l/2}{3} \Big|_{-l/2}^{+l/2} = \frac{m}{l} \left(\frac{l^3}{8} - \frac{l^3}{8} \right) = \frac{ml^3}{12} \quad (5.20)$$

Massalari m bo'lgan turli simmetrik jismlar uchun Inersiya momentlari ifodasini keltiramiz: silindrning geometrik o'qi bilan ustma-ust tushuvchi o'qqa

jismning butun massasi bo'yicha



5.6- rasm.



5.7- rasm.

nisbatan ichki radiusi r va tashqi radiusi R bo'lgan bir jinsli kovak silindr (gardish)ning inersiya momenti (5.7- rasm):

$$I = m(r^2 + R^2)/2 \quad (5.21)$$

yupqa devorli silindr ($R = r$) yoki halqa uchun [(5.21)ga q].

$$I = mR^2 \quad (5.22)$$

bir jinsli yaxlit silindr ($r = 0$) yoki disk uchun [(5.21)ga q].

$$I = mR^2/2 \quad (5.23)$$

markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan bir jinsli shar uchun

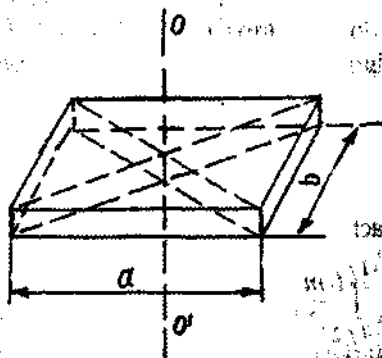
$$I = 2/5mR^2 \quad (5.24)$$

to'g'ri burchakli parallelepipedning asos tekisligiga perpendikular holda markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan (5.8- rasm),

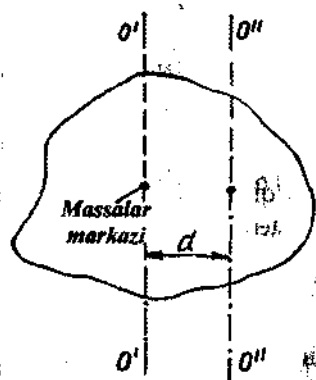
$$I = m(a^2 - b^2)/12 \quad (5.25)$$

Yuqorida keltirilgan misollarning hammasida aylanish o'qi jismning massalari markazidan o'tadi. Aylanish o'qi massalar markazidan o'tmaydigan hollarda jism inersiya momentini aniqlashga doir masalalarni yechishda Gyuygens teoremasidan foydalanish mumkin. Bu teoreмага asosan biror $O'O''$ o'qqa nisbatan jismning inersiya momenti:

$$I = I_0 + md^2 \quad (5.26)$$



5.8- rasm.



5.9- rasm.

bu yerda I_0 — jismning massalar markazidan o'tuvchi $O'O'$ o'qqa parallel bo'lgan aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti, m — jismning massasi; d — o'qqa parallel o'qlar orasidagi masofa (5.9-rasm). Inersiya momentining birligi *kilogramm kvadrat metrdir* ($\text{kg} \cdot \text{m}^2$).

Impuls momenti (harakat miqdori momenti).

Moddiy nuqtaning aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti deb, moddiy nuqta impulsi p_i bilan shu nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa r_i ning ko'paytmasiga son jihatidan teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$L_i = p_i r_i = m_i v_i r_i \quad (5.27)$$

Bu yerda $v_i = \omega r_i$ va $j_i = m_i r_i^2$ bo'lgani uchun:

$$L_i = m_i \omega r_i^2 = m_i r_i^2 \omega = J_i \omega \quad (5.28)$$

Jismning aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti shu jismni tashkil etgan burcha nuqtalar impuls momentlarining yig'indisiga teng:

$$L_i = \sum_{i=1}^N J_i \omega \quad (5.29)$$

Qattiq jism hamma nuqtalarining burchak tezliklari bir xil bo'lgani uchun. [(5.29)ga q].

$$L_i = \omega \sum_{i=1}^N J_i = J \omega \quad (5.30)$$

(J — jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti) yoki vektor ko'rinishida

$$L = J \omega \quad (5.31)$$

Shunday qilib, impuls momenti nuqtaning inersiya momenti bilan burchak tezligining ko'paytmasiga teng. Bundan impuls momentlari va burchak tezlik vektorlarining yo'nalishlari bir-biriga mos kelishi kelib chiqadi. Impuls momentining SI sistemasidagi o'lchov birligi *sekundiga kilogramm kvadrat metr* ($\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

(5.31) formulani ilgarilanma harakat impulsi formulasi bilan taqqoslab ko'rish foydalidir.

Aylanayotgan jismning kinetik energiyasi. Jismning aylanma harakati paytida uning kinetik energiyasi jismni tashkil etgan ayrim nuqtalar kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat. Qattiq jism uchun

$$E_k = \sum_{i=1}^N \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^N \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 = \frac{J \omega^2}{2} \quad (5.32)$$

(5.32) ifodani ilgarilanma harakat uchun chiqarilgan shunga o'xshash ifoda bilan solishtirish foydalidir.

(5.32)ni differensiallab, kinetik energiyaning aylanma harakatdagi elementar o'zgarishini topamiz:

$$dE_k = J\omega d\omega \quad (5.33)$$

Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.

Tashqi kuchlar ta'sir etayotgan qattiq jism juda ham kichik burchakka burilsin. Bunday burilishda tashqi kuchlar bajargan barcha elementar ishlarni [(5.19) ga q] kinetik energiyaning elementar o'zgarishlari bilan tenglashtiramiz. [(5.33) ga q] $Md\alpha = I\omega d\omega$, bundan ikkala tomonini $d\alpha$ ga bo'lib,

$M \frac{d\alpha}{d\alpha} = J\omega \frac{d\omega}{d\alpha}$ ni hosil qilamiz. (5.2) ni hisobga olib, bu tenglamani ω ga qisqartiramiz:

$$M = J \frac{d\omega}{d\alpha} \quad (5.34)$$

bu yerdan

$$\varepsilon = \frac{M}{J} \quad (5.35)$$

yoki vektor ko'rinishida

$$\varepsilon = M / I. \quad (5.36)$$

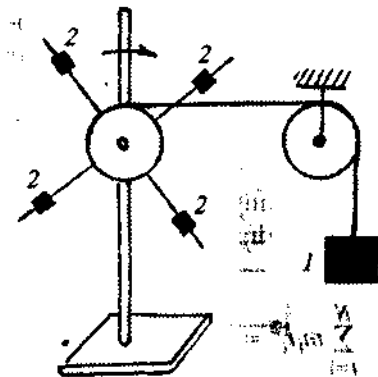
Bu tenglama aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasidir. (5.35) dan ko'rinib turidiki, aylanma harakatda inersiya momenti jismning intersial xossalari xarakterlaydi: tashqi kuchlar ta'sirida jismning inersiya momenti qancha kichik bo'lsa, burchak tezlanishi shuncha katta bo'ladi.

Ulgarilanna harakat uchun Nyutonning ikkinchi qonuni qanday ahamiyatga ega bo'lsa, aylanma harakatning asosiy tenglamasi ham xuddi shunday ahamiyatlidir. Bu tenglamaga kiruvchi fizik kattaliklar mos ravishda kuchga, massaga va tezlanishga o'xshashdir [(5.34)ga q.] dan

$$M = \frac{d(J\omega)}{d\alpha} = \frac{dL}{d\alpha} \quad (5.37)$$

kelib chiqadi.

Demak, impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila hamma tashqi kuchlar momentlarining teng ta'sir etuvchisiga teng ekan.



5.10- rasm.

Burchak tezlanishining kuch momentiga va inersiya momentiga bog'liqligini 5.10-rasmda tasvirlangan asbob yordamida namoyish qilish mumkin. Chizmadagidek, blok qopali o'tkazilgan ipga osilgan yuk 1 ta'sirida krestovina tezlanish bilan aylana harakatlanadi, 2 yukchalarni aylanish o'qidan turlicha masofalarga jildirib, krestovina burchak tezlanish momentini o'zgartirish mumkin. Yuklarni, ya'ni kuch momentlarini va inersiya momentini o'zgartirib kuch momentining oshirilishi yoki inersiya momentining kamaytirilishi burchak tezlanishining oshuviga olib kelishiga ishonch hosil qilish mumkin.

5.3-§. IMPULS MOMENTNING SAQLANISH QONUNI

Aylanma harakatning tashqi kuchlar momentlarining yig'indisi nolga teng bo'lgandagi xususiy holini ko'rib o'tamiz. (5.37)dan ko'rinib turibdiki, $M = 0$ bo'lsa $dL/dt = 0$ bo'ladi, bundan $L = \text{const}$,

$$J\omega = \text{const}. \quad (5.38)$$

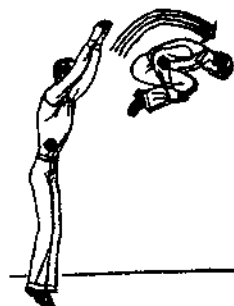
Bu qonun *impuls momentning saqlanish qonuni* nomi bilan ma'lumdur: jismga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlar momentlarining yig'indisi nolga teng bo'lsa, bu jismning impuls momenti o'zgarmay qoladi.

Isbotini tashlab o'tib, impuls momentning saqlanishi qonuni faqat absolut qattiq jismlar uchungina to'g'ri emasligini aytib o'tamiz. Bu qonunning yanada qiziqarli qo'llanishlari jismlar sistemasining umumiy o'q atrofidagi aylanishi bilan bog'liqdir. Bunda impuls momentning va burchak tezliklarining vektor xarakterda ekanini hisobga olish zarur. Masalan, umumiy o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan N ta jismdan iborat sistema uchun impuls momentning saqlanish qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$L = \sum_{i=1}^N J_i \omega_i \quad (5.39)$$

Impuls momentning saqlanish qonunini ifodalovchi ba'zi misollarni ko'rib chiqamiz.

Gimnast do'mbaloq oshib sakrayotganda (salto qilayotganda) (5.11-rasm) sakrashning boshlang'ich fazasida tizzalarini bukib, ularni ko'kragiga qisadi,



5.11- rasm.



5.12- rasm.

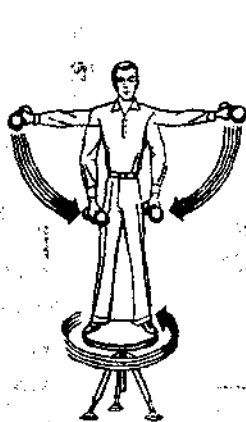
bunda inersiya momenti kamaytiriladi va gorizontal o'q atrofida aylanma harakat burchak tezligi oshiriladi. Sakrash oxirida gavda to'g'rilanadi, bunda inersiya momenti ortib, burchak tezlik esa kamayadi. Vertikal o'q atrofida aylanma harakat bajarayotgan figurist (5.12- rasm) aylanishning boshida qo'llarini gavasiga yaqinlashtiradi, bu bilan inersiya momentini kamaytirib, burchak tezligini oshiradi. Aylanish oxirida esa bu holatning teskarisi yuz beradi: qo'llarini ochganda inersiya momenti ortadi va burchak tezligi kamayadi, bu esa osongina to'xtashga imkon beradi.

Xuddi shunday hodisani Jukovskiy kursisida ham namoyish qilish mumkin. Bu kursi vertikal o'q atrofida juda kam ishqalanish bilan aylanuvchi yengilgina gorizontal platformadan iborat. Kursida turib qo'llar vaziyati o'zgartirilsa, inersiya momenti va burchak tezlik o'zgaradi (5.13- rasm), impuls momenti esa o'zgarmay qoladi. Agar odam qo'lga gantel ushlagan bo'lsa, namoyish qilish effekti yana oshadi. Jukovskiy kursisida impuls momenti saqlanish qonunining vektorli xarakterda ekanligini namoyish etish mumkin. Qo'zg'almas kursida turgan tajriba o'tkazuvchi yordamchisidan vertikal o'q atrofida aylanayotgan velosiped g'ildiragini oladi (5.14- rasm, chapda). Bu holda odam va platforma-g'ildirak sistemalari impuls momenti faqat g'ildirakning impuls momenti bilan aniqlanadi:

$$L = J_0 \cdot 0 + J_z \omega_z = J_z \omega_z \quad (5.40)$$

bu yerda I_0 – odamning va platformaning inersiya momenti; J_z va ω_z — g'ildirakning inersiya momenti va burchak tezligi. Vertikal o'qqa nisbatan tashqi kuchlar momentlari nolga teng bo'lgani uchun L o'zgarmay qoladi. ($L = \text{const}$).

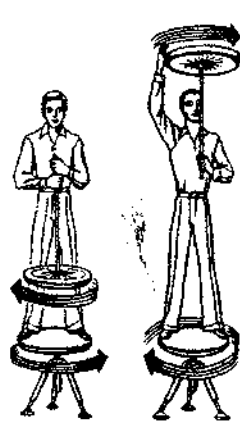
Agar tajriba o'tkazuvchi g'ildirakning aylanish o'qini 180° ga burs (5.14- rasm, o'ngda), g'ildirakning impuls momenti boshlang'ich yo'nalishga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi va $J_z \omega_z$ ga teng bo'ladi. G'ildirak impuls



5.13- rasm.



5.14- rasm.



5.15- rasm.

Momentining vektori o'zgarгани, sistema impuls momenti o'zgaragan uchun platformaning va platformaning impuls momenti albatta o'zgarishi kerak, u nolga teng bo'lmaydi. Bu holda sistemaning impuls momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$L = J_0\omega_0 + (-J_z\omega_z) = J_0\omega_{00} - J_z\omega_z \quad (5.41)$$

Impuls momentining saqlanish qonuni (5.40) va (5.41) ifodalarni bir-biriga tenglashga imkon beradi:

$$J_z\omega_z = J_0\omega_0 - J_z\omega_z$$

Yoki skalar ko'rinishda yozsak:

$$J_z\omega_z = J_0\omega_0 - J_z\omega_z \quad 2J_z\omega_z = J_0\omega_0$$

Demak:

$$J_0 = 2J_z\omega_z / \omega_0 \quad (5.42)$$

(5.42) formulaga asosan odam tanasining platforma bilan birgalikdagi inersiyani momentini taxminiy kattalikda hisoblash mumkin, buning uchun esa albatta ω_z, ω_0 burchak tezliklarni o'lchab, g'ildirakning inersiya momenti J_z ni yaratish zarur. G'ildirakning massasini bilgan holda va massa g'ildirak gardishi bo'ylab (5.22) formula bo'yicha taqsimlangan deb hisoblab, J_z ni aniqlash mumkin. Hisoblashdagi xatolikni kamaytirish maqsadida gardishga maxsus shina kiydirib velosiped g'ildiragi gardishining og'irligini oshirish mumkin. Odam esa aylanish o'qiga simmetrik joylashgan bo'lishi kerak.

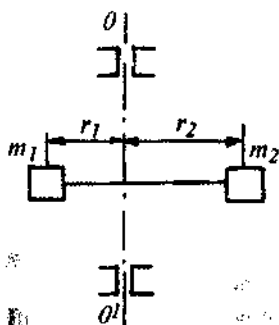
Yuqorida namoyish qilingan tajribaning eng oddiy ko'rinishlaridan biri Jukovski kursisida turgan odamning o'zi vertikal o'q atrofida ushlab turgan g'ildiragini harakatga keltirishidir. Bunda odam va platforma g'ildirakning aylanish yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga aylana boshlaydi (5.15- rasm).

5.4-§. ERKIN AYLANISH O'QLARI HAQIDA TUSHUNCHA

Ma'lum belgilangan o'q atrofida aylanayotgan jism bu o'q vaziyatini o'zgartirmasdan saqlab turuvchi podshipniklarga yoki boshqa qurilmalarga umumiy holda ta'sir ko'rsatadi. Burchak tezlikning va inersiya momentining katta qiymatlarida bu o'zaro ta'sirlar ancha katta bo'lishi mumkin. Lekin har qanday jismda aylanma harakat vaqtida yo'nalishini hech qanday maxsus qurilmalarsiz ham o'zgartirmaydigan o'qlarni tanlash mumkin. Bunday o'qlarni tanlab olish qanday shartni qanoatlantirishi lozimligini bilib olish uchun quyidagi misolni ko'rib o'tamiz.

Massalari m_1 va m_2 bo'lgan moddiy nuqtalardan va massasini hisobga olmasak ham bo'ladigan qattiq sterjendan iborat biror sistema podshipniklarga mahkamlangan o'q atrofida aylanayotgan bo'lsin (4.16- rasm, r_1 va r_2 aylanish o'qidan mos moddiy nuqtalargacha bo'lgan masofalar).

Aylanish o'qiga va shubhasiz, podshipniklarga moddiy nuqtalar tomonidan o'zaro qarama-qarshi yo'nalgan $F_1 = m_1\omega^2 r_1$ va $F_2 = m_2\omega^2 r_2$ kuchlar ta'sir



5.16- rasm.

qiladi, bu yerda aylanma harakatning burchak tezligi. Agar bu kuchlar bir-biri bilan muvozanatlashmasa, bunda podshipniklarning siyqalashuviga yoki hatto buzilishiga olib keluvchi doimiy tashqi kuch ta'sir etib turadi. Massalarning va masofalarning ma'lum nisbatlarida F_1 va F_2 kuchlar bir-biriga teng bo'lishi mumkin, ya'ni $m_1 r_1 \omega^2 = m_2 r_2 \omega^2$ yoki

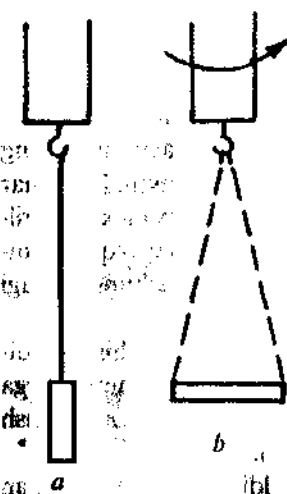
$$m_1 r_1 = m_2 r_2 \quad (5.43)$$

Agar aylanish o'qi massalar markazidan o'tsa, (5.43) ni massalar markazi koordinatalari bilan solishtirib, aylanish o'qiga ta'sir etayotgan kuchlar o'zaro bir-biri bilan muvozanatlashganini ko'rish mumkin. Shunday qilib, agar aylanish o'qi massalar markazidan sterjenga perpendikular holda o'tsa, unda bu o'qqa aylanma harakat qilayotgan jism tomonidan tashqi ta'sir bo'lmaydi.

Agar bu holda podshipniklar olib tashlansa, aylanish o'qi o'zining fazodagi boshlang'ich vaziyatini saqlagan holda ko'cha boshlaydi, jism esa bu o'q atrofidagi aylanma harakatini davom ettiraveradi.

O'zining fazodagi yo'nalishini hech bir maxsus moslamalarsiz saqlab qoladigan aylanish o'qlariga erkin aylanish o'qlari deyiladi. Yerning va pildiroqning aylanish o'qlarini, har qanday otib yuborilgan va erkin aylanayotgan jismlarning va hokazolarning aylanish o'qlari bunday o'qlarga misol bo'ladi.

Erkin shakldagi jismda doimo massalar markazidan o'tuvchi va erkin aylanish o'qi bo'la olishi mumkin bo'lgan kamida o'zaro perpendikular uchta o'q



5.17- rasm.

bor. Bu o'qlarni bosh inersiya o'qlari deb ataladi. Bosh inersiya o'qlarining uchalasi ham erkin bo'lsa-da, eng katta inersiya momentiga ega bo'lgan o'q atrofidagi aylanish birmuncha turg'unroq bo'ladi. Gap shundaki, tashqi kuchlarning, masalan, ishqalanishning ta'siri natijasida, shuningdek, aylanishni aniq bir belgilangan o'q atrofida yuzaga keltirish qiyin bo'lgani sababli qolgan erkin o'qlar atrofidagi aylanish turg'un bo'lmaydi.

Jism kichik inersiya momentiga ega bo'lgan erkin o'q atrofida aylanayotgan ba'zi hollarda uning o'zi bu o'qni katta inersiya momentiga ega bo'lgan o'qqa o'zgartiradi.

Bu hodisani quyidagi tajriba orqali namoyish qilish mumkin. O'z geometrik o'qi atrofida aylana oladigan silindrik tayoqcha ip bilan elektr dvigatel o'qiga osilgan (5.17- a rasm). Bu o'qqa nisbatan inersiya momenti:

$\frac{1}{2} mR^2 \omega^2$. Burchak tezligi yetarlicha katta qiymatga erishganda tayoqcha o'z aylanishini o'zgartiradi (5.17- b rasm). Yangi o'qqa nisbatan inersiya momenti $\frac{1}{2} ml^2$ ga teng. Agar $R^2 > 6R^2$ bo'lsa, unda $J_2 > J_1$ bo'lib, yangi o'q atrofidagi aylanish turg'un bo'ladi.

Uzunligi gugurt qutisining katta yog'iga perpendikular holda o'tuvchi o'qqa aylanishi turg'un aylanish, boshqa yoqlariga perpendikular o'qlarga aylanishi esa turg'unmas yoki turg'unligi kam aylanish ekanini o'quvchining mustaqil tajriba o'tkazib ishonch hosil qilishi mumkin (5.8- rasmga qarang).

Hayvonlarning va odamning erkin parvoz vaqtida va turli xil sakrashlarda aylanishi eng katta yoki eng kichik inersiya momentli erkin o'qlar atrofida yuz beradi. Ular markazining vaziyati gavdaning holatiga bog'liq bo'lgani uchun gavdaning holatlarida erkin o'qlar ham turlicha bo'ladi.

5.5-§. ERKINLIK DARAJALARI HAQIDA TUSHUNCHA

Erkin moddiy nuqtaning fazodagi vaziyati o'zaro bir-biriga bog'liq bo'lmagan uchta koordinata x , y va z orqali beriladi. Agar nuqta erkin bo'lmasdan, masalan, bir sirt ustida ko'chayotgan bo'lsa, uchta koordinatadan faqat bittasigina qolgan koordinatalar bilan bog'lanishga ega bo'lmaydi.

Moddiy nuqta berilgan:

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2$$

tenglamaga asosan R radiusli sferik sirt bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsin. Agar x va y bir-biriga bog'liq bo'lmagan mustaqil kattaliklar deb hisoblansa, u holda:

$$z = \pm \sqrt{R^2 - x^2 - y^2} \quad (5.44)$$

Misol uchun $x = 2$, $y = 3$, $R = 6$ deb olsak, unda* $z = \pm \sqrt{23}$ bo'ladi. Shunday qilib, bu misolda uchta koordinatadan ikkitasi erkin o'zgaruvchan koordinata bo'ladi.

Mexanik sistemaning vaziyatini ifodalovchi erkli o'zgaruvchilar erkinlik darajalari deb aytiladi.

Erkin moddiy nuqtaning erkinlik darajalari soni uchta bo'lib, ko'rilgan misolda esa erkinlik darajalari soni ikkita. Bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb hisoblash mumkin bo'lgani sababli, bunday erkin molekula ham uchta erkinlik darajasiga ega.

Erkinlik darajalariga oid ba'zi misollar.

Ikkita 1 va 2 moddiy nuqtalar bir-biri bilan qattiq bog'langan. Ikkala nuqtaning vaziyati oltita: $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ koordinatalar bilan berilgan bo'lib, ularga

* Agar (5.44) dagi erksiz koordinata uchun mavhum kattalik hosil qilinsa, bu taniangan erkli koordinatalari berilgan radius atrofida joylashgan biror nuqtaga mos kelmasligini anglatadi.

$$(x^2 - x^1)^2 + (y^2 - y^1)^2 + (z^2 - z^1)^2 = l^2$$

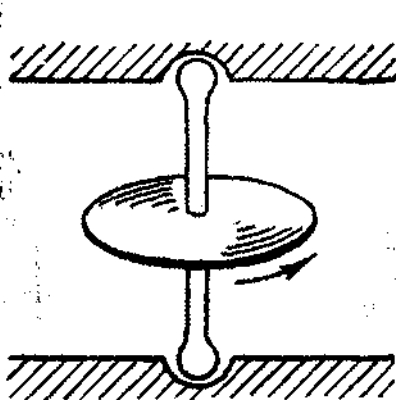
tenglama ko'rinishida matematik ifodalanuvchi bitta cheklanish va bitta bog'lanish qo'yilgan. Buning fizik ma'nosi shu ikki moddiy nuqta orasidagi masofa hamma vaqt 1 ga teng ekanini anglatadi. Bu holda erkinlik darajalari soni 5 ga teng. Ko'rib o'tgan misolimiz ikki atomli molekula modelidir.

Ucha moddiy nuqta 1, 2 va 3 bir-biri bilan qattiq bog'langan. Bunday sistemaning vaziyati to'qqizta koordinatalar bilan ifodalanadi: $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, x_3, y_3, z_3$. Biroq nuqtalar orasidagi uchta bog'lanish faqat oltita koordinatalarning mustaqilligini belgilaydi. Bu sistema oltita erkinlik darajasiga ega. Bir to'g'ri chiziqda etmagan uchta nuqtaning vaziyati bir qiymatli ravishda qattiq jismning vaziyatini belgilagani sababli qattiq jism ham oltita erkinlik darajasiga ega bo'ladi.

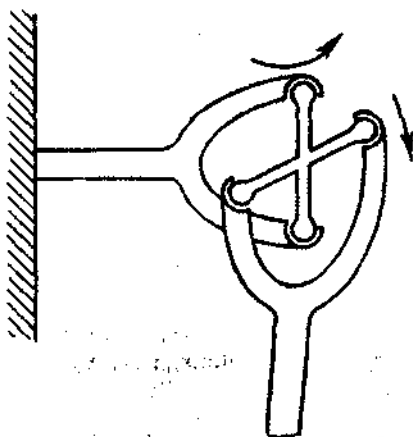
Uch atomli va ko'p atomli molekullar qattiq bog'lanishlardan iborat deb qaralsa, u holda bu molekullar ham xuddi shunday oltita erkinlik darajalariga ega bo'ladi.

Ko'p atomli real molekullarda atomlar tebranma harakatda bo'lgani sababli bunday molekullarning erkinlik darajalari soni oltitadan ko'proq bo'ladi.

Erkinlik darajalari soni faqat mexanik sistemaning vaziyatini ifodalovchi erkin o'zgaruvchilar sonini aniqlab qolmasdan, balki eng muhimi, sistemaning mustaqil ko'chishlari sonini ham aniqlaydi. Masalan, erkin moddiy nuqtaning uchta erkinlik darajasi nuqtaning har qanday ko'chishini uchta koordinata o'qi bo'ylab yo'nalgan mustaqil ko'chishlarga ajratish mumkinligini bildiradi. Nuqta o'lchamga ega bo'lmagani sababli uning aylanma harakati to'g'risida gapirish ma'noga ega emas. Shunday qilib, moddiy nuqtaning ilgarilanma harakati uchta erkinlik darajasiga ega. Moddiy nuqtaning yassi tekislikda, sferik sirtida yoki boshqacha tekisliklarda, ko'chishida ilgarilanma harakat ikkita erkinlik darajasiga ega. Moddiy nuqtaning egri chiziq bo'ylab (shartli misol— poyezdning rels bo'ylab harakati) ko'chishiga ilgarilanma harakatning bitta erkinlik darajasi mos keladi.



5.18- rasm.



5.19- rasm.

o'z g'almas o'q atrofida aylanayot-
 tiq jism aylanma harakatning bitta
 k darajasiga ega. Poyezd g'ildiragi
 erkinlik darajasiga ega: biri —
 nu harakatniki, ikkinchisi —
 nma (g'ildirak o'qining rels bo'ylab
 hi) harakatniki. Qattiq jismning



5.20- rasm.

erkinlik darajasi jismning har qanday ko'chishini tarkibiy qismlarga ajratish
 uligini bildiradi; massalar markazi koordinata o'qlari bo'ylab uchta ilgarilanma
 tga ajratiladi, aylanma harakat esa massalar markazidan o'tuvchi koordinata
 ta nisbatan uchta oddiy burilishlardan iborat bo'ladi.

Buta, ikkita va uchta erkinlik darajalariga mos bo'lgan shar nurli qo'shilmalar
 5.20- rasmlarda berilgan.

5.6-§. SENTRIFUGALASH

Suyuqlik ichida bo'lgan mayda zarrachalarni markazdan qochma inersiya
 kuchlari yordamida suyuqlikdan ajratib olish jarayoniga (separatsiya
 qilishga) sentrifugalash deyiladi.

Avvalo bir jinsli bo'lmagan sistemalarning og'irlik kuchi maydonida ajral-
 larni ko'raylik. Turli xil zichlikka ega bo'lgan zarrachalarning suvli suspenzi-
 asi bor deb faraz qilaylik. Vaqt o'tishi bilan og'irlik kuchi va siqib chiqaruvchi
 kuchi ta'sirida zarrachalarning qatlamlarga ajralishi yuz beradi: zichligi, suv-
 ning zichligidan katta bo'lgan zarrachalar cho'kadi, zichligi suvning zichligidan
 kichik bo'lgan zarrachalar esa suv sirtiga qalqib chiqadi. Masalan, zichligi bir-
 uncha katta bo'lgan ayrim zarrachaga ta'sir etuvchi kuchlarning teng ta'sir
 etuvchisi quyidagiga teng:

$$F_p = mg - F_a = \rho_1 Vg = (\rho_1 - \rho)Vg$$

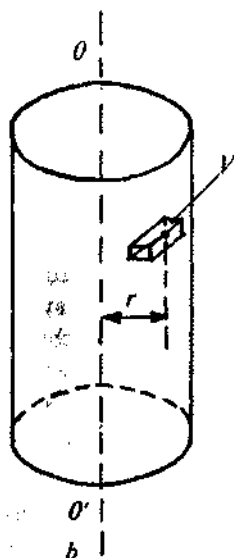
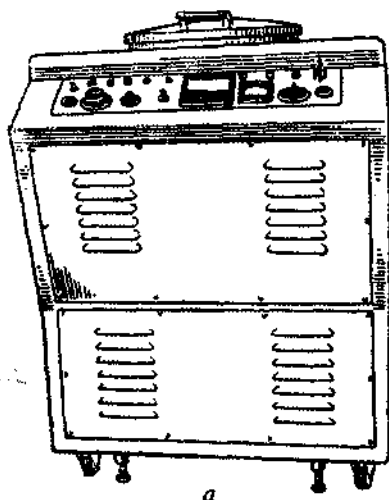
bunda ρ — zarrachaning zichligi; m — suvning massasi; V — zarrachaning
 hajmi.

Agar ρ_1 va ρ_2 ning qiymatlari bir-biridan juda kam farq qilsa, unda teng
 ta'sir etuvchi F_p kuch kichik bo'lib, qatlamlarga ajralish yoki zarrachalarning
 cho'kishi sekin boradi. Sentrifugada (separator) bunday ajratish ajratilishi lozim
 bo'lgan muhitni majburiy aylantirish yo'li bilan amalga oshiriladi.

Bu hodisani fizikasini ko'rib o'tamiz.

Sentrifuganing ishchi hajmi (5.21- rasm: a — tashqi ko'rinishi, b — ishchi
 hajmining sxemasi) qandaydir bir jinsli suyuqlik bilan batamom to'ldirilgan bo'lsin.

OO' aylanish o'qidan biror r masofadagi suyuqlikdan fikran uncha katta
 bo'lmagan V hajmini ajratib olamiz. Sentrifuganing aylana bo'ylab tekis
 harakatida ajratib olingan hajmga bir-birini muvozanatlab turgan og'irlik kuchi
 va siqib chiqaruvchi kuchdan tashqari markazga intilma kuch ham ta'sir yetadi.



5.21- rasm.

Bu kuch suyuqlik hajmi o'rab turgan tomondan bo'lib, u, tabiiyki, aylanish o'qi tomon yo'nalgan va quyidagiga teng:

$$F = m\omega^2 r = \rho V\omega^2 r, \quad (5.45)$$

bu yerda ρ suyuqlikning zichligi.

Endi ajratilgan V hajm — seperatsiya qilinadigan (ajratiladigan) zarrachaning hajmi bo'lib, moddaning zichligi esa ρ_I ($\rho_{II} \pm \rho$) bo'lsin. (5.45) dan ko'rinib turibdiki, suyuqlikni o'rab turgan hajm tomonidan zarrachaga ta'sir etuvchi kuch o'zgarmaydi.

Zarracha suyuqlik bilan birgalikda harakatlanishi uchun unga

$$F_1 = m_1\omega^2 r = \rho_1 V\omega^2 r \quad (5.46)$$

ga teng markazga intilma kuch ta'sir etishi kerak. Bu yerda m_1 — zarrachaning massasi, ρ_1 unga mos zichligi.

Agar $F > F_1$ bo'lsa, zarracha markazga, aylanish o'qi tomon yo'naladi. Agar $F < F_1$ bo'lsa, suyuqlik tomonidan zarrachaga ta'sir etayotgan kuch uni aylanma trayektoriya bo'ylab ushlab turishga yetarli bo'lmay qoladi va zarracha inersiya tufayli chetga tomon ko'cha boshlaydi. Separatsiya effekti suyuqlik tomonidan ajratib olingan zarrachaga ta'sir etuvchi F kuchning aylana bo'ylab harakat shartini bajaruvchi markazga intilma F_1 kuchga nisbatan ortiqligiga qarab aniqlanadi:

$$F_{s.f.} = F - F_1 = (\rho - \rho_1)V\omega^2 r \quad (5.47)$$

Ushbu differentsial separatsiya qilinadigan zarrachalar va suyuqlik zichliklarining farqi katta bo'lsa, sentrifugalash effekti shuncha katta bo'lib, yana aylanma burchak tezligiga ham ko'pdan bog'liq ekanini ko'rsatadi*.

Ushbu zarrachalarni sentrifugalash yo'li bilan ajratishni og'irlik kuchi ta'siridagi muvozanat bilan solishtirib ko'raylik:

$$\eta = \frac{F_{s.f.}}{F_p} = \frac{(\rho_1 - \rho)V\omega^2 r}{(\rho_1 - \rho)g} = \frac{\omega^2 r}{g} \quad (5.48)$$

Hozirgi zamon ultrasentrifugalarida burchak tezlikning qiymati

$2\pi \cdot 10^3$ rad/s ga yetadi, bundan [(5.48)ga q] $r = 0,4$ m bo'lgan holda

$$\frac{(2\pi \cdot 10^3) \cdot 0,1}{9,8} \approx 4 \cdot 10^5$$

hisob qilamiz.

Ultrasentrifugalarda suyuqlikda muallaq holatda bo'lgan yoki eritilgan 100 nm dan kichik o'lchamdagi zarrachalarni maydalay olish imkoniyatiga ega. Ular tibbiy-biologik kuzatishlarda biopolimerlar, viruslar va subto'qimali zarrachalarni parchalashda keng qo'llanilmoqda.

Biologik va biofizik kuzatishlarda asosan separatsiyalash tezligi katta ahamiyatga ega. Chunki vaqt o'tishi bilan o'rganilayotgan obyektlarning holati ancha o'zgaradi.

* (5.47) formulani keltirib chiqarishda og'irlik kuchi va siqib turuvchi Arximed kuchlari hisobga olinmaydi, chunki bu kuchlar aylanish o'qi bo'ylab, sentrafugalashda ta'sir ko'rsatmaydi.

Oltinchi bob

BIOMEXANIKANING BA'ZI MASALALARI

Tirik to'qima va a'zolarining (har qanday tirik mavjudotning) mexanik xossalarini va shuningdek, organizmda va uning ayrim a'zolarida yuz beruvchi mexanik hodisalarni o'rganuvchi biofizikaning bir bo'limiga biomexanika deyiladi. Qisqa qilib aytganda, biomexanika — tirik sistemalar mexanikasidir.

6.1-§. ODAMNING TAYANCH HARAKATLANISH APPARATIDAGI BO'G'IMLAR VA RICHAGLAR

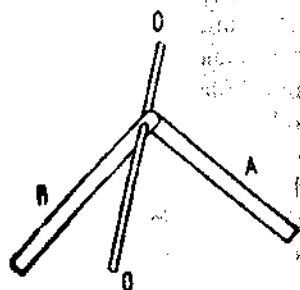
Mexanizmlarning harakatlanuvchi qismlari odatda uning harakatdagi qo'zg'aluvchan yoki qo'zg'almas qismlari bilan tutashtirilgan bo'ladi. Bir necha qo'zg'aluvchan bo'g'inlarning birlashmasi kinematik bog'lanishni hosil qiladi. Odam tanasi — kinematik bog'lanishga misoldir.

OO o'q bilan tutashtirilgan ikkita A va B bo'g'indan iborat sistemani ko'rib chiqamiz (6.1- rasm). Bu sistema bir o'qli ikki bo'g'inli bog'lanishdir. B bo'g'in qo'zg'almas bo'lganda, A bo'g'in esa qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jism sifatida bitta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Odam tanasidagi yelka-tirsak, tovon-usti va falanga birikmalari bir o'qli bog'lanishlarga misol bo'la oladi. Ular bitta erkinlik darajasiga ega bo'lgan faqat bukilish va to'g'rilanishga imkon beradi. Ikki bo'g'inli sistemani OO ga parallel bo'lgan $O'O'$ o'qli yana bitta bo'g'inga oshiramiz (6.2- rasm). C bo'g'in qo'zg'almas bo'lganda B bo'g'inning hamma nuqtalari va shu qatorda, aylanma harakat qila olish imkoniyatiga ega bo'lgan OO o'q ham bitta erkinlik darajasiga ega. A bo'g'in esa OO o'q atrofida aylanma harakat qilib, yana bitta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Shunday qilib, bir o'qli uch bo'g'inli sistemada* mahkamlangan qo'zg'almas C bo'g'in erkin ko'chish imkoniyatiga ega emas, ikkinchi B bo'g'in bitta, uchinchi A bo'g'in esa uchta erkinlik darajasiga ega.

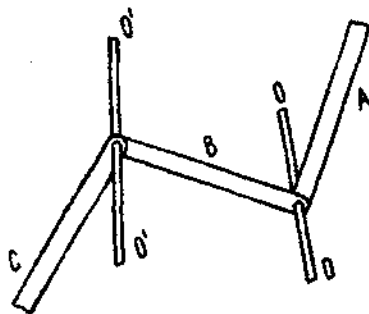
Barmoqlar falangasi, bir o'qli bog'lanishlar vakili kabi bo'g'inlar bilan tutashtirilgan. Tirnoq falangasi asosiy falangaga nisbatan ikkita, o'rtnachasiga nisbatan esa bitta erkinlik darajasiga ega.

Ikki o'qli bog'lanishlar bo'g'inlarning ikkita o'zaro perpendikular o'qda aylanishiga imkoniyat beradi (5.19- rasmga qarang). U aylanma harakatida ikki erkinlik darajasiga ega. Odam organizmida bunday ikki o'qli bog'lanish, ikkita bir-biriga yaqin joylashgan bo'g'inlar: atlant-ensa va epistrof-atlant bog'lanishlari yordamida amalga oshiriladi. Birinchi bo'g'in o'ng yelkadan chap yelkaga yo'nalgan gorizontal o'qqa ega. U odam bosh suyagini oldinga va orqaga aylantirishni

* Bir o'qli sistema tushunchasi bo'lishi mumkin bo'lgan bir nechta o'qlar sonini xarakterlamasdan, balki hamma o'qlarning bitta yo'nalishini ko'satadi.



6.1- rasm.



6.2- rasm.

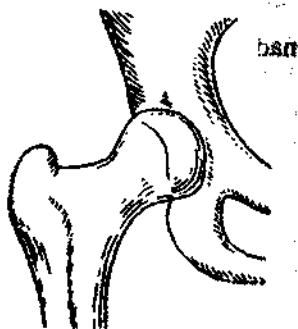
amalg oshiradi. Epistrof atlant yoniga joylashgan bo'yin umurtqasi — kichkina konik o'siq (shp)ga ega bo'lib, bu o'siq atlant halqasi bilan vertikal o'qli konik bir o'qli bo'g'inni hosil qiladi. Bu bo'g'in boshning vertikal o'q atrofida aylanishini ta'minlaydi.

Uch o'qli bog'lanish o'zaro perpendikular bo'lgan uchta o'q atrofida aylanishni amalga oshiradi. Bunday bog'lanishning misoli 5.20- rasmda berilgan (hertli sharnir). Bu bog'lanish aylanma harakatning uchta erkin darajasiga ega. Hertli sharnir odamning chanoq-son bo'g'imida amalga oshirmagan. Chanoq bo'g'lanish chuqurligi taxminan to'g'ri shar shakliga ega. Shu chuqurlikka kiruchi suyakning boshi ham unga mos shaklga ega (6.3- rasm).

Yangi bo'g'inlarni qo'shish kinematik harakatchanlikni oshiradi. Masalan, umurtqalararo bo'g'inlarning muayyan harakatchanligi tufayli (yetarlicha cheklangan bo'lsa-da) bosh miya suyagi oltita erkinlik darajasiga ega.

Skelet suyaklari va muskullar birlashmasidan iborat bo'lgan bo'g'inlar, odamning harakatlanish sistemasini fizika nuqtai nazaridan odamni muvozaatda saqlab turuvchi raqamlar to'plamidan iborat deb tasavvur qilish imkonini beradi.

Anatomiyada richaglarni ikki xil ko'rishida bir-biridan farqlashadi: birinchisi — kuch richaglari bo'lib, bularda kuchdan yutib, ko'chishdan yutqaziladi, ikkinchisi — tezlik richaglari bo'lib, bularda kuchdan yutqazib, ko'chish tezligidan yutiladi. Ta'sir qiluvchi kuchning tezligidan yutiladi. Ta'sir qiluvchi kuchning tezligiga yaxshi misol bo'la oladi. Ta'sir qiluvchi kuchni chaynov muskuli yuzaga keltiradi. Ovqatni eyish paytida yuzaga kelgan qarama-qarshi ta'sir etuvchi qarshilik kuchi tishlarga ta'sir ko'rsatadi. Ta'sir qiluvchi kuchning yelkasi qarama-qarshi ta'sir etuvchi kuchning yelkasidan bir-muncha qisqa bo'lgani sababli chaynov muskuli qisqa va kuchli bo'ladi. Qandaydir qattiq jismni tish



6.3- rasm.

yordamida chaqish lozim bo'lganda, odam buni jag' tishlari yordamida amir oshirishga harakat qiladi, chunki bunda qarshilik kuchining yelkasi kamayadi.

Agar odam skeleti bitta organizmda mahkamlangan alohida-alohida bo'g'in to'plamidan iborat deb qaralsa, gavdaning normal holatdagi turishida bo'g'inlarning hammasi juda turg'unmas holatda bo'lgan sistemani hosil qilgan ma'lum bo'ladi. Jumladan, tana tayanchi chanoq-son bog'lanishi shar shakl sirt ko'rinishida berilgan. Tananing massalari markazi tayanch nuqtasidan yuqoriroq joylashgani uchun shar shaklidagi tayanchda turg'unmas muvozanat hosil qiladi. Bunga tizza va boldir-tovon birlashmalari ham misol bo'la oladi. Shu sababli bu bo'g'inlarning hammasi turg'unmas muvozanat holatida bo'ladi.

Normal, tikka turgan odam tanasi massalari markazi chanoq-son, tizza oyoq boldir-tovon birlashmalari markazlari bilan bir vertikalda, dumg'ir tumshug'idan 2-2,5 sm pastda va chanoq-son o'qidan 4-5 sm yuqorida joylashgan bo'ladi. Shunday qilib, normal tikka turish, bir-biri bilan tutashib ketgan skelet bo'g'inlarining eng turg'unmas bir holatidir. Shunga qaramasdan butun sistemaning muvozanatda saqlanishiga sabab faqat ushlab turuvchi muskullar sistemasining doimiy taranglanib turishidir.

6.2-§. O DAMNING MEXANIK ISHL ERGOMETRIYA

Odamning kun bo'yi bajara oladigan mexanik ishi ko'pgina sabablarga bog'liq bo'lgani tufayli oldindan odam ishining biror chegaraviy qiymatini ko'rsatish qiyin. Bu aytilganlar odam quvvatini belgilashga ham taalluqdir. Masalan, ayrim qisqa muddatli zo'r berishlarda odam o'z quvvatini bir necha kilovattga yetkazishi mumkin. Agar massasi 70 kg bo'lgan sportchi turgan o'rnida uning massalar markazi o'zining normal turish holatiga nisbatan 1 m yuqoriga ko'tariladigan darajada sakrasa, itarilish fazasi 0,2 s davom etsa, sportchining quvvati 3,5 kVt ga yetadi.

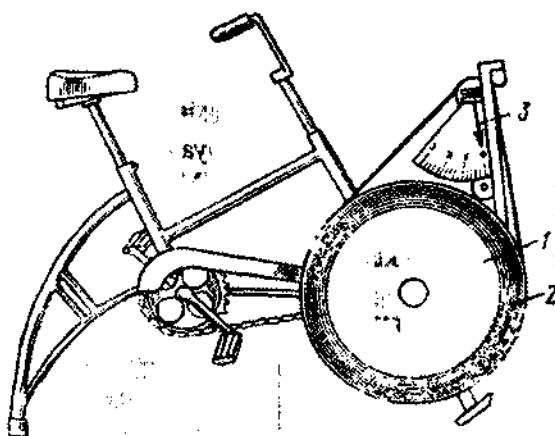
Odam yurganda ish bajaradi, bunda inersiya gavdani davriy ravishda qisman ko'tarish uchun va asosan oyoq harakatini tezlatish va sekinlatish uchun sarflanadi.

Odam gavdasi qismlarining kinetik energiyasini o'zgartirish uchun sarflanadigan ishni (5.32) formula yordamida hisoblash mumkin.

Massasi 75 kg bo'lgan odam 5 km/soat tezlik bilan yurganda o'z quvvatini 60 Vt gacha oshiradi. Tezlik ortishi bilan bu quvvat yana tezroq oshib boradi, ya'ni tezlik 7 km/soat bo'lganda quvvat 200 Vt ga yetadi. Odam massalar markazining vaziyati velosipedda yurganda piyoda yurgandagiga qaraganda deyarli kam o'zgaradi, oyoqning tezlanishi ham kichik bo'ladi. Shu sababli velosipedda yurganda sarflanadigan quvvat ancha kam bo'ladi: tezlik 9 km/soat bo'lganda 30 Vt. 18 km/soat bo'lganda esa 120 Vt quvvat sarflanadi.

Agar ko'chish bo'lmasa, ish ham nolga aylanadi. Shu sababli yuk tayanch ustida, taglik ustida yoki ipga osib qo'yilgan bo'lsa, og'irlik kuchining bajargan ishi nolga teng. Agar qo'lni cho'zilgan holatida gantel yoki tosh ushlab turilsa,

shakllarining
ning har biri
Agro'rtirgan
o'rtaniga yuk
va bel mus-
kullari shunday
Ular ikkala holda
qo'zg'almas bo'l-
ish nolg teng.
Ullarning char-
qurilayotganidan
uch. Bunday ishni
ning statik ishi deb



6.4- rasm.

adi.

Mexanikada tushu-
ligan statika (qo'zg'almaslik) amalda mavjud emas. Kuch ta'sirida juda kichik,
ko'z ilg'amas darajada qisqarish va bo'shashishlar yuz bergani sababli
lik kuchiga qarshi ish bajariladi. Shunday qilib, odamning statik ishi aslida
dinamik ish bo'ladi.

Odamning bajarayotgan ishini o'lchashda qo'llaniladigan qurilmalarni *er-*
gometrlar deb ataladi. O'lchash texnikasining shunga mos bo'limiga
ergometriya deyiladi.

Ergometrda tormozlanuvchi velosiped (veloergometr, 6.4- rasm) misol
adi. Aylanuvchan 1 g'ildirak gardishi orqali 2 po'lat lenta o'tkazilgan. G'ildirak
ishi bilan po'lat lenta orasidagi ishqalanish kuchi 3 dinamometr yordamida
lanadi. Sinovchining hamma ishi ishqalanish kuchini yengish uchun sarfla-
(ishlarning boshqa turlarini hisobga olmaymiz). G'ildirak aylanasi uzunlig-
ishqalanish kuchiga ko'paytirib, har bir aylanishda bajarilgan ishni topamiz,
ylanishlar sonini va sinov vaqtini bilgan holda bajarilgan to'liq ishni va o'rtacha
quvvatni aniqlaymiz.

6.3-§. VAZNSIZLIK VA O'TA YUKLANISH

Oddiy sharoitlarda odamga og'irlik kuchi va tayanchning reaksiya kuchi
a'sir etadi. Jism tinch holatda yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lganda bu
uchlar teng va qarama-qarshi yo'nalgan. Bunday holat odam uchun tabiiydir.

Sistemaning tezlanish bilan harakatlanishida *o'ta yuklanishlar* va *vaznsizlik*
deb ataladigan maxsus holat yuzaga keladi.

Shu harakatlarga doir ayrim misollarni ko'rib o'tamiz.

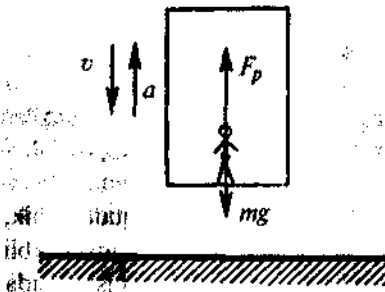
Faraz qilaylik, odam a tezlanish bilan yuqoriga harakat qilayotgan lift (raketa)
cabinasi ichida bo'lsin (6.5- rasm). Odamga mg og'irlik kuchi va tayanchning N
reaksiya kuchi ta'sir qilayotgan bo'lsin. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan

$$N + mg = ma$$

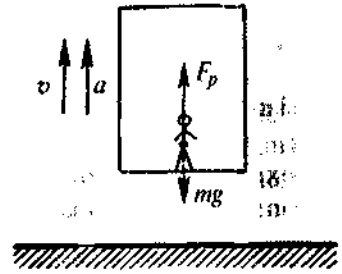
yoki skalar ko'rinishda, kuchlarning yo'nalishini hisobga olgan holda yozsak:

$$N + mg = ma, \quad N = m(g + a) \quad (6.1)$$

Bu holda tayanchning reaksiya kuchi og'irlik kuchidan katta bo'ladi ($N > mg$) va o'ta yuklanish yuzaga keladi. Masalan, agar $a = g$ bo'lsa, unda $N = 2mg$ (ikki karra yuklanish), agar $a = 2g$ bo'lsa, $N = 3mg$ (uch karra yuklanish) va hokazo bo'ladi. O'ta yuklanishlar quyidagi tenglama ko'rinishida ifodalanadi: $\eta = N / mg$



6.5- rasm.

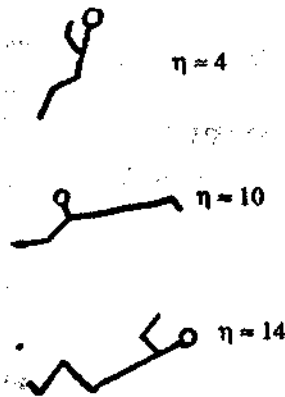


6.6- rasm.

Boshqa bir misol: odam sekinlik bilan, ya'ni tormozlovchi kuch ta'sirida pastga tushayotgan lift kabinasida (pastga tushayotgan kosmik apparat ichida) bo'lsin. (6.6- rasm). Bunda kuchlarning va tezlanishning yo'nalishi boshda keltirilgan misoldagiga mos holda bo'lib, (6.1) formula orqali ifodalanadi. Odam bunda ham o'ta yuklanishni his qiladi.

O'ta yuklanishlar odam organizmiga sezilarli darajada ta'sir ko'rsatishi mumkin, chunki bunday holatlarda qon oqishi o'zgaradi, ichki organlarning bir-biriga ko'rsatadigan bosimlari o'zgaradi, ularda deformatsiyalanish yuzaga keladi va hokazo. Shu sababli odam biror cheklangan kattalikdagi o'ta yuklanishlarga chiday oladi. 6.7- rasmda odam organizmida jiddiy o'zgarishlar yuzaga keltirmasdan turib, hech bo'lmaganda bir necha minut davomida sog'lom odam chidashi mumkin bo'lgan o'ta yuklanishlar kattaligi odamning turli holatlari uchun sxematik ko'rinishda berilgan.

Kosmik tibbiyotda odamlarni o'ta yuklanishlarga o'rgatish mashqlarida va shunga o'xshash tajribalarni hayvonlarda o'tkazishda katta sentrifugal ishlatiladi. Bunday sistemalarda (6.8- a rasm) shartli ravishda ikkita



6.7- rasm.

tanini ko'rsatish mumkin: biri jismga $N_1 = mg$ kuch bilan ta'sir etuvchi vertikal tayanch va ikkinchisi jismga markazga intilma tezlanish bilan $N_2 = m\omega^2 r$ vertikal kuch. Bu ikki kuchning teng ta'sir etuvchisi F kuchiga nisbatan — burchak hosil qilib yo'nalgan bo'lib, quyidagiga teng:

$$F = \sqrt{(mg)^2 + (m\omega^2 r)^2} = m\sqrt{g^2 + \omega^4 r^2} \quad (6.2)$$

shu bilan birga $\operatorname{tg} \alpha = mg / (m\omega^2 r) = g / (\omega^2 r)$.

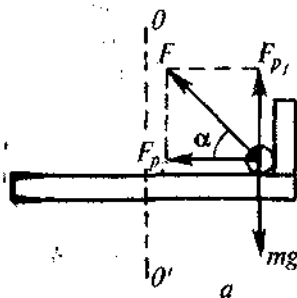
Bu holda o'ta yuklanish quyidagi munosabatdan aniqlanadi:

$$\eta = \frac{F}{mg} = \frac{m\sqrt{g^2 + 4\omega^4 r^2}}{mg} = \sqrt{1 + \frac{\omega^4 r^2}{g^2}} \quad (6.3)$$

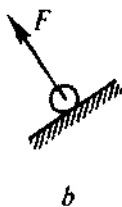
Agar $\omega^2 r \gg g$ bo'lganda (6.3) dan $\eta \approx \omega^2 r / g$.

$F \approx m\omega^2 r$, $\operatorname{tg} \alpha \approx 0$ ga ega bo'lamiz. Tayanch kuchi asosan markazga intilma kuch sifatida ishtirok yetadi.

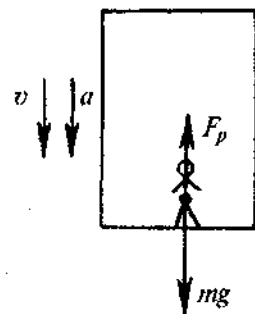
Amalda sentrifuga ichida sinovdan o'tkaziluvchi o'tirgan kursi sirti qiyaligini o'zgartirib turish mumkin. Shuning uchun kursi sirti qiyaligini o'zgartirish bilan vaqt F kuch tayanchga perpendikular tushadigan qilib joylashtiramiz (6.8- b rasm).



6.8- rasm.



b



6.9- rasm.

Agar lift (yoki kosmik kema) tezlanish bilan pastga (6.9- rasm) yoki yuqoriga tomon sekinlanuvchan harakat qilsa, u holda

$$mg - N = ma \text{ yoki } N = m(g - a) \quad (6.4)$$

Bu yerda tayanch reaksiya kuchining og'irlik kuchidan kamligi ko'rinib turibdi: $N < mg$, chunki har ikki harakat yo'nalishida ham $g > a$. Agar $a = g$ bo'lsa, unda $N = 0$ bo'ladi, bu hol vaznsizlik holatidir. Bu shunday holatki, bunda sistemaga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlar sistemadagi zarralarning bir-biriga bo'lgan bosim kuchini yuzaga keltirmaydi. Kundalik turmushimizda sakrash, arg'imchoq uch-

ish, katta tezlikli liftlarning pastga tomon harakatlanishi boshida va hokazolarda qisman vaznsizlik holati uchrab tursa-da, biologik obyektlar uchun vaznsizlik odatdan tashqari holatdir.

Vaznsizlik holatida tayanch nuqtalari ta'sirining bo'lmashligi, umumiy mashq qila olish qobiliyatining yo'qolishiga va shu bilan bog'liq bo'lgan ish bajara olish faoliyatining pasayishiga, muskul massasining kamayishiga, suyak to'qimalarining mineralsizlanishiga olib keladi. Shu sababli kosmonavtlar vaznsizlik holatida maxsus jismoniy mashq o'tkazib turishlariga to'g'ri keladi yoki harakatni qiyinlashtirsa-da, lekin muskullarga qo'shimcha ish bajarib turishni yuklovchi maxsus kostumlar kiydiriladi.

Oddiy sharoitlarda qonning gidrostatik bosimi pg gavdaning yuqori qismida pastki qismiga qaraganda kichik bo'ladi. Vaznsizlik holatida qon butun gavda bo'ylab bir tekisda taqsimlanadi. Ya'ni gavdaning yuqori qismi oddiy holatdagisiga nisbatan qon bilan to'liq toshgan bo'ladi. Bunda boshning og'irlashgani va yuzda shish paydo bo'lganini sezamiz.

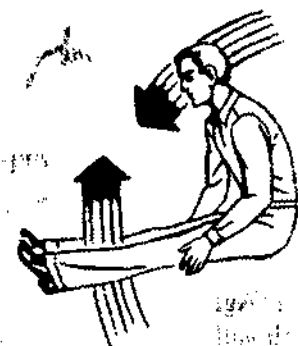
Vestibular apparat (6.4-§ga qarang) gravitatsion maydon bo'lmaganda qanday ta'sirlansa, vaznsizlik holatida ham shunday ta'sirlanadi, bu esa vestibular buzilishga olib keladi.

Vaznsizlik sharoitida odam gavdasi harakatining xususiyatlarini batafsilroq ko'rib o'tamiz.

Odamning mexanika qonunlarini tajribada o'zlashtirishi uning juda yoshlik vaqtidanoq boshlanadi: biz o'tirishni, turishni, yurishni, yugurishni, jismoniy mashq bajarishni, velosipedda sayr qilishni va hokazolarni o'rganamiz. Bularning hammasi ularga mos holda yozilgan qonunlarning nazariy tushunchalari bilan tanishmasdanoq erishiladi. Odam mexanik harakatlarni ongsiz bajarishga odatlanib qoladi. Masalan, odam yadroni irg'itishda aks ta'sir kuchidan yiqilib ketmaslik uchun oyog'i bilan yerga ixtiyorsiz tayanadi, ishchi bolg'a bilan urganda gavdaning aylanib ketishiga to'sqinlik qilish uchun muskullarini ixtiyorsiz zo'riqtiradi va hokazo.

Paradoksal hodisa, lekin odam mexanika qonunlariga shunchalik odatlanib qolganki, ularning namoyon bo'lishini, alohida, kam uchraydigan va kam o'rganilgan hollardagina seza boshlaydi.

Mexanika qonunlarining amaliyotdagi muhim xususiyatlaridan bir ko'rinishiga odamning vaznsizlik holatida yoki tayanchsiz fazodagi (shunday deb aytish qabul qilingan) harakatlanish sistemasining faoliyati kiradi. Impulsning saqlanish qonunidan foydalanib, massasi 100 kg



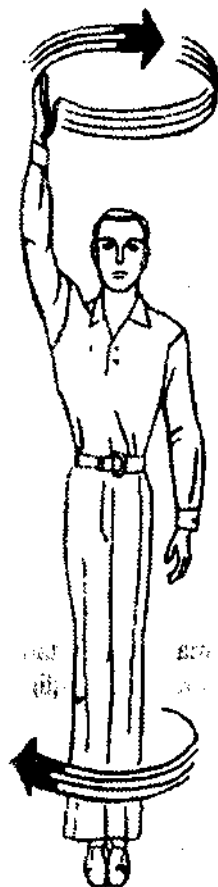
6.10- rasm.

bo'lgan odam vaznsizlik holatida massasi 0,1 kg bo'lgan jismni 3 m/s tezlik bilan otganda, uning o'zi qarama-qarshi yo'nalishda 0,3 m/s tezlik bilan harakatlanishini hisoblash qiyin emas. Agar jismni qo'lni keng yoyib tashlansa, odam gavdasi aylana boshlaydi. Bunday hollar impulsning saqlanish qonunini va impuls momentining vaznsizlik sharoitida yer sharoitidagiga nisbatan boshqacha ko'rinishlarini ko'rsatadi. Vaznsizlik holatida harakatlanayotgan jism boshqa jism bilan o'zaro ta'sirlashgandagina to'xtaydi. Agar gimnastikachi yer sharoitida yetarlicha aniqlik bilan bajara oladigan „burchak“ mashqini odam vaznsizlik sharoitida amalga oshirmoqchi bo'lsa, impuls momentining saqlanish qonuniga asosan, oyoqning harakati odam gavdasining qarama-qarshi yo'nalishdagi aylanishini yuzaga keltiradi (6.10-rasm). Vaznsizlik holatida va shu bilan birga erkin tushishda tanani burish butun gavda qismlarini aylantirish yo'li bilan amalga oshiriladi. Masalan, qo'lni bosh ustida konussimon aylanma harakatga keltirsa bu odam tanasining simmetriya o'qi atrofidagi aylanishini yuzaga keltiradi (6.11-rasm).

Agar odam vaznsizlik holatida gaykani burab mulkamlasa, uning o'zi teskari yo'nalishda aylana boshlaydi.

Vaznsizlik holatida ham o'sha bizga ma'lum bo'lgan Nyuton qonunlari o'z ta'sirini ko'rsatadi, lekin odam vaznsizlik holatidagi boshqacha harakatlanish sharoitiga „o'rganishi“ lozim. Bosh, qo'l va oyoqlar bilan keskin harakat qilish, qandaydir buyumlarni otib yuborish odam gavdasi harakatini butunlay o'zgartirishi mumkin.

Bu holni kosmonavtlar kosmosga uchishga tayyorgarlik ko'rishda va uchib yurish paytida ham hisobga olishadi. Sayyoramizdan ochiq kosmosga birinchi bor chiqqan inson A.A.Leonov o'zining kitobida quyidagilarni yozadi. „Odam bir oz tayyorgarlikdan so'ng texnik vositalarga murojaat qilmasdan, faqat muskul kuchlanishlari hisobiga vaznsizlik holatida, hattoki tayanchsiz „suzishda“ ham o'zining gavdasini har qanday yo'nalishda tez va aniq o'zgartira oladi. Menimcha, vaznsizlik holatida juda kichik tayanch nuqtasi bo'lgan holda ham harakat koordinatsiyasini sezilarli darajada buzmasdan turib, har qanday ishni bajarish mumkin“.*



6.11-rasm.

* A.A.Leonov, V.I.Lebedov Kosmonavtlar faoliyatining psixologik xususiyati. M., 1971, 215, 217-b.

6.4-§. VESTIBULAR APPARAT ORIENTATSIYALASHNING INERSIAL SISTEMASI SIFATIDA

Oddiy sharoitlarda erkin holda osilgan mayatnikning vaziyati og'irlik kuchining yo'nalishini ko'rsatadi (6.12-*a* rasm). Agar mayatnik tezlanishli harakat qilayotgan sanoq sistemasi (noinersial sanoq sistemasi) bilan bog'langan bo'lsa, unda uning vaziyati sistema tezlanishiga bog'liq bo'ladi (6.12-*b* rasm). Rasm-dan ko'rinib turibdiki, Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan:

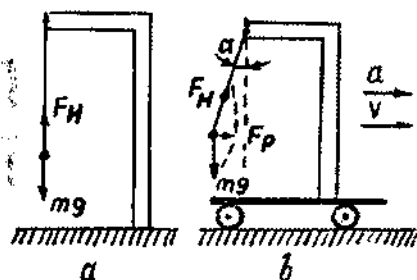
$$F_H + mg = F_p = ma,$$

bu yerdan natijalovchi kuch esa $F = mgtg\alpha$ yoki $ma = mgtg\alpha$ bundan

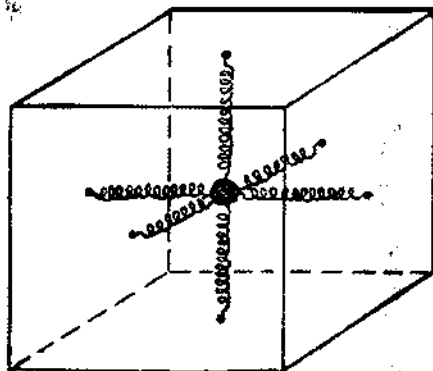
$$\alpha = tg\alpha \quad (6.5)$$

Demak, hatto oddiy matematik mayatnik ham sistemaning tezlanishi modulini va yo'nalishini aniqlashda qo'llanilishi mumkin.

Sistema tezlanishini aniqlashda eng qulay indikator 6.13- rasmda tasvirlangan bo'lib, bunda massasi aniq bo'lgan jism oltita prujinada mahkamlangan. Prujinalarning deformatsiyalanishi kattaligiga qarab jismga ta'sir etayotgan kuchning kattaligi va yo'nalishini hamda bundan jismning erkin tushishi tezlanishini hisobga olgan holda sistemaning tezlanishini ham aniqlash mumkin. Bunday turdagi indikatorlar kosmonavtika masalalarini yechish munosabati bilan inersial navigatsiyada keng qo'llanilmoqda.



6.12- rasm.



6.13- rasm.

Aslida, agar sistemaning tezlanishi, masalan, raketaning har bir vaqt oralig'idagi tezlanishi ma'lum bo'lsa, tezlikning vaqtga bog'liqligini quyidagicha topish mumkin:

$$v = \int a dt \quad (6.6)$$

$v = f(t)$ ni aniqlab, sistemaning istagan paytdagi vaziyatini aniqlash mumkin:

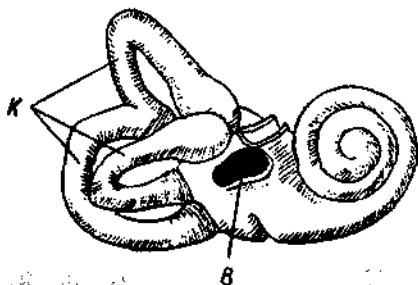
$$x = \int v_x dt, \text{ yoki}$$

$$y = \int v_y dt, \quad z = \int v_z dt \quad (6.7)$$

Shunday qilib, raketa tashqarisida turgan vositalarsiz, mustaqil holda, uning egallagan o'rnini ixtiyoriy vaqtdagi tezligi va tezlanishini aniqlash mumkin.

Bunday moslamalar *oriyentatsiyalashning inersial sistemalari* deyiladi.

Odam organizmida ham oriyentatsiyalashning inersial sistemasi mavjud bo'lib, bu a'zo vestibular apparatdir. U ichki quloqda joylashgan bo'lib, uchta o'zaro perpendikular yarim doira kanallardan va boshliq dahlizdan iborat (6.14-



6.14- rasm.

Dahliz devorlarining ichki sirtida va yarim doira kanallarining qismida tekton uchlarini qilchalar ko'rinishida bo'lgan sezgir nerv hujayralari guruhi joylashgan. Dahliz va yarim doira kanallari ichida mayda kalsiy fosfat va kalsiy karbonat (otolit) kristallchalaridan iborat bo'lgan va asosiy membraning ayrim qismlarini tebratuvchi deyarli qisilmas suyuqlik — endolimfa mavjud. Boshning harakatlanishi siljishi endolimfaning va otolitlarning siljishini vujudga keltiradi, bu nerv hujayralari tomonidan (qilchalar orqali) qabul qilinadi. Vestibular apparat har qanday boshqa fizik sistemalar kabi gravitatsion ta'sirini sistema tezlanishli harakati davomida yuzaga kelgan ta'sirdan ajrata olmaydi.

Bizning organizmimiz og'irlik kuchining ta'siriga moslashgani sababli uning ta'siriga mos holdagi biz odatlanib qolgan axborotni vestibular apparatning hujayralari miyyaga xabar qiladi, shu sababli vaznsizlik holati va o'ta yuklanishlar biz tomonimizdan vestibular apparat (va boshqa a'zolar) orqali odatdan tashqari holati kabi qabul qilinadi. Ta'sirni odatdagidek sezish uchun bu holatga biz albatta moslashishimiz lozim.

Agar odamning vestibular apparatiga davriy ravishda, masalan, kema chayqalishidagidek, ta'sir ko'rsatib turilsa, bu hol organizmni dengiz kasalligi deb ataladigan alohida holatga keltirishi mumkin.

Yettinchi bob

MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR

Takrorlanuvchi harakatlar yoki holat o'zgarishlariga tebranishlar deyiladi (o'zgaruvchan elektr toki, mayatnikning harakati, yurak ishi va shu kabilar). Tabiatidan qat'iy nazar, barcha tebranishlarga ba'zi umumiy qonuniyatlar xosdir. Tebranishlar muhitda to'lqinlar tarzida tarqaladi. Ushbu bobda mexanik tebranishlar va to'lqinlar ko'rib chiqiladi.

7.1-§. GARMONIK TEBRANISHLAR

Turli xil ko'rinishdagi tebranishlar orasida eng oddiy shakli garmonik tebranishlardir, ya'ni bu shunday tebranishki, tebranuvchi kattalik vaqtga bog'liq holda sinus yoki kosinus qonuniga asosan o'zgaradi.

Masalan, massasi m bo'lgan moddiy nuqta prujinaga osilgan bo'lsin (7.1-*a* rasm). Bunday vaziyatda elastiklik kuchi F_1 bilan og'irlik kuchi bir-birini muvozanatlaydi. Agar prujinani boshlang'ich vaziyatiga nisbatan masofaga cho'zsak (7.1-*b* rasm), bunda moddiy nuqtaga kattagina elastiklik kuchi ta'sir eta boshlaydi. Guk qonuniga binoan, elastiklik kuchi prujinaning cho'zilish uzunligiga yoki moddiy nuqtaning siljish kattaligi x ga proporsional o'zgaradi;

$$F = -kx \quad (7.1)$$

Bu yerda k prujinaning bikirligi bo'lib, minus ishorasi kuchning hamma vaqt muvozanat vaziyatiga tomon yo'nalganini ko'rsatadi, ya'ni $x > 0$ da $F < 0$ bo'ladi, $x < 0$ da $F > 0$ bo'ladi.

Boshqa bir misol olaylik: matematik mayatnik o'zining muvozanat holatiga nisbatan uncha katta bo'lmagan biror α burchakka og'dirilgan bo'lsin (7.2-

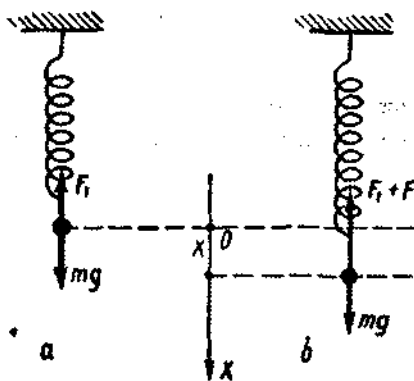
rasm). U holda mayatnikning harakatlanish trayektoriyasini OX o'qi bilan ustma-ust tushgan to'g'ri chiziqdan iborat deb hisoblash mumkin. Bu holda quyidagi taxminiy tenglik bajariladi:

$$\approx \sin \alpha \approx \text{tg} \alpha \approx x / l,$$

bu yerda x — moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatiga nisbatan siljishi; l — mayatnik ipining uzunligi.

Moddiy nuqtaga (7.2-rasm) izning taranglanish kuchi F_H va og'irlik kuchi mg ta'sir qiladi.

Ularning teng ta'sir etuvchisi quyidagiga teng:



7.1- rasm.

$$F = -mg \operatorname{tg} \alpha = -mgx/l = -kx \quad (7.2)$$

bu yerdan

$$k = mg/l \quad (7.3)$$

(7.2) va (7.1) ni bir-biri bilan taqqoslab, bu kuch oldin teng ta'sir etuvchi kuch elastiklik kuchiga o'xshash moddiy nuqtaning ko'chishiga proporsional va muvozanat vaziyati tomon yo'nalganini ko'ramiz.

Tabiiati jihatidan noelastik xossalari bo'yicha elastik jismlarning juda kichik deformatsiyalarida paydo bo'ladigan kuchlarga o'xshagan kuchlarni kvazielastik kuchlar deyiladi.

Nyutonning ikkinchi qonuni formulasiga (7.2) ifodalani qo'ysak, $(-kx = m(d^2x/dt^2))$ tenglama hosil bo'ladi.

$$\omega_0^2 = k/m \quad (7.4)$$

bu tenglamaga qo'yish bilan, ikkinchi tartibli differensial tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x \quad (7.5)$$

Bu tenglamaning yechimi garmonik qonunga olib keladi:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.6)$$

bu yerda $(\omega_0 t + \varphi) = \varphi$ tebranish fazasi; φ_0 — boshlang'ich faza ($t = 0$ bo'lgan holda), ω — tebranishlarning doiraviy chastotasi, A ularning amplitudasi.

Tebranishlar amplitudasi va boshlang'ich fazasi harakatning boshlang'ich shartlari, ya'ni moddiy nuqtaning $t = 0$ paytdagi vaziyati va tezligi bilan aniqlanadi.

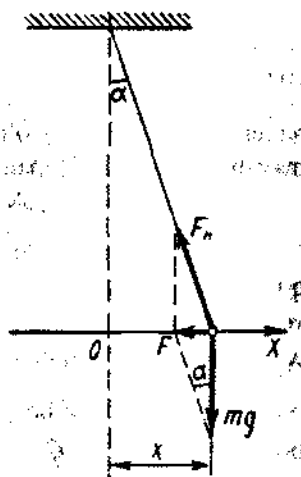
Shunday qilib, prujinaga osilgan moddiy nuqta (prujinali mayatnik) yoki ipga osilgan moddiy nuqta (matematik mayatnik) garmonik tebranadi.

Garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi (7.6)ni keltirib chiqarishda x — kattalik yuzaki kiritilgan edi, lekin ω_0 katta fizik mazmunga ega, chunki u sistemaning tebranishlar chastotasi $\nu = \omega_0 / 2\pi$ ni aniqlab, bu chastotaning qanday faktorlarga: birinchi misolda elastiklikka va prujinali mayatnikning massasiga, ikkinchi misolda mayatnikning uzunligiga va erkin tushish tezlanishiga bog'liqligini ko'rsatadi.

Tebranishlar davrini

$$T = 2\pi / \omega_0 \quad (7.7)$$

formula yordamida topish mumkin.



7.2- rasm.

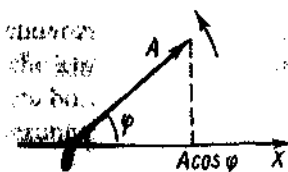
(7.4) dan foydalanib, prujinali mayatnikning davrini aniqlash formulasini keltirib chiqaramiz:

$$T = 2\pi\sqrt{m/k} \quad (7.8)$$

bu tenglamadagi k ning o'rniga uning (6.3) dagi ifodasini qo'yib, matematik mayatnikning davrini topamiz:

$$T = 2\pi\sqrt{l/g} \quad (7.9)$$

Garmonik tebranishlarni vektorli diagrammalar yordamida tasvirlash juda qulaydir. Bu usul quyidagicha amalga oshiriladi. Abssissa o'qining boshidan A vektorni o'tkazamiz, uning OX o'qidagi proyeksiyasi $A \cos\varphi$ ga teng (7.3- rasm). Agar A vektor soat strelkasi yo'nalishiga teskari yo'nalishda ω_0 burchak tezlik bilan bir tekis aylana bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsa, unda $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ bo'ladi, A vektorning OX o'qidagi proyeksiyasi vaqt o'tishi bilan (7.6) bu yerdan φ_0 kattalik φ uning boshlang'ich qiymati bo'lib, formulada ko'rsatilgan qonun



7.3- rasm.

bo'yicha o'zgaradi. Bunday tasavvurda tebranishlar amplitudasi, aylana bo'ylab tekis harakatlanayotgan vektorining moduli, tebranishlar fazasi OX o'q bilan radius vektor orasidagi burchak, boshlang'ich faza boshlang'ich burchak, tebranishlarning doiraviy chastotasi A vektorning aylana harakatidagi burchak tezligi, tebranma harakat qilayotgan nuqtaning siljishi A vektorning OX o'qidagi proyeksiyasidir.

Moddiy nuqtaning garmonik harakatidagi tezligini topish uchun (7.6)dan vaqt bo'yicha hosila olish lozim:

$$v = dx/dt = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = v_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.10)$$

bunda $v_m = A\omega_0$ tezlikning eng katta qiymati (tezlik amplitudasi).

Trigonometrik formulalardan foydalanib, (7.10)ni quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$v = v_{\max} \cos[(\pi/2) + (\omega_0 t + \varphi_0)] \quad (7.11)$$

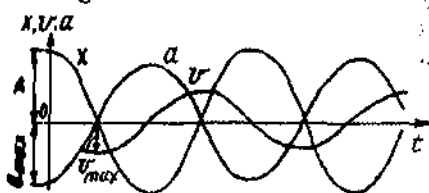
(7.11) va (7.6)ni bir-biri bilan taqqoslab, tezlik fazasi siljish fazasidan $\pi/2$ ortiq ekanligini yoki tezlik siljishdan faza jihatidan $\pi/2$ oldinda yurishini ko'ramiz. (7.10)ni differensiallab, tezlanishni topamiz:

$$v = v_{\max} \cos[(\pi/2) + (\omega_0 t + \varphi_0)] \quad (7.12)$$

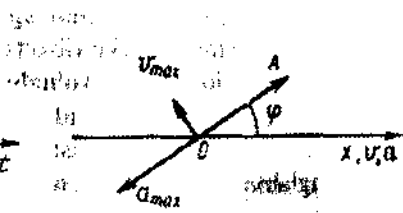
bunda tezlanishning eng katta qiymati (tezlanish amplitudasi). (7.12) ning o'rniga quyidagini yozamiz:

$$a = dv/dt = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = -a_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.13)$$

(7.13) va (7.6) ni bir-biriga taqqoslashdan tezlanish fazasi bilan siljish fazalari biridan π ga farq qilishini va bu kattaliklar qarama-qarshi fazalarda qilyotganini ko'ramiz. Siljish, tezlik va tezlanishning vaqtga bog'liq holda o'zgarishi grafigi 7.4- rasmda va ularning vektorli diagrammalari 7.5- rasmda k'rsatilgan.



7.4- rasm.



7.5- rasm.

7.2-§. TEBRANMA HARAKATNING KINETIK VA POTENSIAL ENERGIYASI

Tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning kinetik energiyasini (7.10) ifodalardan foydalangan holda bizga oldindan ma'lum bo'lgan formula yordamida hisoblaymiz:

$$E_k = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{1}{2} m A^2 \omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = k A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.14)$$

Elastik deformatsiya potensial energiyasining umumiy formulasi

$F = -\frac{1}{2} k \pi^2$ ga asoslangan holda va (7.6) ifodadan foydalanib, tebranma harakatning potensial energiyasini topamiz:

$$E_p = \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.15)$$

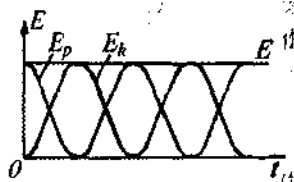
Kinetik (7.14) va potensial (7.15) energiyalarni ifodalovchi formulalarni o'zaro qo'shib, tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning to'la energiyasini topamiz:

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} k A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{1}{2} k A^2 [\sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0)] = \frac{1}{2} k A^2 \quad (7.16)$$

Oldin aytib o'tilganidek, qarshilik kuchi bo'lmaganda sistemaning to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi:

$$E = \frac{1}{2} k A^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \quad (7.17)$$

Tebranma harakat qilayotgan sistema kinetik, potensial va to'la energiyalarining vaqtga bog'liq holda o'zgarishi 7.6- rasmda ko'rsatilgan.



7.6- rasm.

7.3-§. GARMONIK TEBRANISHLARNI QO'SHISH

Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida bir necha tebranishlarda ishtirok etishi mumkin. Bu holda natijaviy harakatning tenglamasi va trayektoriyasini topish uchun tebranishlarni qo'shish lozim. Garmonik tebranishlarni qo'shish birmuncha osonroq bajariladi.

Shunday ikkita masalani ko'rib o'tamiz.

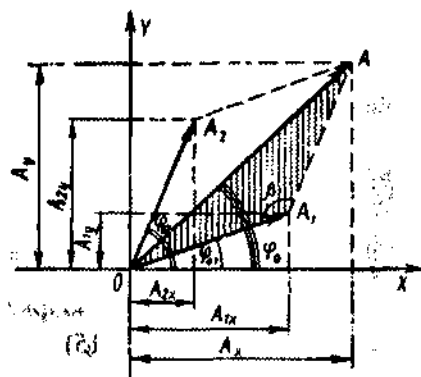
Bir to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan garmonik tebranishlarni qo'shish. Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida bir to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan ikki tebranishda qatnashayotgan bo'lsin. Bunday tebranishlar analitik ko'rinishda quyidagi tenglamalar bilan ifodalanadi:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Qo'shiluvchi tebranishlarning chastotalari bir xil bo'lsin: $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, unda nuqtaning natijaviy siljishi:

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.18)$$

Shunday qo'shishni vektorli diagramma yordamida bajaraylik.



7.7- rasm.

A_1 va A_2 vektorlarning boshlang'ich paytdagi vaziyatini tasvirlaymiz (7.7-rasm), bu vektorlarning OX o'q bilan hosil qilgan burchaklari qo'shiluvchi tebranishlar boshlang'ich fazalari φ_{01} va φ_{02} ga teng. A vektor natijaviy tebranish amplitudasidir A_1 va A_2 bir xil burchak tezlik bilan aylanayotgani uchun ularning yig'indisi A vektor ham xuddi o'shanday burchak tezlik bilan aylanma harakat qiladi, ya'ni natijaviy harakat ham doiraviy chastotaga ega bo'lgan garmonik harakat bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (7.19)$$

Bu tebranishning A amplitudasini va φ_0 boshlang'ich fazasini uning berilgan A_1 , A_2 , φ_{01} va φ_{02} boshlang'ich qiymatlari orqali ifodalaymiz. 7.70- rasmda shtrixlangan uchburchakka kosinuslar teoremasini qo'llab, quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos \beta.$$

Bu yerdan $(-\cos \beta = -\cos(\pi - (\varphi_{02} - \varphi_{01}))) = \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})$ bo'lganidan

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})} \quad (7.20)$$

7.7- rasmdan ko'rinib turibdiki, A ning OY o'qdagi proyeksiyasining A ning OX o'qdagi proyeksiyasiga nisbati yoki $A_y/A_x = \operatorname{tg}\varphi_0$ nisbat teng. Yig'indisining proyeksiyasi proyeksiyalar yig'indisiga tengligi hisobga olib, quyidagi munosabatlarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} A_y &= A_{1y} + A_{2y} = A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02} \\ A_x &= A_{1x} + A_{2x} = A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02} \end{aligned} \quad (7.21)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = A_y / A_x = (A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}) / (A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02})$$

Shunday qilib, qo'yilgan masala yechildi:

(7.20) va (7.21) formulalar yordamida natijaviy tebranishning amplitudasini boshlang'ich fazasini topish mumkin. (7.20) ifodadan quyidagi xususiy hollar olinib chiqadi:

1) $\varphi_{02} - \varphi_{01} = 2k\pi$, $\cos 2k\pi = \pm 1$, bu yerda $k = 0, 1, 2, \dots$ u holda

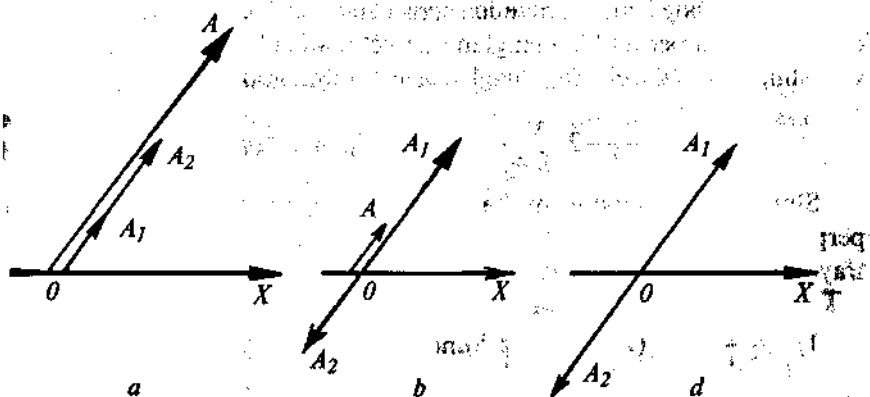
$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2} = A_1 + A_2 \quad (7.22)$$

bu hollarda boshlang'ich fazalar ayirmasi juft π soniga teng bo'lsa, natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining yig'indisiga teng (7.8- a rasm);

2) $\varphi_{02} - \varphi_{01} = 2\pi(2k + 1)\pi$; $\cos(2k + 1)\pi = -1$, u holda

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} = |A_1 - A_2| \quad (7.23)$$

y'ni (7.23)dan agar boshlang'ich fazalar ayirmasi toq sonlariga teng bo'lsa, natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining ayirmasiga teng (7.8- b rasm). Xususan, $A_1 = A_2$ bo'lganda $A = 0$ (7.8- d rasm).



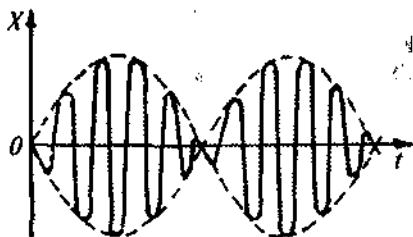
7.8- rasm.

Bu yetarlicha aniq bo'ladi, agar moddiy nuqta bir vaqtning o'zida bir xil amplituda ikkita qarama-qarshi fazali tebranishda ishtirok etayotgan bo'lsa, bunda nuqta qo'zg'almas holda qoladi. Agar qo'shiluvchi tebranishlarning chastotalari bir xil bo'lmasa, unda murakkab tebranishlar hosil bo'lib, tebranish garmonik bo'la olmaydi.

Qo'shiluvchi tebranishlar chastotalari bir-biridan kam farq qiladigan

$\omega_{01} \approx \omega_{02}$ hol qiziqarlidir.

Bunda natijaviy tebranishlar amplitudasi sekin o'zgaruvchi (amplituda modulyatsiyasi) garmonik tebranishga o'xshaydi. Bunday tebranishlar tepinishlar deb aytiladi (7.9- rasm).



7.9- rasm.

O'zaro perpendikular bo'lgan tebranishlarni qo'shish. Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida ikki tebranishda ishtirok etayotgan bo'lsin: biri OX o'qi yo'nalishi bo'ylab, ikkinchisi OY o'qi

bo'ylab yo'nalgan bo'lsin. Bu tebranishlar quyidagi tenglamalar bilan berilgan:

$$x = A_1 \cos(\omega_{01}t + \varphi_{01}); \quad y = A_2 \cos(\omega_{02}t + \varphi_{02}) \quad (7.24)$$

Tebranishlar chastotasi bir xil deb faraz qilaylik, ya'ni $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$ u holda

$$x = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}); \quad y = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}) \quad (7.25)$$

(7.25) tenglama moddiy nuqta harakati trayektoriyasini parametrik ko'rinishda ifodalaydi. Agar bu tenglamalarga vaqt t ning turli qiymatlari qo'yilsa, x va y ning koordinatalarini aniqlash mumkin, koordinatalar to'plami esa trayektoriyadir. Trayektoriyani birmuncha ko'rgazmaliroq qilib $y = f(x)$ ko'rinishidagi bog'lanish yordamida berish mumkin, lekin bu bog'lanishni hosil qilishda t parameterni (7.25) tenglamadan chiqarish lozim. Matematik shakl almashtirishlar o'tkazib, ellips tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \sin^2(\varphi_{02} - \varphi_{01}) \quad (7.26)$$

Shunday qilib, moddiy nuqta bir vaqtning o'zida bir xil chastotali o'zaro perpendikular ikkita garmonik tebranishda qatnashsa, moddiy nuqta elliptik trayektoriya bo'ylab harakatlanadi (7.10- rasm).

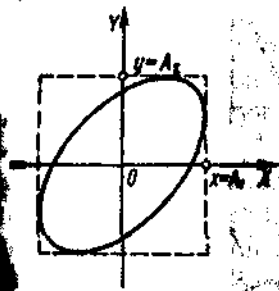
(7.26) ifodadan ayrim xususiy hollar kelib chiqadi:

1) $\varphi_{02} - \varphi_{01} = (2K + 1)\pi/2$ bunda $K = 0, 1, 2, \dots$; $\cos(2K + 1)\pi/2 = 0$,

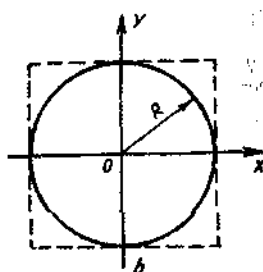
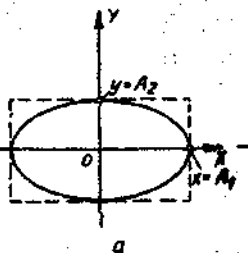
$\sin(2K + 1)\frac{\pi}{2} = 1$; bunda (7.26) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad (7.27)$$

(7.27) formula ellips tenglamasining eng sodda yoki kanonik shakli bo'lib, uning koordinata o'g'lariga nisbatan simmetrik joylashishiga mos keladi (7.11- rasm). (7.27)dan $A_1 = A_2 = R$ bo'lganda (7.11- b rasm) R radiusli aylana tenglamasi hosil bo'ladi:



7.10- rasm.



7.11- rasm.

$$x^2 + y^2 = R^2 \quad (7.28)$$

2) $\varphi_{02} + \varphi_{01} = k\pi$, bu yerda $k = 0, 1, 2, \dots$; $\cos k\pi \pm 1, \sin^2 k\pi = 0$ va bunda (7.26) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

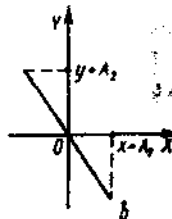
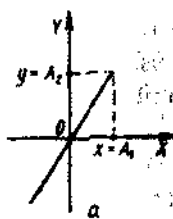
$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} \pm 2 \frac{xy}{A_1 A_2} = 0 \quad (7.29)$$

yoki shakl almashtirishlardan so'ng

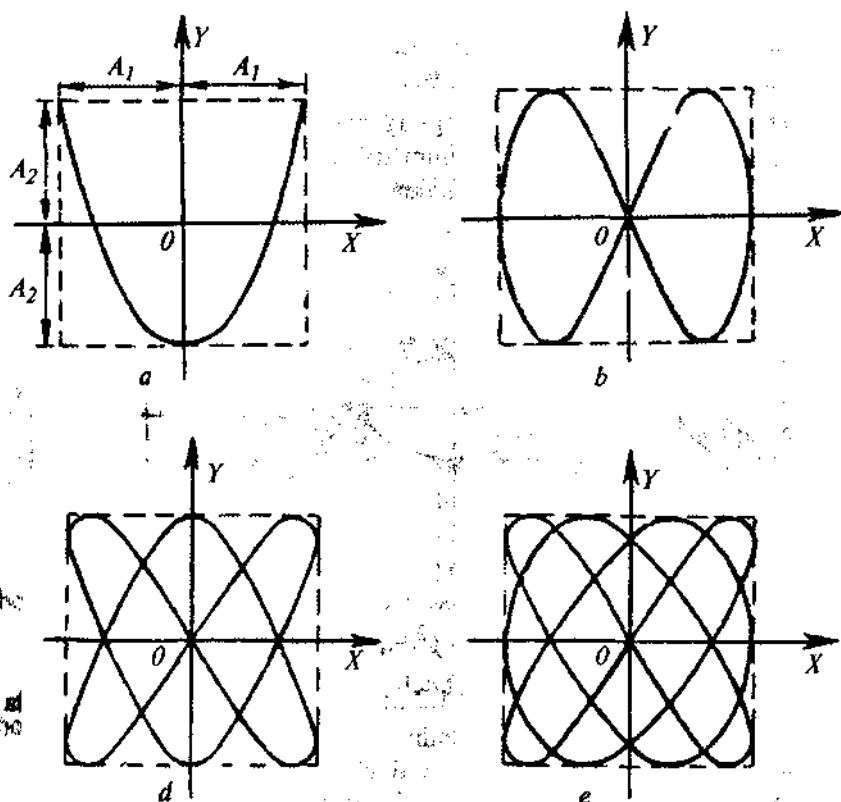
$$\left(\frac{x}{A_1} \pm \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0 \quad \frac{x}{A_1} \pm \frac{y}{A_2} = 0, \quad y = \pm \frac{A_2}{A_1} x \quad (7.30)$$

Bu ellipsning buzilishidan hosil bo'lgan to'g'ri chiziq tenglamasidir (7.12- a rasm) unga (7.30) tenglamaning „+“ ishorasi, 7.12- b rasm uchun esa „-“ ishorasi mos keladi. Turli chastotali o'zaro perpendikular tebranishlar qo'shilganda, moddiy nuqtaning turlicha trayektoriyali figuralar hosil bo'ladi. Bu figuralarni Lissaju figuralari deb aytiladi.

Lissaju figuralarining ko'rinishlari chastotalar nisbati va qo'shiluvchi tebranishlar boshlang'ich fazalarning ayirmasiga bog'liq (7.13).



7.12- rasm.



7.13- rasm.

- a) $\omega_1 / \omega_2 = 1/2$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0$; b) $\omega_1 / \omega_2 = 1/2$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \frac{\pi}{2}$;
 d) $\omega_1 / \omega_2 = 2/3$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \frac{\pi}{2}$; e) $\omega_1 / \omega_2 = 3/4$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \frac{\pi}{2}$.

7.4-§. MURAKKAB TEBRANISH. MURAKKAB TEBRANISHNING GARMONIK SPEKTRI

Tebranishlarni qo'shish tebranishlarning yanada murakkabroq shakllariga olib kelishini 7.3- §da ko'rib o'tdik. Amaliy maqsadlar uchun esa teskari amalni bajarish, ya'ni murakkab tebranishlarni oddiy, odatdagidek garmonik tebranishlarga ajratishga to'g'ri keladi.

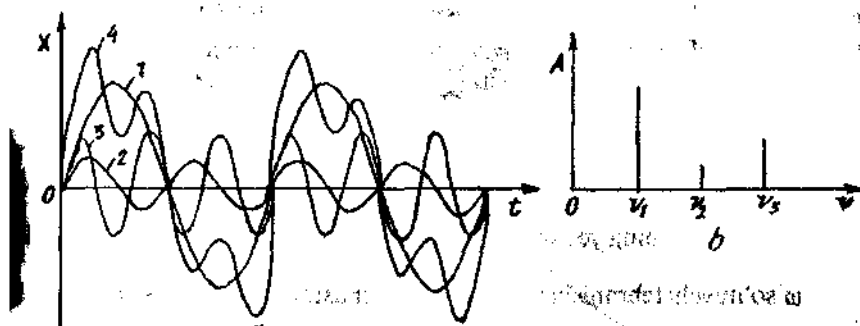
Furye ko'rsatdiki, har qanday murakkablikdagi davriy funksiya chastotalari murakkab davriy funksiya chastotasiga karrali bo'lgan garmonik funksiyalarning yig'indisi ko'rinishida ifodalanishi mumkin.

Davriy funksiyaning garmonik funksiyaga bunday yoyilishi va binobarin o'zaro kattidagi davriy jarayonlarning (mekanik, elektr va hokazo) oddiy garmonik tebranishlarga ajratilishi garmonik analiz deyiladi.

Shunday matematik ifodalar mavjudki, ular garmonik qonun asosida o'zgaruvchi funksiyalarning tashkil etuvchilarini topishga imkon beradi. Tebranishlarning garmonik analizi meditsina maqsadlari uchun ham maxsus qurilmalar yordamida amalga oshiriladi, bu qurilmalar analizatorlar deyiladi.

Murakkab tebranishni tarkibiy qismlarga ajratish bilan hosil qilingan garmonik tebranishlar to'plamiga murakkab tebranishlarning garmonik spektri deyiladi.

Murakkab tebranishlar garmonik spektrini ko'rsatishning qulay usullaridan biri har bir alohida garmonikalar chastotalari (yoki doiraviy chastotalari) to'plamini o'z ichiga olgan, shu chastotalarning har biriga mos holdagi amplitudalari bo'yicha ifodalangan grafikdir. Bu grafik usulda yanada ko'rgazmali qilib ko'rsatiladi. Misol sifatida 7.14-rasmda murakkab tebranishning grafigi (egri chiziq 4 bilan) va uning tashkil etuvchilari bo'lgan garmonik tebranishlar tasvirlangan (1, 2 va 3 egri chiziqlar), 7.14-b rasmda shu misolga mos kelgan murakkab tebranishlar garmonik spektri ko'rsatilgan.



7.14-rasm.

Murakkab tebranishlarning garmonik analizi har qanday murakkab tebranishlar jarayonini yetarlicha analiz qilish, yozish imkoniyatiga ega, shu sababli u akustikada, radiotexnikada, elektrotexnikada, fan va texnikaning boshqa sohalarda keng qo'llaniladi.

7.5-§. SO'NUVCHI TEBRANISHLAR

Garmonik tebranishlarni o'rganishda real sistemalarda mavjud bo'lgan ishqalanish va qarshilik kuchlari hisobga olinmagan edi. Bu kuchlarning ta'siri harakatning xarakterini ahamiyatga olarli darajada o'zgartiradi, shu sababli tebranish *so'nuvchi* bo'lib qoladi.

Agar sistemada kvazielastik kuchdan tashqari muhitning qarshilik kuchlari — ishqalanish kuchlari ta'sir etayotgan bo'lsa, Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx + F_{\text{ishq}} \quad (7.31)$$

Bu differensial tenglamani yechish uchun ishqalanish kuchining qaysi parametrlarga bog'liqligini bilish lozim. Odatda uncha katta bo'lmagan amplituda va chastotalarda ishqalanish kuchi tezlikka proporsional bo'lib, tabiiyki, tezlik yo'nalishiga qarama-qarshi yo'naladi:

$$F_{\text{ishq}} = -r\dot{x} = -r \frac{dx}{dt} \quad (7.32)$$

bu yerda r — ishqalanish koeffitsiyenti bo'lib, muhitning harakatga qarshilik ko'rsata olish xossasini xarakterlaydi. (7.32)ni (7.31)ga qo'yamiz:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt}$$

yoki

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 = 0 \quad (7.33)$$

bu yerda $2\beta = r/m$; $\omega_0 = k/m$; β so'nish koeffitsiyenti, ω_0 sistemaning xususiy tebranishlari doiraviy chastotasi.

(7.33) tenglamaning yechimi $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$ ayirmaning ishorasiga bog'liq;

bunda ω so'nuvchi tebranishlarning doiraviy chastotasi. $\omega_0^2 - \beta^2 > 0$ so'nuvchi tebranishlarning ω doiraviy chastotasi haqiqiy kattalik bo'lib, (7.33)ning yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (7.34)$$

Bu funksiyaning grafigi 7.15- rasmda uzulksiz 1 chiziq bilan ko'rsatilgan; amplitudaning o'zgarishi esa 2 shtrixlangan chiziq bilan tasvirlangan:

$$A = \pm A_0 e^{-\beta t}. \quad (7.35)$$

So'nuvchi tebranishlar davri ishqalanish koeffitsiyentiga bog'liq bo'lib, quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (7.36)$$

Ishqalanish kuchining juda kichik qiymatlarida ($\beta^2 \ll \omega^2$) so'nuvchi

tebranishlar davri so'nmas erkin tebranishlar davriga teng bo'ladi: $T \approx \frac{2\pi}{\omega_0}$

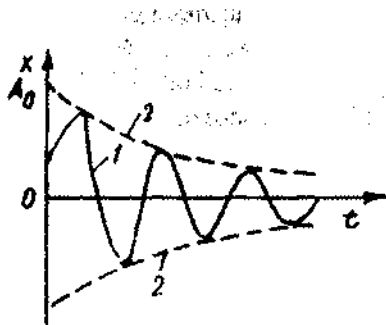
Tebranish amplitudasining kamayishi tezligi so'nish koeffitsiyenti bilan aniqlanadi: β qancha katta bo'lsa, demak, muhit qarshiligi shuncha katta va tebranish amplitudasi shuncha tez kamayadi. Lekin amalda ko'pchilik hollarda so'nuvchanlik darajasi so'nishning logarifmik dekrementi bilan xarakterlanadi. Bir-biri bilan bir tebranish davriga teng bo'lgan vaqt oraliqlari orqali ajratilgan ikki ketma-ket amplitudalar natural logarifmlari nisbatiga so'nishning logarifmik dekrementi deyiladi va u quyidagicha ifodalanadi:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T}$$

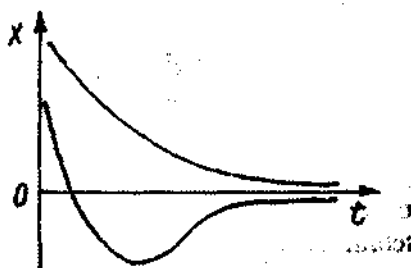
demak, so'nish koeffitsiyenti va so'nishning logarifmik dekrementi o'zaro bir-biriga yetarlicha oddiy bog'langan ekan:

$$\lambda = \beta T \tag{7.37}$$

So'nish koeffitsiyenti katta bo'lganda 7.36 ($\beta^2 > \omega_0^2$) formuladan ko'rinib turibdiki, tebranish davri mavhum qiymatga ega bo'ladi. Bunday holdagi harakatni aperiodik harakat* deyiladi. Aperiodik harakatning mumkin bo'lgan ko'rinishlari 7.16- rasmda grafiklar ko'rinishida berilgan. Bu hodisaniing elektr tebranishlariga muvofiq bo'lgani birmuncha kengroq ko'rinishida 18-bobda ko'rib o'tiladi.



7.15- rasm.



7.16- rasm.

So'nmas (7.1- §ga q.) va so'nuvchi tebranishlar xususiy yoki erkin tebranishlar deyiladi. Ular boshlang'ich kuch ta'sirida yoki muvozanat vaziyatga nisbatan boshlang'ich siljish tufayli tashqi ta'sir kuchlaridan xoli holda boshlang'ich to'plangan energiya hisobiga yuz beradi.

* Agar biror fizik kattalik mavhum qiymatlar qabul qilsa, bu biror hodisaniing ajoyibligi, „ekstraordinarlikni“ anglatadi. Qaralgan misolda ekstraordinarlik shundan iboratki, bunda jarayon davriy bo'lmay qoladi.

7.6-§. MAJBURIY TEBRANISHLAR. REZONANS

Sistemada davriy qonun asosida o'zgaruvchi tashqi kuch ta'sirida vujud keluvchi tebranishlar *majburiy tebranishlar* deyiladi.

Faraz qilaylik, moddiy nuqtaga kvazielastik kuchlardan va ishqalanish kuchlaridan tashqari tashqi majburlovchi $F = F_0 \cos \omega t$ kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin, bunda F_0 amplituda majburlovchi kuchning doiraviy chastotasi Nyutonning ikkinchi qonuniga asoslangan holda differensial tenglama tuzamiz

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

yoki

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t \quad (7.38)$$

bunda $f_0 = F_0 / m$

(7.38) differensial tenglamannig yechimi ikki qo'shiluvchining yig'indisiga teng. Ulardan biri so'nuvchi tebranishlarning (7.34) tenglamasiga mos bo'lib, tebranish barqaror bo'lganda asosiy rol o'ynaydi (7.15-rasmga qarang). Biror vaqtdan so'ng uni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Ikkinchi qo'shiluvchi majburiy tebranishlar barqaror bo'lgandagi moddiy nuqtaning siljishini tavsiflaydi:

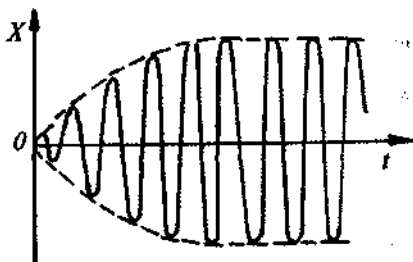
$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (7.39)$$

bu yerda

$$A = f_0 / \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} \quad (7.40)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = -2\beta \omega / (\omega^2 - \omega_0^2) \quad (7.41)$$

(7.39) dan ko'rinib turibdiki, garmonik qonun asosida o'zgarib turuvchi majburlovchi kuch ta'sirida sodir bo'lgan barqaror tebranishlar ham garmonik tebranishlar bo'ladi. Majburiy tebranishlar chastotasi majburlovchi kuchning



7.17- rasm.

chastotasiga teng bo'ladi. Grafigi 7.17-rasmda ko'rsatilgan majburiy tebranishlar majburlovchi kuchga nisbatan faza bo'yicha siljigan.

(7.40) majburiy tebranishlar amplitudasi, majburlovchi kuchning amplitudasiga to'g'ri proporsional bo'lib, muhitning so'ndirish koeffitsiyenti hamda xususiy va majburiy tebranishlar doiraviy chastotasi bilan murakkab

Agar sistemaga ega. Agar sistema uchun ω_0 va β berilgan bo'lsa, majburlovchi kuchning amplitudasi o'zining rezonansli qiymatiga erishadi, ω_0 va β ning berilgan biror qiymatidagi maksimal amplitudaga erishish hodisasi rezonans deb aytiladi.

Agar (7.40) da maxrajning minimumga ega bo'lish sharti topilsa, bu holda doiraviy chastotaning rezonans yuz bergan holdagi chastotasini topish mumkin:

$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (7.42)$$

(7.42)ni (7.40)ga qo'yib, rezonans paytidagi tebranish amplitudasini topamiz:

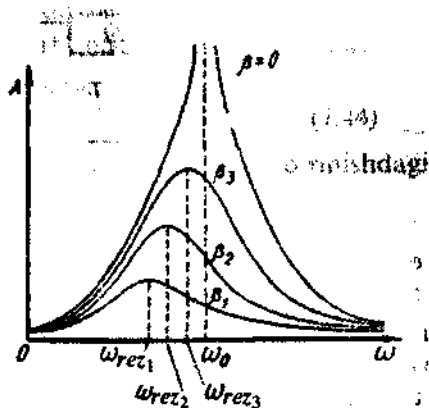
$$A = f_0 / (2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}) \quad (7.43)$$

(7.43) dan ko'rinib turibdiki agar muhit qarshiligi bo'lmasa ($\beta = 0$) majburiy tebranishlar amplitudasi rezonans yuz berganda cheksiz katta bo'ladi. Bu holda (7.42) dan $\omega_{rez} = \omega_0$ kelib chiqadi, ya'ni majburlovchi kuchning chastotasi muhitning xususiy chastotasiga mos kelganda sistemada so'nmas rezonans hodisasi yuz beradi.

Turlicha so'ndirish koeffitsiyentiga ega bo'lgan sistemada majburiy tebranish amplitudasining majbur etuvchi kuchning doiraviy chastotasiga bog'liqligi grafigi 7.18-rasmida ko'rsatilgan.

Mexanik rezonans hodisasining ham foydali, ham zararli ta'siri bor. Rezonansning zararli ta'siriga eng asosan uning yuzaga keltirishi mumkin bo'lgan buzish xossasidir. Shu sababli texnikada turli xil vibratsiyalarni hisobga olgan holda rezonans hodisasi yuz berishi mumkin bo'lgan sharoitlarni ko'rib chiqish lozim, aks holda vayronagarchilikka va halokatga olib kelishi mumkin. Umuman, jismlar bir necha xususiy va ularga mos holda bir nechta majburiy tebranishlar chastotasiga ega bo'ladi.

Agar odam ichki organlarining so'ndirish koeffitsiyenti katta bo'lmasa, tashqi vibratsiyalar va tovush to'lqinlari ta'siri ostida yuzaga keluvchi rezonans hodisasi ichki organlarda halokatli hollarni yuzaga keltirishi mumkin edi: organlarning uzilishi, bog'lanishlarning zararlanishi va hokazo. Lekin turmushda yetarlicha me'yorida bo'lgan tashqi ta'sirlar ostida bunday hodisalar yuz bermadi, chunki biologik



7.18-rasm.

sistemalarning so'ndirish koeffitsiyenti juda kattadir. Shunga qaramay, tashqi mexanik tebranishlar ta'siri tufayli ichki organlarda rezonans hodisasi yuz beradi. Infratovush tebranishlarining vibratsiyalarning odam organizmiga ko'rsatadigan salbiy ta'sirlaridan biri shu bo'lsa kerak.

7.7-§. AVTOTEBRANISHLAR

7.6-§da ko'rsatilganidek, sistemaga davri ravishda tashqi kuchlar (majburiy tebranishlar) ta'sir qilib tursa, sistemada qarshilik kuchlari bor bo'lganda ham tebranishlar yuz beradi. Bu tashqi ta'sir kuchi shu tebranayotgan sistemani o'ziga bog'liq bo'lmaydi, lekin majburiy tebranishlar amplitudasi va chastotasi bu tashqi ta'sirga bog'liq bo'ladi.

Biroq shunday tebranish sistemalari borki, yo'qotilgan energiyani davriy ravishda, avtomatik usulda o'zi to'ldirib turilishini rostlaydi va shu sababli uzoq vaqt tebranib turishi mumkin.

Tashqi o'zgaruvchan kuchlar ta'siridan xoli bo'lgan biror sistemada mavjud bo'lgan so'nmas tebranishlar avtotebranishlar, bunday tebranishlar hosil bo'ladigan sistemalar avtotebranishli sistemalar deyiladi.

Avtotebranishlar amplitudasi va chastotasi majburiy tebranishlardan farqli ravishda tashqi kuchlar ta'siri orqali aniqlanmasdan, balki avtotebranishlar sistemasining xossalariga bog'liq.

Ko'pchilik hollarda avtotebranishlar sistemasini uchta asosiy elementlar orqali ifodalash mumkin: 1) xususiy tebranishlar sistemasini; 2) energiya manbai; 3) xususiy tebranishlar sistemasiga kelib turuvchi energiyani muntazam ravishda taqsimlab turuvchi regulator. Tebranish sistemasini teskari bog'lanish kanali orqali (7.19- rasm) regulatorga ta'sir ko'rsatib, regulatorni sistemaning holatidan xabardor qiladi.



7.19- rasm.

Mexanik avtotebranishlar sistemasiga klassik misol sifatida soatni olish mumkin, soatda mayatnik yoki muvozanat yukchasi (posangi) tebranishlar sistemasini bo'lib, prujina yoki biror balandlikka ko'tarilgan tosh energiya manbai, anker

esa tebranishlar sistemasiga manbadan kelib turgan energiyani muntazam ravishda taqsimlab turuvchi regulator vazifasini bajaradi.

Ko'pgina biologik sistemalar (yurak, o'pka va boshqalar) avtotebranishlar sistemasidir. Elektromagnit avtotebranishlar sistemalariga xarakterli misol tariqasida elektromagnit tebranishlar generatorini olish mumkin (23-bobga qarang).

7.8-§. MEXANIK TO'LIQLAR TENGLAMASI

Mexanik to'liqin deb fazoda tarqaluvchi va o'zi energiya eltuvchi mexanik to'lanishlarga aytiladi.

Mexanik to'liqlarning bir-biridan farq qiluvchi ikki xil ko'rinishi mavjud: elastik deformatsiyalarning tarqalishi va suyuqlik sirtida tarqaluvchi to'liqlar.

Plastik to'liqlar muhitni tashkil etgan zarrachalar orasidagi bog'lanish ta'sir tufayli tufayli yuz beradi: bitta zarrachaning muvozanat vaziyatiga nisbatan siljishi qo'shni zarrachaning siljishiga olib keladi. Bu jarayon esa chekli tezlik bilan fazoda tarqaladi.

To'liqin tenglamasi to'liqin hosil bo'lish jarayonida tebranma harakat qilayotgan nuqta ko'chishi bilan uning muvozanat vaziyati koordinatasi va vaqt orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. OX yo'nalish bo'ylab tarqalayotgan to'liqin uchun bu bog'lanish umumiy holda quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$s = f(x, t)$$

Agar s va x bir to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, to'liqin bo'ylama, aksincha s va x o'zaro perpendikular yo'nalgan bo'lsa, ko'ndalang to'liqin deyiladi.

Yassi to'liqin tenglamasini keltirib chiqaramiz. To'liqin OX o'qi bo'ylab (7.20- rasm) so'nmasdan shunday tarqalayotgan bo'lsinki, uning hamma nuqtalarining amplitudalari bir xil va A ga teng bo'lsin. $x = 0$ koordinatali nuqtaning (tebranishlar manbai) tebranishlarini tenglama bilan ifodalaymiz.



7.20- rasm.

Tebranishlar koordinata boshidan biror ixtiyoriy x koordinatali nuqtagacha t vaqt o'tgandan so'ng yetib boradi, shu sababli bu nuqtaning tebranishlari orqada qoladi:

$$s = A \cos[\omega(t - \tau)] \tag{7.44}$$

To'liqinning tarqalish vaqti va tezligi o'zaro $\tau = x/v$ ko'rinishdagi bog'lanishga ega bo'lgani sababli (7.44) o'rniga

$$s = A \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right] \tag{7.45}$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglama yassi to'liqin tenglamasidir, u to'liqin hosil bo'lish jarayonida qatnashayotgan har qanday nuqtaning siljishini ixtiyoriy

paytda aniqlashga imkon beradi. Kosinus oldidagi $\varphi = \omega\left(t - \frac{x}{v}\right)$ argument to'liqin

fazasi deyiladi. Bir vaqtning o'zida bir xil fazaga ega bo'lgan nuqtalar to'plamiga to'liq fronti deyiladi. Ko'rib chiqilgan hol $x = \text{const}$ uchun tekislik (OX o'qiga perpendikular bo'lgan tekislik) to'liq fronti bo'la oladi. Uning hamma nuqtalariga bir vaqtda bir xil faza mos keladi. Yassi to'liq nomi ana shundan kelib chiqqan.

Tayinlangan tebranishlar fazasining tarqalish tezligi fazoviy tezlik deyiladi. Faraz qilaylik:

$$\varphi = \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const}$$

bo'lsin, bu tenglamani differensiyalaymiz:

$$0 = \omega(dt - dx/v), \text{ bundan } v = dx/dt.$$

Demak, ma'lum vaziyatda tayinlangan tebranishlar fazasining tarqalish tezligi to'liqning tarqalishi tezligi ekan.

Fazoviy tezlikdan tashqari guruh tezlik ham bor, real to'liq bitta (7.45) garmonik tenglamasi yordamida ifodalanmay, balki sinusoidal to'liq guruhining yig'indisi ko'rinishida ifodalansa, guruh tezlik tushunchasi qo'llaniladi.

Bir vaqtning o'zida fazalari bir-biridan 2π ga farq qiladigan ikki nuqta orasidagi masofa to'liq uzunligi deyiladi. U bir tebranish davrida to'liq bosib o'tgan masofaga teng:

$$\lambda = Tv \quad (7.46)$$

Muhitdagi tebranishlar tarqalish jarayonini xarakterlovchi (7.45) to'liq tenglamasi umumiy differensial tenglamaning xususiy hosilalar yordamida mumkin bo'lgan yechimlaridan biridir. Bunday tenglama to'liq tenglama deyiladi.

To'liq tenglama haqida tasavvurga ega bo'lish uchun (7.45)ni ikki marta vaqt va ikki marta koordinata bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{ds}{dt} = -A\omega \sin \omega\left(t - \frac{x}{v}\right), \quad \frac{d^2s}{dt^2} = -A\omega^2 \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (7.47)$$

$$\frac{ds}{dx} = -A \frac{\omega}{v} \sin \omega\left(t - \frac{x}{v}\right), \quad \frac{d^2s}{dx^2} = -A \frac{\omega^2}{v^2} \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (7.48)$$

(7.47) va (7.48) dagi ikkinchi tartibli hosilalarni taqqoslab, bir o'lchovli to'liq tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{d^2s}{dx^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2s}{dt^2} \quad (7.49)$$

Xususiy hosilali tenglamlarni yechish ushbu kurs doirasi chegarasidan chiqadi (7.45)ning yechimlaridan biri bizga ma'lum. Lekin quyidagilarni eslatib o'tish muhim ahamiyatga ega. Agar mexanik, issiqlik, elektr, magnit va hokazo fizik kattaliklarning o'zgarishi (7.49) tenglama asosida yuz bersa, bu tegishli fizik kattalik tezlik bilan to'liq ko'rinishida tarqaladi demakdir.

7.9-§. TO'LQINLAR ENERGIYASINING OQIMI. UMOV VEKTORI

To'lqin jarayoni energiya uzatilishi bilan bog'liq. Ko'chirilgan energiyaning oqimiy xarakteristikasi energiya oqimidir.

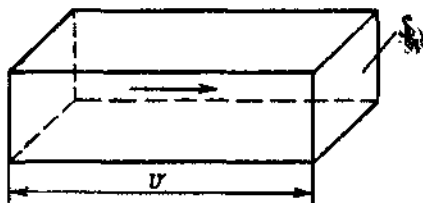
Biror yuza orqali ko'chirilgan energiyaning shu energiyani ko'chirish uchun ketgan vaqt oralig'iga nisbati energiya oqimi deyiladi:

$$\Phi = \frac{dE}{dt}$$

To'lqin energiyasi oqimi birligi vatt (Vt).

To'lqin energiyasi oqimi bilan tebranayotgan nuqta energiyasi va to'lqin tarqalish tezligi orasidagi bog'lanishni topamiz.

To'lqin to'g'ri burchakli parallelepiped ko'rinishida tarqalayotgan muhitning hajmini ajratamiz (7.21-rasm); uning asosi yuzi S , qirasi uzunligi v son jihatidan v tezlikka teng bo'lib, to'lqinning tarqalish yo'nalishi bilan bir qat'ida bo'lsin. Shunga asosan (hajmi $S \cdot v$ bo'lgan parallelepiped ichida tebranma harakat qilayotgan nuqta qancha energiyaga ega bo'lsa, S yuza orqali S da shuncha energiya o'tadi. Bu to'lqinlar energiyasi oqimidir:



7.21- rasm.

$$\Phi = \omega_p S v \tag{7.50}$$

bu yerda ω_p — tebranma harakat energiyasining hajmiy zichligi.

To'lqin energiyasi oqimining to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikular holda joylashgan yuzga nisbati to'lqin energiyasi oqimining zichligi yoki to'lqinlar intensivligi deyiladi:

$$I = \Phi / S = \omega_p \cdot v,$$

yoki vektor ko'rinishda

$$I = \omega_p v \tag{7.51}$$

To'lqin energiyasi oqimi zichligining birligi kvadrat metrda vatt (Vt/m^2) bilan o'lchanadi.

To'lqinlarning tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi va shu yo'nalishiga perpendikular bo'lgan birlik va yuz orqali o'tuvchi to'lqin energiyasi oqimiga teng bo'lgan vektorga Umov vektori deyiladi.

Elastik to'lqin yordamida ko'chirilayotgan energiya deformatsiya potensial energiyasi bilan tebranayotgan nuqta kinetik energiyalari yig'indisiga teng. Bu holda to'lqin energiyasining hajmiy zichligi nimalarga bog'liqligining sabablarini ko'rsatamiz. Agar (7.17) formuladagi alohida zarracha massasi o'rniga, moddaning ρ zichligi qo'yilsa, unda

$$\omega_p = \rho A^2 \omega^2 / 2 \quad (7.52)$$

ni hosil qilamiz. (7.52) ni (7.51) ga qo'ysak,

$$I = (\rho A^2 \omega^2 / 2) V \quad (7.53)$$

formula kelib chiqadi.

Shunday qilib, elastik to'liqlar uchun Umov vektori muhitning zichligiga, zarrachalar tebranishlari amplitudasining kvadratiga, tebranishlar chastotasining kvadratiga va to'liqlarning tarqalish tezligiga bog'liq ekan.

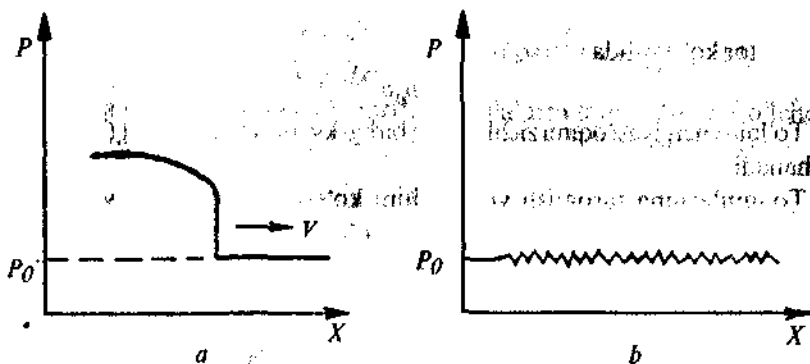
7.10-§. ZARB TO'LIQLAR

Mexanik to'liqlarning keng tarqalgan misollaridan biri tovush to'liqlaridir (8-bobga qarang). Bu holda to'liqlin intensivligi yetarlicha katta bo'lsa-da, ayrim havo molekullari tebranishlarining maksimal tezligi sekundiga bir necha santimetрни tashkil etadi, xolos, ya'ni bu tezlik to'liqlin tezligidan ancha kichikdir (tovushning havodagi tezligi 300 m/s atrofida). Bu, gapirib odatlanganimizdek, muhitning kichik g'alayonlanishiga mos keladi.

Biroq juda katta g'alayonlanishlarda (portlash, jismlarning tovush tezligidan katta tezliklarida, kuchli elektr razryadlarida va hokazo) muhitning tebranma harakat qilayotgan zarrachalarning tezligi tovush tezligiga deyarli teng bo'lib qolishi mumkin, bunda zarba to'liqlin yuzaga keladi.

Katta zichlikka ega bo'lgan, o'ta qizdirilgan mahsulotlar portlash paytida kengayadi va o'zini o'rab turgan havo qatlamini siqadi. Vaqt o'tishi bilan siqilgan havoning hajmi ortib boradi.

Havoning siqilgan sohasini normal holatdagi sohadan ajratib turuvchi sirtga fizikada zarb to'liqlin deb aytiladi. Gazda zarb to'liqlinining tarqalishida gaz zichligining sakrab o'zgarishi sxematik ko'rinishda 7.22- a rasmda ko'rsatilgan.



7.22- rasm. Zarb to'liqlinining tarqalishida gaz zichligining sakrab o'zgarishi sxematik ko'rinishi.

bir-biri bilan taqqoslab ko'rish maqsadida 7.22- b rasmda tovush to'liqlinlari qabul qilayotgan muhit zichligining o'zgarishi grafigi berilgan.

Zarb to'liqin juda katta energiyaga ega bo'lishi mumkin, masalan, yadroviy portlashlarda, atrof-muhitda zarb to'liqin hosil bo'lishida portlash energiyasining 50 foizga yaqini sarf bo'ladi. Shu sababli zarb to'liqlar biologik va texnik obyektlarga yetib borib, halokat, shikastlanish va vayronagarchilikka olib keladi.

7.11-§. DOPLER EFFEKTI

To'liqin manbai bilan kuzatuvchining bir-biriga nisbatan harakatlanishi natijasida kuzatuvchi qabul qilayotgan (to'liqlarni qabul qiladigan) to'liqin chastotalarining o'zgarishiga *Dopler effekti* deyiladi.

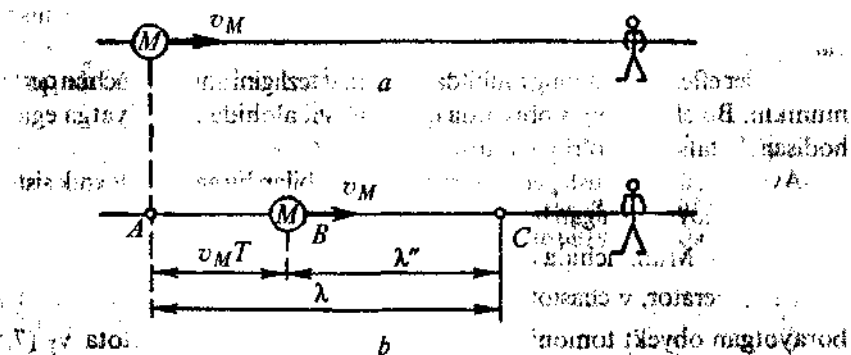
Kuzatuvchi muhitga nisbatan qo'zg'almas turgan to'liqin manbai tomon biror v_n tezlik bilan yaqinlashayotgan bo'lsin deb tasavvur qilaylik. Bu holda kuzatuvchi tinch turgan holdigidan ko'ra bir-biriga teng ketma-ket vaqt oraliqlarida ko'proq to'liqinni uchrata boshlaydi. Bu qabul qilinadigan to'liqin chastotasi ν' manba tarqatayotgan to'liqin chastotasidan katta ekanini bildiradi. Biroq to'liqin uzunligi,

chastota va to'liqinning tarqalish tezliklari $\nu = \frac{v}{\lambda}$ munosabat bilan bog'langani

uchun $\nu' = (v + v_n) / \lambda$ yoki $\lambda = \frac{v}{\nu}$ ni hisobga olib,

$$\nu' = \frac{v + v_n}{v} \nu \quad (7.54)$$

Boshqa hol: to'liqin manbai u muhitga nisbatan qo'zg'almas turgan kuzatuvchi tomon v tezlik bilan yaqinlashayotgan bo'lsin (7.23- a rasm). Manba



7.23- rasm.

tarqalayotgan to'liq orqasidan harakatlangani uchun to'liq uzunligi manba qo'zg'almas turganidagidan kichik bo'ladi. Haqiqatda esa to'liq uzunligi fazalar farqi 2π ga teng bo'lgan ikki nuqta orasidagi λ masofaga teng. To'liq bir davrga teng bo'lgan vaqt oralig'ida masofaga tarqaladi (7.23- b rasm); to'liq manbai $AB = vT$ masofaga ko'chadi. Bunda B va C nuqtalar fazasi 2π ga farq qiladi, demak, ular orasidagi masofa nurlanish manbaining harakati tufayli yuzaga kelgan to'liq uzunligiga teng. 7.23- rasmdan foydalanib va $v = v/\lambda$ ni hisobga olib, ayrim hisoblashlarni bajaramiz:

$$\lambda' = \lambda - v_i T = v / v - v_n / v = (v - v_n) / v \quad (7.55)$$

Bu holda kuzatuvchi tebranish chastotasi

$$v'' = v / \lambda' = [v(v - v_n)] / v \quad (7.56)$$

bo'lgan to'liqni qabul qiladi.

Kuzatuvchi va manba bir vaqtning o'zida bir-biriga tomon harakatlanayotganda, kuzatuvchi qabul qilayotgan to'liq chastotasi (7.56 formulaga v o'rniga qo'yish v' [(7.45)ga q.] yo'li bilan topiladi:

$$v'' = \frac{v}{v - v_i} \frac{v + v_n}{v} v = \frac{v + v_n}{v - v_i} v \quad (7.57)$$

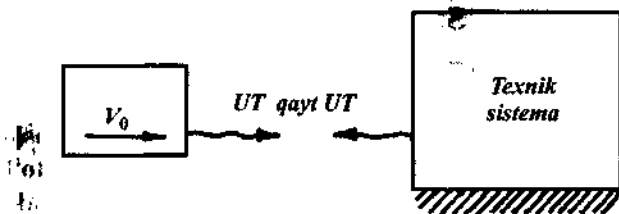
(7.57) dan ko'rinib turibdiki, kuzatuvchi va manba bir-biriga yaqinlashganda tarqatiladigan tovush chastotadan qabul qilinadigan chastota katta ekan. (7.57) formuladagi v_i va v_n ning ishoralarini o'zgartirib, xuddi shunga o'xshash manba va kuzatuvchi bir-biridan uzoqlashgan hol uchun umumiy formulani yozish mumkin:

$$v'' = \frac{v \pm v_n}{v \pm v_i} v \quad (7.58)$$

bu formulada „yuqoridagi“ ishoralar manba va kuzatuvchining bir-biriga yaqinlashishiga. „pastki“ ishoralar esa ularning bir-biridan uzoqlashishiga taalluqlidir.

Dopler effektini jismning muhitdagi harakat tezligini aniqlash uchun qo'llash mumkin. Bu effektning tibbiyotda qo'llanilishi alohida ahamiyatga ega. Bu hodisani batafsilroq ko'rib o'tamiz.

Ayaylik, ultratovush generatori priyomnik bilan birga biror texnik sistema ko'rinishida joylashtirilgan bo'lsin (7.24- rasm). Texnik sistema muhitga nisbatan qo'zg'almas. Muhit ichida obyekt (jism) v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. Generator, v chastotali ultratovush tarqatayotgan bo'lsin. Harakatlanib borayotgan obyekt tomonidan kuzatuvchi qabul qilgan chastota v_1 (7.54) formuladan topiladi:



7.24- rasm.

$$v_1 = \frac{v + v_0}{\lambda} = \frac{v + v_0}{v} v_g \quad (7.59)$$

bu yerda v — mexanik to'liqning (ultratovushning) tarqalish tezligi. v_1 chastotali ultratovush to'liqini harakatlanib borayotgan obyekt texnik sistema tomon qaytaradi. Priyomnik qaytan to'liqinni endi boshqa chastotada qabul qiladi (Dopler effekti). Bu chastotani (7.56) formuladan foydalanib, quyidagicha ifodalash

imkin:

$v_{pr} = \frac{v}{v - v_0} v_1$ yoki (7.59) ni hisobga olgan holda

$$v_{pr} = \frac{v}{v - v_0} \cdot \frac{v + v_0}{v} v_r; \quad v_g = \frac{v + v_0}{v - v_0} \cdot v_r \quad (7.60)$$

Shunday qilib, chastotalar farqi quyidagicha teng:

$$v_d = v_{pr} - v_r = \frac{v + v_0}{v - v_0} \cdot v_r - v_r = \frac{v + v_0 - v + v_0}{v - v_0} \cdot v_r = \frac{2v_0}{v - v_0} \cdot v_r \quad (7.61)$$

bu chastotalarning Dopler siljishi deyiladi.

Tibbiyot maqsadlari uchun foydalanishda ultratovush tezligi obyekt tezligidan deyarli ko'p marta katta ($v \gg v_0$). Bu hol uchun (7.61) dan quyidagi formula kelib chiqadi:

$$v_d = \frac{2v_0}{v} \cdot v_r \quad (7.62)$$

Dopler effektidan qonning oqish tezligini (11.5- paragrafga qarang), yurak devorlari va klapanlarining (Dopler exokardiografiya usuli) va boshqa a'zolarining harakat tezligini aniqlashda foydalaniladi.

Sakkizinchi bob

AKUSTIKA

Akustika — eng past chastotali tebranishlardan boshlab o't-yuqori (10^{12} – 10^{23} Gs) chastotali elastik tebranishlar va to'liqlar o'rganuvchi fizikaning bir bo'limidir. Hozirgi zamon akustika keng doiradagi masalalarni qamrab olib, bir necha bo'limlarga ajraladi: fizik akustika — turli xil muhitlarda elastik to'liqlarining tarqalish xususiyatlarini o'rganuvchi akustika, fiziologik akustika — odam va hayvonlarning tovush qabul qilish va eshitish organlarining tuzilishi hamda ishlash prinsiplarini o'rganuvchi va boshqa bo'limlardan iborat.

Tor ma'noda akustika bu tovush haqidagi, ya'ni odam qulog'i qabul qila oladigan (16 Gs dan 20 000 Gs gacha) gazlar, suyuqlik va qattiq jismlardagi elastik tebranishlar va to'liqlar haqidagi ta'limotdir.

8.1-§. TOVUSHNING TABIATI. FIZIK XARAKTERISTIKALAR

Tovush tebranishlari va to'liqlari — mexanik tebranish va to'liqlarning xususiy holdir. Biroq eshituv orqali sezishni baholashda akustik tushunchalarning muhimligini, shu bilan birga uning meditsinadagi tatbiqlarini nazarda tutib, ayrim masalalarni maxsus ko'rib chiqish maqsadga muvofiqdir. Quyidagi tovushlarni bir-biridan farqlash qabul qilingan: 1) tonlar yoki musiqiy tovushlar; 2) shovqinlar; 3) tovush zarbalari.

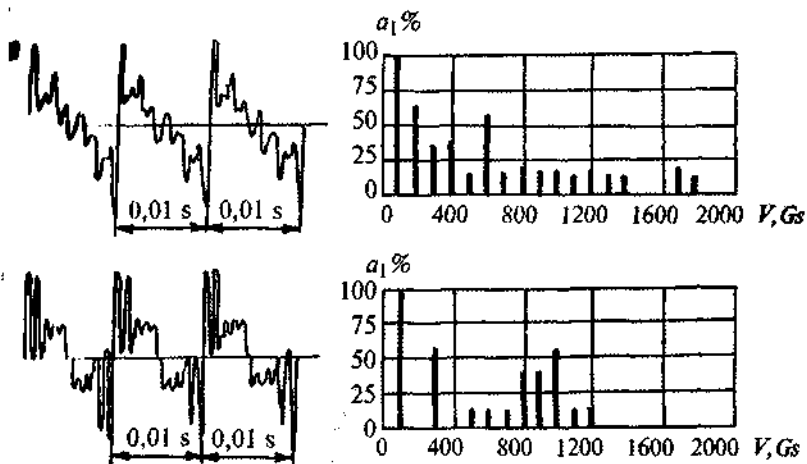
Davriy jarayondan iborat bo'lgan tovush ton deb aytiladi.

Agar bu jarayon garmonik bo'lsa, unda tok oddiy yoki sof deb aytiladi, unga mos yassi tovush to'liqini esa (7.45) tenglama yordamida ifodalanadi. Sof tonning asosiy fizik xarakteristikasi uning chastotasidir. Angarmonik* tebranishlarga murakkab ton mos keladi. Sodda tonli tovushni, masalan, kamerton chiqaradi, murakkab tonli tovushni musiqa asboblari, nutq apparati (unli tovushlar) va hokazolar hosil qiladi.

Murakkab ton oddiy tonlarga ajratilishi mumkin. Ajratilgan tonlarning eng kichik ν_0 chastotasi asosiy tonga mos keladi, qolgan garmonikalar (obertonlar), $2\nu_0$ va $2\nu_0$ hokazo chastotalarga ega bo'ladi. Nisbiy intensivliklarini ko'rsatuvchi chastotalar to'plamini (amplitudaning) akustik spektr deyiladi (6.4-§ga qarang). Murakkab ton spektri chiziqlidir; 8.1-rasmda royalda (a) va klarnetda (b) olingan ayni bir xil notaning $\gamma = 100$ Gs akustik spektri ko'rsatilgan. Shunday qilib, akustik spektr — murakkab tonning muhim fizik xarakteristikasi ekan.

Vaqt o'tishi bilan takrorlanmaydigan, o'zining murakkabligi bilan farq qiluvchi tovushga shovqin deb aytiladi.

* Angarmonik — garmonik bo'lmagan tebranishlar.



8.1- rasm.

Mushinalarning vibratsiyasi, qarsaklar, gorelka alangasining shovqini, sharpa, g'ik hujush, so'zlashganda chiqadigan undosh tovushlar va hokazolar shovqining ta'ulluqlidiri.

Shovqinni tartibsiz o'zgarib turuvchi murakaab tonlar birikmasidan iborat deb qarash mumkin. Agar shovqinni biror shartlilik darajasida spektrga yoyishga harakat qilib ko'rilsa, unda bu spektr uzluksiz bo'ladi, masalan, bunzen gaz koryelkasining (8.2- rasm) yonishi paytida shovqindan hosil bo'ladigan spektr.

Tovush zarba — bu tovushning qisqa muddatli ta'siridir: chapak chalinganda, portlash yuz berganda va hokazolarda hosil bo'ladi.

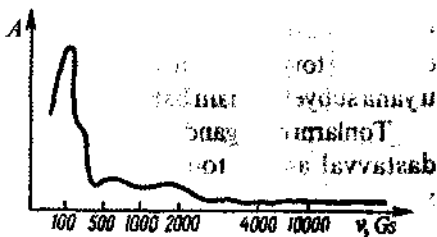
Zarba to'liqlar bilan tovush zarblarini bir-biri bilan chalkashtirib yuborish yaramaydi (7.10- §ga qarang).

Tovushning energetik xarakteristikasi mexanik to'liqin kabi uning intensivligi hisoblangani uchun (7.9- §ga qarang). Umov vektori ko'rinishida ham ifodalanishi mumkin.

Amalda tovushni baholashda uning intensivligidan emas, balki tovush to'liqini suyuqlik va gaz muhitidan o'tayotganda hosil bo'ladigan qo'shimcha tovush bosimidan foydalanish qulayroq. Yassi to'liqin intensivligi, tovush to'liqini bosimi bilan quyidagi ko'rinishda bog'langan:

$$I = p^2 / (2\rho c) *$$

* Qat'iy qilib aytganda bu formulada p ni tovush bosimining o'rtacha amplitudasi deb tushunish mumkin.



8.2- rasm.

bu yerda ρ — muhitning zichligi; c — tovushning tezligi. Odamning normal qulog'i yetarlicha keng diapazondagi tovush intensivliklarini qabul qiladi: masalan, 1kGs chastotada, $I_0 = 10^{-12} \text{ Vt/m}^2$ yoki $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$ (eshitish bo'sag'asi) dan to $I_{\max} = 10 \text{ Vt/m}^2$ yoki $\rho_{\max} = G_0 \text{ Pa}$ (og'riq sezish bo'sag'asi) gacha bo'lgan tovush intensivliklarini qabul qila oladi. Bu intensivliklarning nisbati 10^{13} ga teng, shu sababli tovush intensivliklarini xarakterlashda logarifmik birliklardan (1.1- §ga qarang) va logarifmik shkalalardan foydalanish qulaydir. Tovush intensivligi darajalarining shkalasi quyidagi ko'rinishda tuziladi: I_0 ning qiymatini shkalaning boshlang'ich darajasi qilib, boshqa har qanday I intensivlikni esa uning I_0 ga nisbatining o'nli logarifmi orqali ifodalaniadi:

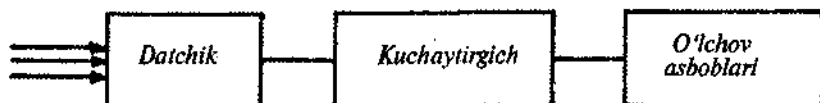
$$L_B = \lg(I / I_0) \quad (8.1)$$

tovush bosimi uchun esa

$$L_B = 2 \lg(p / p_0)$$

Yuqoridagi ifodalarni ularga mos bo'lgan detsibellarda ifodalab, quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$L_{dB} = 10 \lg(I / I_0) \text{ va } \alpha_{dB} = 20 \lg(P / P_1) \quad (8.2)$$



8.3- rasm.

Gazlardagi tovush bosimini o'lchash akkustik kattalikni elektr signaliga aylantirib beruvchi datchikdan, elektron kuchaytirgichdan va elektr o'lchov asbobidan iborat o'lchov mikrofoni (8.3- rasm) yordamida o'lchanadi. Bu sxema gazlarda tovush bosimini aniqlovchi qurilma umumiy tuzilishi sxemasining xususiy holdir (21.1- §ga qarang).

8.2-§. ESHITUV SEZGISINING XARAKTERISTIKALARI. TOVUSHNI O'LCHASH

Odamga bog'liq bo'lmagan holda maxsus qurilmalar yordamida tovushning baholanishi mumkin bo'lgan obyektiv xarakteristikalari 8.11- §da ko'rib o'tilgan edi. Biroq tovush eshituv sezgilarining obyektiv bo'lgani sababli odam tomonidan u yana subyektiv ham baholanadi.

Tonlarni eshitganda, odam ularni balandliklari bo'yicha farqlaydi. Balandlik dastavval asosiy ton chastotasi bilan shartlangan tovushning subyektiv xarakteristikasidir.

Balandlik tonning murakkabligi va intensivligiga juda kam darajada bog'liq; intensivligi katta bo'lgan tovush birmuncha past tonli tovushga o'xshab eshitiladi.

Tovush tembri deyarli spektral tarkibi bilangina aniqlanadi.

№ 1-*a, b* rasmlarda asosiy ton va demak, tonning balandligi birday bo'lsa, turli akustik spektrlar turli xil tembrga mos keladi.

Qattiqlik — tovushning yana bir subyektiv bahosi bo'lib, u eshituv sezgisi shaxsini xarakterlaydi.

Subyektivligiga qaramasdan tovushning qattiqligini ikki manbadan quyotgan tovushning eshituv sezgisiga ko'rsatadigan ta'sirlarini taqqoslash bilan miqdoriy jihatdan baholash mumkin.

Tovush qattiqligi darajalari shkalasini tuzish asosida Veber-Fexnerning muhim fizik qonuni yotadi. Bu qonunga muvofiq agar ta'sirotda (qitiqlanish, shublanish) geometrik progressiya bo'yicha (ya'ni bir xil son marta) orttirib olingan bo'lsa, u holda bu ta'sirotda sezilishi arifmetik progressiya bo'yicha (ya'ni xil miqdorda) o'sib boradi. Bu qonunni tovushga tatbiq etsak, tovush intensivligi qator ketma-ket qiymatlarga ega bo'lganda, masalan, $a_1 I_0, a_2 I_0, a_3 I_0$

biror koeffitsiyent, $a > 1$) ularga mos tovush qattiqligining sezilishlari E_0, E_1, E_2, E_3 va hokazo bo'ladi.

Buning matematik mazmuni tovushning qattiqligi shu tovush intensivligining logarifmiga proporsional demakdir. Agar intensivliklari I va I_0 bo'lgan (I_0 — quyotuv bo'sag'si) ikki tovush ta'sir qilayotgan bo'lsa, Veber-Fexner qonuniga ko'ra biror tovushning qattiqligi unga nisbatan intensivlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$E = k \lg(I / I_0) \quad (8.3)$$

bu yerda k — proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, u chastota va intensivlikka bog'liq.

Agar k proporsionallik koeffitsiyenti o'zgarmas bo'lganda edi, (8.1) va (8.3) formulalardan tovush intensivligining logarifmik shkalasi tovush qattiqligi shkalasiga mos kelishi kelib chiqar edi. Bu holda tovush qattiqligi, intensivlik kabi bellarda yoki detsibellarda ifodalangan bo'lar edi. Biroq k ning chastotaga va intensivlikka haddan tashqari bog'liqligi tovush qattiqligini (8.3) formuladan foydalanib oddiygina aniqlashga imkon bermaydi. Shartli ravishda 1 kGs chastotada tovushning qattiqligi va intensivligi bir-biriga teng

deb hisoblanadi, ya'ni $k = 1$ va $E_B = \lg \left(\frac{I}{I_0} \right)$

yoki (8.2) ga o'xshash holda

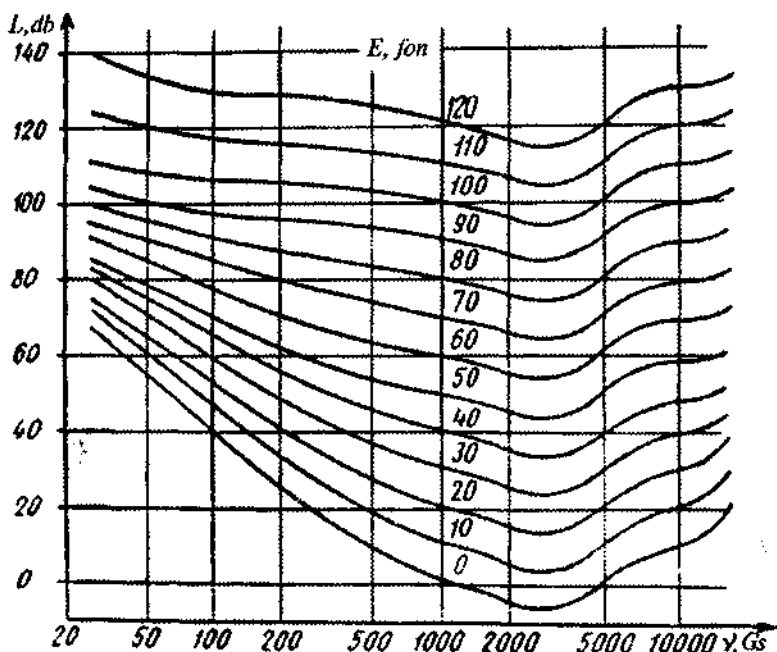
$$E_\Phi = 10 \lg(I / I_0) \quad (8.4)$$

Tovush intensivligi shkalasidan farq qilishi uchun tovush qattiqligi shkalasida detsibellar fonlar (fon) deb aytiladi.

Boshqa chastotalarda tovush qattiqligini o'lchash uchun tekshiriladigan tovushni chastotasi 1 kGs bo'lgan tovush bilan taqqoslash lozim. Buning uchun *tovush generatori* yordamida 1 kGs chastotali tovush hosil qilinadi. Bunda hosil bo'lgan eshituv sezgisi tekshiriladigan tovush qattiqligi hosil qilingan eshituv sezgisiga mos bo'lguncha tovush intensivligi o'zgartiril boriladi. Asbob yordamida detsibellarda o'lchangan 1 kGs chastotali tovushning intensivligi shu tovushning fonlarda ifodalangan qattiqligiga teng bo'ladi.

Turli xil chastotalarda tovush intensivligi va qattiqligi orasidagi moslikni topish uchun qattqlik qiymati teng bo'lgan egri chiziqlardan foydalaniladi (8.4-rasm). Bu egri chiziqlar yuqorida bayon qilingan usul asosida eshituv qobiliyat normal bo'lgan odamlardan olingan o'rtacha ma'lumotlar asosida qurilgan.

Pastki egri chiziq eng kuchsiz eshitilayotgan tovushlar intensivligi eshituvchanlik bo'sag'asiga mos keladi. Bunda hamma chastotalar uchun $E = 0,1$ kG chastotali tovush intensivligi $I_0 = |pVt| m^2$ Keltirilgan egri chiziqlardan ko'rinib turibdiki, odamning o'rtacha qulog'i normal holda 2500–3000 Gs chastotalarda yetarlicha sezgirlikka ega bo'lar ekan. Har bir oraliq egri chiziqлари bir xil tovush



8.4- rasm.

g'ra, lekin turli chastotalarda turli xil intensivliklarga ega bo'ladi. Qattiqliklari olingan alohida egri chiziqlardan tovush chastotalarining muayyan bir nuqtada xuddi shunday qattiqlik hosil qiluvchi tovush intensivligini aniqlash mumkin. Bir xil tovush qattiqligini ifodalovchi egri chiziqlar to'plamidan tovushning turli xil chastotalardagi tovush qattiqligiga mos keluvchi ma'lum chastotalardagi tovushni topish mumkin.

Misol: chastotasi 100 Gs bo'lgan tovush intensivligi 60 dB ga teng. Bu tovushning qattiqligi nimaga teng? Buning uchun 8.2- rasmdan koordinatlari 60 dB ga teng bo'lgan nuqtani topamiz. Bu nuqta egri chiziqning chastota darajasi 30 fonga teng bo'lgan nuqtasida yotadi. Demak, tovush qattiqligi 30 fonga teng bo'ladi.

Turli xil xarakterli tovushlar to'g'risida ma'lum bir fikrga ega bo'lish uchun tovushning fizik xarakteristikalarini keltiramiz (10- jadval).

10- jadval

Tovushning tahminiy xarakteri	Tovush intensivligi, V/m^2	Tovush bosimi, Pa	Eshituv bo'sag'asiga nisbatan tovush intensivligi darajasi, dB (yoki 1kGs chastota uchun tovush qattiqligi darajasi, fon)
Eshituv bo'sag'asi	10^{-12}	0,00002	0
Yurak tonlari stetoskop orqali	10^{-11}	0,000064	10
Shovqirlash	10^{-10}	0,0002	20
Uyqurlash	10^{-9}	0,00064	30
Uyqurlash			
ekin	10^{-6}	0,002	40
normal	10^{-7}	0,0064	50
qattiq	10^{-6}	0,02	60
Nerqulnov ko'cha shovqini	10^{-5}	0,064	80
Shovqin	10^{-4}	0,2	80
metro poyezdi ichida	10^{-3}	0,64	90
motosiklning (maks)	10^{-2}	2	100
samalyot dvigatelining	10^{-1}	6,4	110
Shuning o'zi yaqinidan	10^0	20	120
Uyqurlash bo'sag'asida	10	64	130

Eshitish o'tkirligini aniqlash usuliga *audiometriya* deyiladi.

Audiometriyada maxsus asbob audiometr yordamida turli xil chastotalarda eshitish sezgisi bo'sag'asi aniqlanadi; olingan egri chiziq audiogramma deyiladi. Bemor odam audiogrammasini normal eshituv sezgisi bo'sag'asining egri chizig'i bilan solishtirish eshituv a'zolari kasalliklariga diagnoz qo'yishga yordam beradi.

Shovqin qattiqlik darajasini obyektiv o'lchash uchun shumomer qo'llaniladi. U tuzilishi jihatidan u 8.3- rasmda ko'rsatilgan sxemaga mos keladi. Shumomerning xossalari odam qulog'ining xossalariiga yaqinlashadi (8.4-rasmdagi qattiqliklari teng egri chiziqlarni qarang), buning uchun qattiqlik darajasining turli diapazonlari uchun to'g'rilovchi elektr filtrlardan foydalaniladi.

8.3-§. KLINIKADA TOVUSH YORDAMIDAGI USULLAR BILAN TEKSHIRISHNING FIZIK ASOSLARI

Tovushning eng asosiy mohiyati shundaki, u ham yorug'lik kabi axborot manbai hisoblanadi. Tabiat tovushlari, atrofimizdagi odamlarning gaplari ishlab turgan mashinalarning shovqini bizga ko'p ma'lumotlarni beradi. Tovushning odam uchun qanchalik ahamiyatga ega ekanini bilish uchun (vaqtincha) quloqni berkitib, o'zingizni tovush qabul qilish imkoniyatidan mahrum qilish yetarlidir.

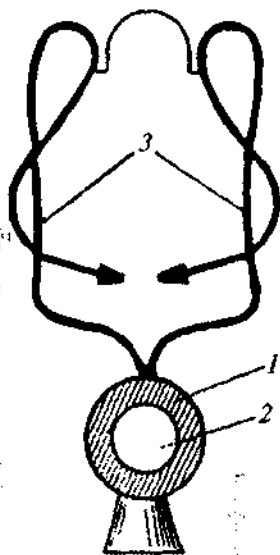
Tabiiyki, tovush odam ichki organlarining holati to'g'risida ma'lumot beruvchi manba ham bo'lishi mumkin.

Kasallikni diagnostika qilishning keng tarqalgan usullaridan biri auskultatsiya (eshitib ko'rish) eramizdan oldingi II asrdayoq ma'lum bo'lgan. Auskultatsiya uchun stetoskop yoki fonendoskop qo'llaniladi. Fonendoskop (8.5- rasm) kovak kapsula 1 dan va tovushni uzatadigan membrana 2 dan iborat. Membrana bemor tanasiga qo'yiladi, undan chiqqan ikkita trubka 3 vrach qulog'iga boradi. Ichi kovak kapsula ichidagi havo ustunida rezonans hodisasi vujudga kelib, tovush chiqarish kuchayadi va auskultatsiya yaxshilanadi.

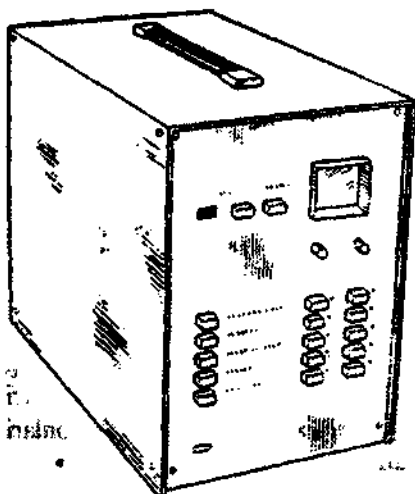
O'pkani auskultatsiya qilishda nafas olish paytida hosil bo'lgan shovqinlarni, kasallik uchun xarakterli

bo'lgan turli xil xirillashlarni eshitib ko'riladi. Yurak tonlarining o'zgarishi va shovqinlarning vujudga kelishiga qarab, yurak ish faoliyatining holati haqida fikr yuritish mumkin. Auskultatsiyadan foydalanib, oshqozonda va ichakdagi to'lqinsimon qisqarishlardagi ortiqcha qo'zg'alishlarni (peristaltikalarni) va ona qornidagi bolaning yurak urishlarini aniqlash mumkin.

Bemorni bir vaqtning o'zida bir necha kuzatuvchilar ishtirokida o'quv maqsadlari va konsilium qilishda eshitib ko'rish uchun mikrofon, kuchaytirgich, gromkogovoritel va bir necha telefonlardan iborat bo'lgan sistemadan foydalaniladi.

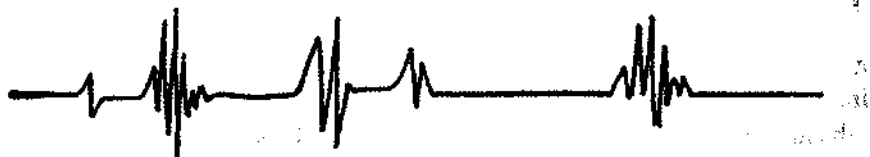


8.5- rasm.



8.6- rasm.

Yurak ishi faoliyatining holatini diagnostika qilishda auskultatsiya metodiga qo'llaniladi. Bu usulning asosini, yurak tonlari va shovqinlarini grafik ko'rishda qayd qilish va ularni akustik analiz qilishdan, tushuntirishdan iboratdir. Fonokardiogrammani yozib olish fonokardiograf yordamida amalga oshiriladi (8.6- rasm). Fonokardiograf, mikrofon, kuchaytirgich, chastota filtrlardan va qayd qiluvchi qurilmadan iborat. 8.7- rasmda normal fonokardiogramma ko'rsatilgan.



8.7- rasm.

Yuqorida bayon etilgan usuldan tubdan farq qiluvchi yana bir usul perkussiya usuli bo'lib, bunda tananing turli qismlariga urib ko'rishda chiqayotgan tovushlar qayd ko'riladi.

Faraz qilaylik, biror jism ichida havo bilan to'ldirilgan berk soha berilgan bo'lsin. Agar bu jismda tovush tebranishlari hosil qilinsa, tovush tebranishlarining ma'lum bir chastotasida bu berk sohadagi havo rezonanslana boshlab, shu berk sohaning o'lchami va turish vaziyatiga mos keluvchi tonni ajratadi va kuchaytiradi. Odam tanasini ham sxematik ko'rishda gaz bilan to'ldirilgan (o'pka), suyuqliklar (ichki a'zolar), qattiq jismlar (suyaklar) hajmlarining yig'indisidan iborat deb tasavvur etish mumkin. Tana sirti bo'ylab urib ko'rilganda tebranishlarning keng diapazondagi chastotasi hosil bo'ladi. Bu diapazon oralig'idagi ayrim tebranishlar yetarlicha tez so'nadi, boshqalari, ya'ni havo bo'shlig'ining xususiy chastotasi bilan mos kelgani esa rezonans tufayli kuchayib, eshituvchan bo'lib qoladi. Tajribali vrach perkussiya tovushlari toniga qarab, ichki a'zolar holatini va topografiyasini aniqlaydi.

8.4§. TO'LQIN QARSHILIK. TOVUSH TO'LQINLARINING QAYTISHI. REVERBERATSIYA

Tovush bosimi p muhit zarrachalari tebranishlarining tezligi v ga bog'liq. Hisoblashlar

$$p = \rho \cdot c \cdot v \quad \text{yoki} \quad p = \rho c v \quad (8.5)$$

ekanini ko'rsatadi, bu yerda ρ — muhitning zichligi; c — to'lqinning muhitdagi tezligi. ρc ko'paytmani solishtirma akustik impedans deyiladi, yassi to'lqin uchun esa uni to'lqin qarshilik deb aytiladi. To'lqin qarshilik — ikki muhit chegarasida to'lqinning sinishi va qaytish shartlarini aniqlashda muhitning muhim xarakteristikalaridan biridir.

Tovush to'qlini ikki muhitni ajratib turuvchi sirt chegarasiga tushayotgan bo'lsin deb faraz qilaylik. To'qlinning bir qismi qaytadi, bir qismi esa sinadi. Tovush to'qlinlarining qaytishi va sinishi yorug'lik to'qlinlarining sinishi va qaytishiga o'xshashdir. Singan to'qlin ikkinchi muhitda yutilishi va undan chiqishi ham mumkin. Aytaylik, ikki muhit chegarasiga yassi to'qlin normal holda tushayotgan bo'lsin. Tushayotgan to'qlin intensivligi, singan I_1 (o'tgan to'qlinning ikkinchi muhitdagi intensivligi I_2 bo'lsin. I_2 ning I_1 ga nisbatini bilan belgilaymiz:

$$\beta = \frac{I_2}{I_1} \quad (8.6)$$

bu nisbat tovush to'qlinlarining o'tuvchanlik koeffitsiyenti deyiladi.

Reley tovushning o'tuvchanlik koeffitsiyenti quyidagi formula yordamida aniqlanishini ko'rsatdi:

$$\beta = 4 \frac{c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2}{[c_1 \rho_1 / (c_2 \rho_2) + 1]^2} \quad (8.7)$$

(8.6) dan ko'rinib turibdiki, β ning olishi mumkin bo'lgan eng katta qiymati 1 ga teng. (8.7) dan, agar $c_1 \rho_1 = c_2 \rho_2$ bo'lsa, $\beta = 1$ ekanini topamiz. Shunday qilib, ikki muhitning to'qlin qarshiligi bir xil bo'lganda sirtga normal holatda tushayotgan to'qlin ikki muhit chegarasida qaytmasdan to'g'ri o'tadi.

Agar ikkinchi muhitning to'qlin qarshiligi birinchi muhitning to'qlin qarshiligidan juda katta bo'lsa ($c_2 \rho_2 \gg c_1 \rho_1$) u holda (8.7) o'rnida quyidagi hosil bo'ladi:

$$\beta = 4c_1 \rho_1 / (c_2 \rho_2) \quad (8.8)$$

chunki $c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2 \ll 1$. Ayrim moddalarning 20°C dagi to'qlin qarshiliklarini keltirmiz (11- jadval).

11- jadval

	ν , $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$		ν , $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Temir	4 000 000	Rezina	60 000
Beton	4 800 000	Havo	400
Suv	1 440 000	Moy	1 350 00

Tovush to'qlinining havodan betonga va suvga o'tuvchanlik koeffitsiyentini aniqlash uchun (8.8) dan foydalanamiz:

$$\beta = \frac{4 \cdot 400}{4 \cdot 800000} 100\% = 0,037\%$$

$$\beta = \frac{4 \cdot 400}{1440000} 100\% = 0,12\%$$

Ma'lumotlar bizda tovush to'liqlari energiyasining juda oz qismigina o'z ichiga olgan beton va suvga o'tar ekan, degan tasavvur hosil qiladi. Ushbu qanday berk xonada uning devori, shipi, jihozlari va hokazodan qaytgan tovush boshqa devorlar, pollarga va hokazoga tushadi, yana qaytadi va yutiladi. Shu sababli tovush manbai o'z ta'sirini to'xtatgandan ham xonada tovush to'liqlari hosil bo'lishi uzoq vaqt davom etib, shovqin qaynaydi. Bu ayniqsa, katta, keng binolarda juda sezilarli bo'ladi. Berk xonalarda tovush to'xtatilgandan so'ng tovush to'liqlarining sekin-asta so'nib borish sur'atini reverberatsiya deyiladi.

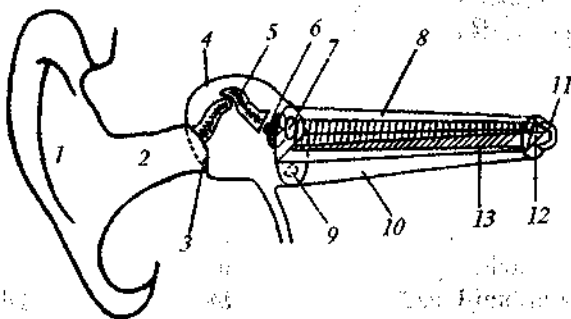
Reverberatsiya, bir tomondan, foydalidir, chunki qaytgan to'liqning energiyasi hisobiga qabul qilinayotgan tovush kuchayadi, lekin ikkinchi tomondan haddan tashqari reverberatsiya uzoq davom etsa, nutqning, shovqinning eshutilishini ancha yomonlashtiradi, chunki tekstning har bir yangi jumlasi oldingisi bilan ustma-ust tushadi. Shu sababli odatda biror optimal reverberatsiya vaqti ko'rsatiladiki, bu dasrxonalar, teatr va konsert zallarini va hokazolarni qurishda hisobga olinadi. Masalan, Moskvadagi Kolonna zali to'la bo'lganda reverberatsiya vaqti 1,70 s, shu zal bo'sh bo'lganda reverberatsiya vaqti 4,55 s, Bolshoy teatr to'la bo'lganda reverberatsiya vaqti 1,55 s, bo'sh holda esa 2,05 s.

8.5-§. ESHITUV SISTEMASI FIZIKASI

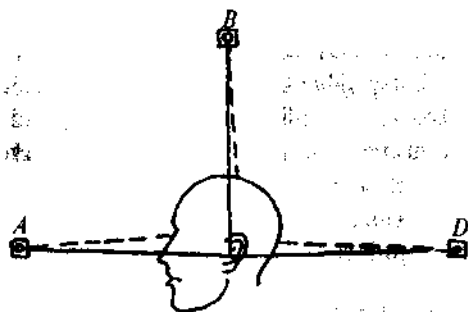
Eshituv sistemasi tovush to'liqlarini qabul qiluvchi priyomnikni bevosita tovush miya bilan bog'laydi.

Kibernetika tushunchalarini qo'llanib, eshituv sistemasi qabul qiladi, qaytadan eshitiladi va ma'lumotni uzatadi deb aytish mumkin. Eshituv fizikasini ko'rib chiqish uchun butun eshituv sistemasidan tashqari, o'rta va ichki quloqni ajratamiz.

Tashqi quloq 1 quloq suprasidan va 2 tashqi eshitish yo'lidan iborat (8.8-rasm).



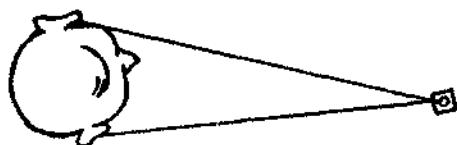
8.8- rasm.



8.9- rasm.

holda turlicha difraksiyalanadi (difraksiya masalalari 24.61- §da batafsil ko'rib o'tiladi). Bu esa eshitish yo'liga tushayotgan tovush to'lqinlari spektral tarkibini turlicha o'zgartirishga olib keladi. Odam tajriba tufayli tovush manbai tomon o'z yo'nalishini o'zgartirsa (8.9- rasm, *A*, *B* va *D* yo'nalishlar), tovush to'lqinlarining spektri o'zgarishini his qiladigan bo'ldi.

Ikki ta'rov tovush qabul qilish sistemasiga (quloqlarga) ega bo'lgan odamlar va hayvonlar tovush manbaiga tomon yo'nalish gorizontallikda ham (binaural effekt, 8.10- rasm) o'zgartirishga qodirdir. Buning sababi shundaki, tovush manbaidan quloqlargacha turlicha masofani bosib o'tgan uchun o'ng va chap quloqlar suprasiga tushayotgan to'lqinlar orasida fazalar farqi paydo bo'ladi. Bu



8.10- rasm.

yo'llar farqi (δ) va fazalar farqi ($\Delta\varphi$) orasidagi bog'lanish 24.1- §da yorug'lik interferensiyasini tushuntirishda keltirib chiqarilgan. Agar tovush manbai odamning yuzi ro'parasida turgan bo'lsa, unda $\delta = 0$, $\Delta\varphi = 0$ bo'ladi, agar tovush manbai quloq suprasining bir tomoni qarshisida joylashgan bo'lsa, u holda ikkinchi quloq suprasiga tovush kechikib yetib keladi. Taxminan tovush to'lqini bosib o'tgan yo'llar ayirmasi δ ikkala quloq supralari orasidagi masofaga teng. Fazalar farqi $\Delta\varphi$ ni (24.9) dan foydalanib, $\delta = 0,15 \text{ m}$ va $v = 1 \text{ kGs}$ qiymatlarida hisoblash mumkin. U taxminan 180° ga teng.

Gorizontallikda tovush manbai tomon turli yo'nalishlarga quloq suprasiga kelayotgan tovushlarning (yo'llar ayirmasi) $\delta = 0,15 \text{ m}$ chastota $v = 1 \text{ kGs}$ bo'lganda 0° dan 180° gacha bo'lgan fazalar farqi mos keladi. Normal eshitish qobiliyatiga ega bo'lgan odam, tovush manbaiga nisbatan quloq suprasining burilishini 3° gacha aniqlikda seza oladi, bunda fazalar farqi esa 6° ga mos keladi. Shu sababli aytish mumkinki, odam fazalar farqi 6° gacha o'zgaradigan tovushlarni farqlash qobiliyatiga ega.

Odamda quloq suprasini eshituvni ta'milashda jiddiy rol o'ynamaydi. U sagittal tekislik bo'yicha joylashgan holda, u tovush manbaiga tomon yo'naltirishga imkon beradi. Buning ma'nosini tushuntiraylik. Tovush manbaidan quloq suprasiga tushayotgan tovush to'lqinlari. Manbaniy vertikal tezlikda joylashishiga (8.9-rasm) qarab tovush to'lqinlari quloq suprasida uning spetsifik tuzilishiga bog'liq

Harmonial effektga fazalar farqidan tashqari turli xil quloqlarga tushayotgan tovush intensivligining turlicha bo'lishi va yana quloqlarning biriga boshdan „akustik soya“ hosil bo'lishi imkoniyat yaratadi. Manbadan chap tomonga tovush difraksiya tufayli tushayotganligi 8.10- rasmda sxematik ko'rsatilgan.

Tovush to'liqini tashqi eshitish yo'li 2 orqali o'tadi va nog'ora parda 3 orqali qisman qaytadi. Tushayotgan va qaytayotgan to'liqlarning interferensiyasi natijasida akustik rezonans yuz berishi mumkin. Bu hol to'liqning uzunligi tashqi tovush yo'li uzunligidan to'rt marta katta bo'lganda yuz beradi. Har bir qulog'ida eshitish yo'lining uzunligi taxminan 2.3 sm; demak, akustik rezonans chastota

$$v = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^2}{4 \cdot 2,3 \cdot 10^{-2}} = 3kGs$$

ligida vujudga keladi.

O'rta quloqning eng muhim qismlaridan biri nog'ora parda va va eshitish suyakchalari: bolg'acha 4, sandon 5, uzangi 6 va ularga tegishli muskullar, shuningdek, yulur va bog'lovchilar hisoblanadi. Suyakchalar mexanik tebranishlarning har birini harbi quloq havo muhitidan ichki quloq suyuqlik muhitiga uzatilishini amalga oshiradi. Ichki quloq suyuqlik muhitining to'liqin qarshiligi taxminan suvning to'liqin qarshiligiga teng. Yuqorida ko'rsatilgandek (8.4- §ga qarang), tovush to'liqlarining havodan to'g'ridan-to'g'ri suvga o'tishida tushayotgan to'liqin intensivligining faqat 0,122%igina suvga uzatiladi. Bu juda oz, albatta. Shuning uchun o'rta quloqning vazifasi ichki quloqqa tovush intensivligini ko'proq o'tkazishga yordam qilishdan iborat. Texnika tili bilan aytganda, o'rta quloq havoning va ichki quloq suyuqligi to'liqin qarshiliklarini bir-biriga tenglashtiradi.

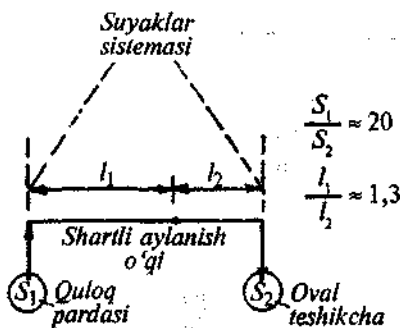
Suyakchalar sistemasida bolg'achaning bir uchi nog'ora parda bilan bog'langan (yuzi $S_1 = 64 \text{ mm}^2$) ikkinchi uchi sandonni uzangi bilan ichki quloq oval teshikchasiga (yulur shakldagi) teshikcha bilan bog'langan (yuzi $S_2 = 3 \text{ mm}^2$).

Nog'ora pardaga p_1 bosim tovush to'liqini ta'sir qiladi, bu kuch

$$F_1 = p_1 S_1 \quad (8.9)$$

bu formulaga bilan ifodalanadi. Bunda ichki quloqning oval teshikchasiga suyuqlik muhitida p_2 tovush bosimini hosil qiluvchi F_2 kuch ta'sir qiladi. Ular orasidagi bog'lanish quyidagicha ifodalanadi:

$$F_2 = p_2 S_2 \quad (8.10)$$



8.11- rasm.

Suyakchalar sistemasi richag kabi ishlab, odamda ichki quloq tomonidan kauchdan 1,3 marta yutuq beradi sxema-tik tasviri 8.11- rasmda berilgan, shu sababli quyidagicha yozish mumkin:

$$F_1 / F_2 = I_2 / I_1 \quad (8.11)$$

(8.9)ni (8.10)ga bo'lib, uni (8.11) bilan tenglashtirib, quyidagini hosil qilamiz

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{p_1 S_1}{p_2 S_2} = \frac{I_2}{I_1}$$

bundan

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{S_1 I_1}{S_2 I_2} = 20 \cdot 1,3 = 26$$

yoki logarifmik birliklarda (1.1-§ga qarang)

$$LdB = 20 \lg(p_2 / p_1) = 20 \lg 26 = 20 \cdot 1,415 \approx 28dB.$$

O'rta quloq tashqi tovushning bosimini ichki quloqqa shunday darajada oshirib uzatar ekan.

O'rta quloqning vazifalaridan biri tovush intensivligi katta bo'lganda uzatilayotgan tebranishlarni kuchsizlantirishdir. Bu esa o'rta quloq suyakchasi muskullarinnig reflektorli bo'sh shashi tufayli amagla oshiriladi. O'rta quloq atmosfera bilan eshitish (yevstaxiyev) nayi orqali birlashtiriladi.

Tashqi va o'rta quloq tovush o'tkazuvchi sistemalarga kiradi. Ichki quloq tovush qabul qiluvchi sistema hisoblanadi.

Ichki quloqning asosiy qismi spiral shaklida buralgan chig'anoq bo'lib, mexanik tebranishlarni elektr signallariga aylantirib beradi. Ichki quloqqa chig'anoqdan tashqari eshituv funksiyasiga taalluqli bo'lmagan vestibular apparat kiradi (6.4-§ ga qarang).

Odam chig'anoq'i suyak moddasidan iborat, uzunligi 35 mm konus shaklidagi spiral bo'lib, $2\frac{3}{4}$ o'ramga ega, asosining diametri 9 mm, balandigi taxminan 5 mm.

Chig'anoq qurishga qulay bo'lsin uchun ochiq holda sxematik ko'rinishda 8.8- rasmda ko'rsatilgan. Chig'anoq bo'ylab uchta kanal o'tadi. Ularning oval teshikcha 8 dan boshlanadigan vestibular zina deyiladi. Ikkinchi kanal aylana teshik 9 dan boshlanib, u nog'ora zinasi 10 deyiladi. Vestibular va nog'ora zinalari juda kichik teshikchali gelektotremlar 11 yordamida chig'anoq gumbazi sohasida birlashtirilgan. Shunday qilib, bu ikki kanal biror ko'rinishdagi perelimfa bilan to'ldirilgan yagona sistemani tashkil yetadi. Uzangicha 6 ning tebranishlari oval teshikcha 7 ning membranasiga, undan perelimfaga uzatiladi va aylana teshik membranasiga 9 ni oldinga tortib chiqaradi. Vestibular va nog'ora zinalari orasidagi 12 fazoga chig'anoq kanali deyiladi. U endolimfa bilan to'ldirilgan. Chig'anoq kanali bilan nog'ora zinasi orqasidan chig'anoq bo'ylab asosiy (bazilyar) membrana 13 o'tadi. Ta'sirni qabul qiluvchi hujayralar eshitish retseptorlari

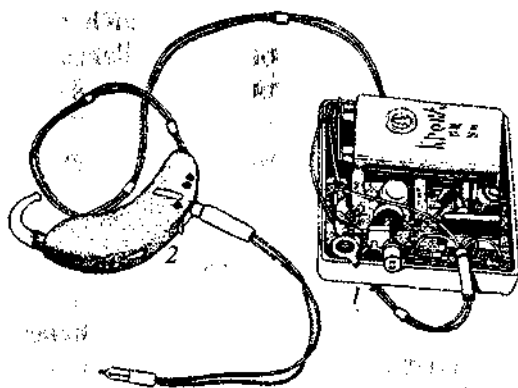
... kortiyev organi mavjud bo'lib, chig'anoqdan yana eshitish nervi ham ... 9- rasmda bular ko'rsatilmagan).

... tiyev a'zosi (spiral a'zo) mexanik tebranishlarni elektr signallariga ... beruvchi organing o'zidir.

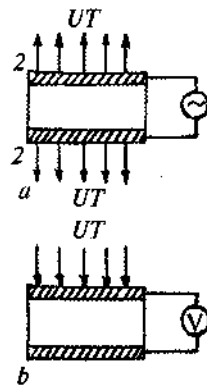
... asosiy membrana uzunligi taxminan 32 mm bo'lib, oval teshikchadan ... tepasiga yo'nalish bo'ylab kengayadi va torayib boradi (0,1 mm dan ... gacha). Asosiy membrana fizika uchun juda qiziqarli struktura bo'lib, u ... tanlash xossalari ega. Bunga Gelmgolts o'z diqqatini qaratib, u asosiy ... pianining sozlangan torlari qatoriga o'xshash tasavvur qildi. Nobel ... laureati Bekeshi bunday rezonans nazariyasining noto'g'ri ekanligini ... Bekeshi o'z ishlarida asosiy membrana mexanik uyg'onishlarni ... bir jinsli bo'lmagan uzatish liniyasi ekanini isbotladi. Asosiy membranaga ... ta'sir ko'rsatilsa, to'lqin tarqala boshlaydi. Bu to'lqinlar chastotasiga ... turlicha so'na boshlaydi. Chastota qancha kichik bo'lsa, uning so'na ... oldin membrana bo'ylab oval teshikdan shuncha uzoq masofaga ... tarqaladi. Masalan, chastotasi 300 Gs bo'lgan to'lqin so'na boshlagunga ... oval teshikchadan taxminan 25 mm masofaga tarqaladi, chastotasi 100 ... bo'lgan to'lqin o'zining maksimumiga 30 mm ga yaqin oraliqda erishadi.

... kuzatilgan bunday kuzatishlar asosida yaratilgan nazariyaga muvofiq qabul ... tonlar yuksakligi asosiy membrana tebranishlari maksimumining ... bilan aniqlanadi. Shunday qilib, ichki quloqda aniq bir funksional zanjir ... mavjudligi kuzatiladi, oval teshik membranasining tebranishi — perilimfaning ... tebranishi — asosiy membraning murakkab tebranishlari — sochsimon tolalar ... qitqlash (kortiy organi retseptorlari) — elektr signalini generatsiya ... qilish.

Tovush eshitmaslikning (karlikning) ayrim shakllariga chig'anoq retseptor ... apparatining jarohatlanishi sabab bo'ladi. Bunday hollarda chig'anoq mexanik



8.12- rasm.



8.13- rasm.

tebranishlar ta'sirida elektr signallarini generatsiyalamaydi. Bunday karlarga yordam berish mumkin. Buning uchun chig'anoqqa elektrodlar kiritiladi va ularga elektr signallari beriladiki, bu signallar mexanik ta'sirlar tufayli hosil bo'ladigan stimulg'a mos bo'lsin.

Chig'anoq asosiy funksiyasi protezlash (almashtirish). Koxlear protezlash bir necha mamlakatlarda ishlatilib ko'rilmog'da.

Koxlear protezlash usuli 2- Moskva meditsina institutida ishlab chiqilib, amalga oshirilgan. Koxlear protezlash 8.12- rasmda ko'rsatilgan, bu yerda 1 — asosiy korpus, 2 — quloq orqasiga qo'ygich mikrofon bilan, 3 — implantatsiyalanuvchi elektrod bilan ulovchi vilkadan iborat.

8.6-§. ULTRATOVUSH VA UNING TIBBIYOTDA QO'LLANILISHI

Chastotalari 20 kGs dan ortiq bo'lgan tebranishlar va to'lqinlarga ultratovush (UT) deyiladi.

Ultratovush chastotalarining yuqori chegarasini taxminan 10^9 – 10^{10} Gs deb hisoblash mumkin. Bu chegara molekular orasidagi masofa orqali belgilangani sababli ultratovush tarqalayotgan moddaning agregat holatiga bog'liq bo'ladi.

Ultratovushni generatsiyalashda nurlantirgichlar deb ataladigan qurilmalardan foydalaniladi. Teskari pyezoelektrik effektga asoslanib ishlaydigan elektromexanik nurlantirgichlar juda keng tarqalgan (14.7- §ga qarang). Teskari pyezoeffekt — jismlarning elektr maydon ta'sirida mexanik deformatsiyalanishidir. Bunday nurlantirgichning asosiy qismiga (8.13- a rasm) p'ezoelektrik xossalari yaxshi namoyon bo'ladigan moddalardan (kvars, signet tuzi, titanat bariy asosidagi keramik materiallardan) yasalgan plastina yoki sterjen 1 hisoblanadi. Plastinka sirtiga o'tkazgich qatlam ko'rinishidagi 2 elektrodlar yuritilgan. Agar elektrodarga generator 3 dan o'zgaruvchan elektr kuchlanishi berilsa, plastina teskari pyezoeffekt tufayli vibratsiyalanib, elektr maydonining o'zgarish chastotasiga mos holdagi chastota bilan mexanik tebranishlar tarqatada.

Mexanik to'lqinlarni eng katta nurlantirish effekti rezonans hosil bo'lish sharti (7.6- §ga qarang) bajarilgan holdagina yuz beradi. Masalan, qalinligi 1 mm bo'lgan kvars plastina uchun rezonans chastotasi 2,87 MGs, segnet tuzi uchun 1,5 MGs va titanat bariy uchun 2, 75MGs.

Pyezoeffekt asosida (to'g'ri pyezoeffekt) ultratovush priyomnigini yasash mumkin. Bunda mexanik to'lqin (ultratovush to'lqinlari) ta'sirida kristall deformatsiyasi yuz berib (8.13- b rasm), u esa pyezoeffekt tufayli o'zgaruvchan elektr maydonini generatsiyalaydi; bunga mos bo'lgan o'zgaruvchan kuchlanishni o'lchash mumkin.

Ultratovushning meditsinada qo'llanilishi uning tarqalishidagi va xarakteridagi o'ziga xos xossalari bilan bog'liq. Bu masalani ko'rib o'taylik.

Fizik tabiatiga ko'ra ultratovush tovush kabi mexanik (elastik) to'lqindir. Biroq ultratovush to'lqin uzunligi tovush to'lqini uzunligidan aytarli darajada

dir. Masalan, suvda to'liqin uzunligi 1,4 m ga teng (1 kGs, tovush), 1,4 m (1 Mgts, Ut) va 1,4 mkm (1GGs, Ut). To'liqinlar difraksiyasi (24.5- §ga qarang) to'liqin uzunliklari nisbatiga va to'liqin difraksiyalanayotgan jismning o'lchamiga bog'liq. „Noshaffof“ 1 m o'lchamli jism 1,4 m uzunlikdagi tovush to'liqini uchun to'siq bo'la olmaydi, lekin to'liqin uzunligi 1,4 mm bo'lgan to'lovush uchun esa to'siq bo'la oladi, lekin jism orqasida „ultratovush soya“ hosil bo'ladi. Shuning uchun bu ayrim hollarda ultratovushning difraksiya hodisasini hisobga olmasdan, bu to'liqinlarning tushishi va qaytish hodisasini tushuntirishdagi kabi bu to'liqinlarni nur deb qarashimizga imkon beradi (to'lovushning tushishi va qaytishini tushuntirishdagi kabi).

Ultratovushning ikki muhit chegarasidan qaytishi shu muhitlarning to'liqin qaytishliklari nisbatiga bog'liq (8.4-§ ga qarang). Masalan, ultratovush muskul va suyak usti pardasida suyak chegarasidan, ichki organlar sirtlaridan va suyakdan oldarlardan juda ham yaxshi qaytadi. Shu sababli bir jinsli bo'lmagan jismlar (masalan, suyak va suyak), bo'shliqlar, ichki organlarning va hokazolarning turgan o'rni va sharoitlarini aniqlash mumkin (ultratovush lokatsiya usuli). Ultratovushning lokatsiya usulida uzluksiz va impulsli nurlanishlar qo'llaniladi. Birinchi holda to'liqin ikki muhit chegarasidan qaytgan va tushuvchi to'liqinlarning interferensiyasidan hosil bo'lgan turg'un to'liqinlar kuzatiladi. Ikkinchi holda qaytgan impuls kuzatilib, ultratovushning tekshirilayotgan obyektgacha va undan qaytib kelish vaqti aniqlanadi. Ultratovushning tarqalish tezligini bilgan holda, obyektning qanday tezlikda harakat qilishini aniqlanadi.

Biologik muhitlarning to'liqin qarshiliklari havonikiga nisbatan 3000 marta ko'proqdir. Shu sababli UT-nurlatgichlar odam tanasiga qo'yilsa, ultratovush tana muhitlariga o'tmasdan nurlangich va odam tanasi orasida hosil bo'lgan yupqa qatlam ustunidan qaytadi (8.4- §ga qarang). Havoni qatlamli hosil bo'lmagan ustun uchun nurlangichning sirti yuzasiga yupqa moy qatlamli surtiladi.

Ultratovush to'liqinlarining tarqalish tezligi va ularning yutilishi muhitning holatiga bog'liq; shunga asosan moddalarning molekular xossalari va muhitning o'rganishida ultratovushdan foydalaniladi. Bu turdagi tadqiqotlar molekular akustika foniga taalluqlidir.

(7.53)dan ko'rinib turibdiki, to'liqinlar intensivligi doiraviy chastota kvadratiga to'g'ri proporsional, shunga asosan nisbatan kichik amplitudali to'liqinlardan ham katta intensivliklarga ega bo'lgan to'liqinlarni hosil qilish mumkin. Ultratovush to'liqinlari ta'siridagi zarrachalar tezlanishi juda katta bo'lishi mumkin [(7.12)ga q.], bu esa katta ta'sir kuchlari paydo bo'lishini, biologik obyektlar ultratovush yordamida nurlantirilganda ularga ham zarrachalarga shunday kuchlar ta'sir qilishini ko'rsatadi.

Ultratovush tarqalishida hosil bo'ladigan zichlashish va siyraklashishlar muayyan sharoitlarda uzilishlar hosil qiladi, bunga kavitatsiya deyiladi.

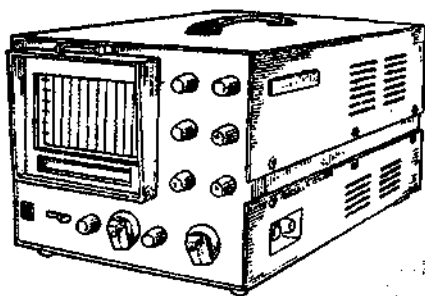
Kavitatsiya uzoq vaqt ushlanib qolmay, tez yopiladi, bunda uncha katta bo'lmagan hajmda ko'p miqdorda energiya ajralib chiqib, moddalarning isishi va shu bilan birga molekullarning ionizatsiyasi va dissotsiatsiyasi yuz beradi.

Biologik obyektlarda ultratovush ta'siri bilan bog'liq holda yuz beradigan fizik jarayonlarning asosiy effektlari quyidagilardan iborat:

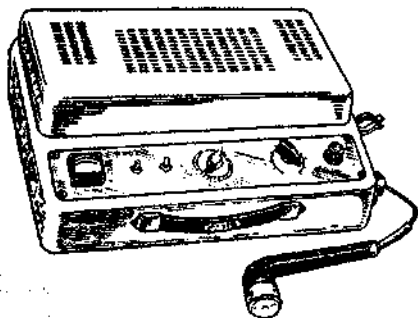
- hujayra va subhujayra darajasidagi mikrovibratsiyalar;
- biomakromolekulalarni parchalash;
- biologik membranalarini jarohatlash va ularning joylanishlarini o'zgartirish, membranalar o'tuvchanligini o'zgartirish (13- bobga qarang);
- issiqlik ta'siri;
- hujayra va mikroorganizmlarning buzilishi. Ultratovushning tibbiy-biologik qo'llanishlarini asosan ikki yo'nalishga ajratish mumkin: kuzatish va diagnostika usullari, ikkinchisi ta'sir etish uslublari.

Birinchi yo'nalishdagi usullarga asosan impulsli nurlanishlardan foydalanuvchi lokatsion usullar kiradi. Bu exoensefalografiya — bosh miya o'smalari va shishlarini aniqlash (8.14- rasmda exoentsefalograf „Exo-12“ ko'rsatilgan); ultratovush kardiografiyasi — yurak o'lchovlarini dinamikada o'lchash; oftalmologiyada — ko'z muhitlari kattaliklarini o'lchash uchun ultratovush lokatsiyasi. Ultratovushning Dopler effektidan foydalanib yurak klapanlari harakatining xarakteri o'rganiladi va qon oqish tezligi o'lchanadi. Diagnostika maqsadlari uchun ultratovush tezligiga asosan o'sib chiqqan va jarohatlangan suyaklarning zichliklari hisoblab topiladi. Ikkinchi yo'nalishga ultratovush fizioterapiyasi taalluqlidir. 8.15- rasmda shu maqsadlarda qo'llaniluvchi apparat UTM-3M ko'rsatilgan. Ultratovush bilan bemorga ta'sir etish apparatning maxsus nurlatgich kallagi yordamida bajariladi. Ko'pincha terapevtik maqsadlar uchun chastotasi 800 KGs, o'rtacha intensivligi 1 Vt/cm^2 ga yaqin va undan uzoq bo'lgan ultratovushlardan foydalaniladi.

Ultratovush terapiyasining birlamchi ta'siri mexanizmi uning to'qimaga ko'rsatadigan mexanik va issiqlik ta'siridir.



8.14- rasm.



8.15- rasm.

Operatsiyalarda ultratovush ham yumshoq, ham suyak to'qimalarini olib tashishga qodir bo'lgan „ultratovush skalpeli“ sifatida foydalaniladi. Ultratovushni suyuqliklar ichidagi jismlarni parchalab, emulsiya hosil qilish jihatidan farmatsevtika sanoatida dori tayyorlashda foydalaniladi. Ultratovush ishtirokida tayyorlangan turli xil dorivorlar emulsiyalari o'pka kasali, qorin nafas yo'llari katari, bronxial astma kabi kasalliklarni davolashda foydalaniladi.

Hozirgi paytda shikastlangan yoki transplantatsiyalanuvchi suyak to'qimalarini „yuvondlash“ning yangi usuli (ultratovush osteosintezi) yaratilgan.

Ultratovushning mikroorganizmlarga halokatli ta'sir ko'rsatishidan foydalanilgan mikrookullarni sterilizatsiya qilishda foydalaniladi.

Ultratovushning ko'rlar uchun qo'llanilishi qiziqarli. „Oriyentir“ ko'z kasalligini davolashda foydalaniladi. Ultratovushning ko'z kasalligini davolashda foydalaniladi. Ultratovushning ko'z kasalligini davolashda foydalaniladi. Ultratovushning ko'z kasalligini davolashda foydalaniladi.

Ultratovushning tibbiyot va biologiyada qo'llanilishi borasida yuqorida keltirilgan misollar bu sohada qilingan barcha tadqiqotlarni o'z ichiga ololmaydi, chunki ultratovushning qo'llanish sohasi rang-barang va uni kengaytirish imkoniyatlari kattadir. Yana ultratovush golografiyasining (24-bobga qarang) tibbiyotga kirib kelishi va undan foydalanish yanada yangi diagnostika usullarining paydo bo'lishiga umid bog'laydi.

8.7-§. INFRATOVUSH

Odam qulog'i qabul qilishi va eshitishi mumkin bo'lgan chastotadan (20 Gs dan) kichik chastotali mexanik (elastik) to'lqinlarga infratovush deyiladi.

Infratovush manbalariga tabiiy obyektlar (dengiz, yer qimirlashi, momaqaldiroq paytidagi razryadlar va boshqalar) bilan bir qatorda sun'iy obyektlar (portlashlar, avtomashinalar, stanoklar va boshqalar) misol bo'ladi.

Infratovush deyarli ko'pchilik hollarda eshutiluvchi shovqinlar bilan birgalikda, masalan, avtomashinada yuz berishi kuzatiladi. Shu sababli infratovush to'lqinlarining xususiy tezligini aniqlashda qiyinchiliklar vujudga keladi.

Infratovushning xarakterli xususiyatlaridan biri uning turli muhitlar tomonidan turlicha yutilishidir, shu sababli u ancha uzoq masofalarga tarqaladi. Yer shari bo'ylab infratovushning bunday tarqalishlari tufayli kuchli portlashlarni manbadan juda uzoq masofalarda turib ham bilish, o'lchangan infratovush to'lqinlarga ko'ra sunami bo'lishini oldindan bilish mumkin va hokazo. Infratovushning to'lqin uzunligi eshutiladigan tovushlarnikidan katta bo'lgani sababli ular yaxshi difraksiyalanadi va to'siqlarni aylanib o'tib binolar ichiga kira oladi.

Infratovush organizmning bir qator sistemalari funksional holatlar yomon ta'sir ko'rsatadi: charchash, bosh og'rig'i, uyquchilik, jahl chiqish boshqalar paydo bo'ladi. Infratovushning organizmga birlamchi ta'sir ko'rsatish mexanizmi rezonansli xarakterga ega deb faraz qilinadi. Xususiy tebranishlar chastotasi bilan tebranishga majbur etuvchi kuchlarning chastotasi bir-biri yaqin bo'lganda rezonans hodisasi yuz beradi (7.6- §ga qarang). Odam gavdasining xususiy tebranishlar chastotasi, gavdaning yotgan holida (3-4 Gs), turgan holda (5-12 Gs), ko'krak qafasining xususiy tebranishlar chastotasi (5-8 Gs), qorin bo'shlig'ini (3-4 Gs) bo'lib, bu infratovush chastotalariga mos keladi.

Infratovush intensivligi darajasini yashash joylarida, ishlab chiqarish korxonalarida va transport vositalari turar joylarida kamaytirish gigiyenaning vazifalaridan biridir.

8.8-§. VIBRATSIYALAR

Texnikada turlicha mexanizm va mashinalarning mexanik tebranishlari vibratsiya deb nom oldi.

Vibratsiya odamga ham ta'sir ko'rsatadi, bu ta'sir odam tanasini vibratsiyalanuvchi obyektga tegib turgan joyi orqali uzatiladi. Bu ta'sir ham xavfli hamda zararli bo'lishi va ma'lum bir sharoitda vibratsiya kasalligini keltirib chiqarishi mumkin, foydali tomoni bo'lishi, undan davolash maqsadlarida (vibroterapiya va vibromassajda) foydalanish mumkin.

Vibratsiyaning asosiy fizik xarakteristikalari jismlarning mexanik tebranishlari xarakteristikalari bilan mos keladi; ular quyidagilar:

- tebranishlar chastotasi yoki angarmonik tebranishlarning garmonik spektri;
- amplituda, tezlik amplitudasi va tezlanish amplitudasi;
- energiya va tebranishlarning o'rtacha quvvati.

Bundan tashqari, vibratsiyaning biologik obyektga ta'sirini bilish uchun to'liq tebranishlarining jismda tarqalish va so'nishini tasavvur qilish muhimdir. Bu masalani kuzatishda inersion massadan, elastik va qovushqoq elementlardan iborat modellar qo'llaniladi (10-3-ga qarang)

Vibratsiyalar eshitiluvchi tovushlar, ultratovushlar va infratovushlar manbaidir.

To'qqizinchi bob

SUYUQLIKLARNING OQISHI VA XOSSALARI

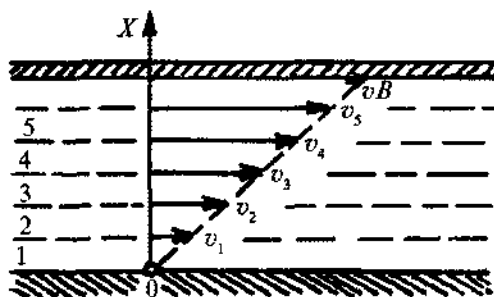
O'zining xossalari jihatidan gazlar va qattiq jismlar orasidagi oraliq holatni egallovchi moddalar suyuqliklarga kiradi. Suyuqliklar muhiti organizmning katta qismini tashkil yetadi, ularning ko'chishi moddalar almashinuvini va hujayralarni kislorod bilan ta'minlash ishini bajaradi, shu sababli suyuqliklarning oqishi va ularning mexanik xossalari, shifokorlar va biologlar uchun zo'r qiziqish uyg'otadi.

Bu bobda bayon etilgan materiallar siqilmaydigan suyuqliklar harakati va ularning atrofdagi qattiq jismlar bilan ta'sirlashuvini o'rganuvchi fizikaning gidrodinamika bo'limi va moddalar oquvchanligi, ularning deformatsiyalari haqidagi ta'limot-reologiyaga taalluqlidir.

9.1-§. SUYUQLIKLARNING QOVUSHOQLIGI. NYUTON TENGLAMASI. NYUTON VA NONYUTON SUYUQLIKLARI

Real suyuqlik oqqanda uning ayrim qatlamlari bir-biriga shu qatlamlarga o'zaro ta'sirlashda yo'nalgan kuchlar bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bu hodisaga kichik ishqalanish yoki qovushqoqlik deyiladi.

Qovushqoq suyuqlikning ikkita qattiq plastinka orasidan oqishini ko'rib o'tamiz (9.1- rasm), ulardan pastkisi qo'zg'almas bo'lib, yuqorigisi v_{yu} tezlik bilan harakatlanadi. Suyuqlikni shartli ravishda bir necha 1, 2, 3 va hokazo qatlamlardan iborat deb tasavvur qilamiz. Tubiga „yopishgan“ qatlam harakatsiz. Tubidan (pastki plastinkadan) uzoqlashgan sari suyuqlik qatlamlari katta tezlikka ega bo'lib boradi ($v_1 < v_2 < v_3, \dots$ va h.k.) yuqorigi plastinkaga yopishgan qatlam yuqinidagi tezlik eng katta bo'ladi.



9.1- rasm.

Qatlamlar o'zaro bir-biriga ta'sir ko'rsatadi. Masalan, uchinchi qatlam ikkinchi qatlamlarning harakatini tezlashtirishga intilsa, o'zi esa ikkinchi qatlam tomonidan tormozlovchi kuch ta'sirini his qiladi, to'rtinchi qatlam ta'siriga esa tezlashadi va hokazo. Ichki ishqalanish kuchi o'zaro ta'sirlashuvchi qatlamlarning S yuziga to'g'ri proporsional va ularning nisbiy tezliklari qancha katta bo'lsa, ichki ishqalanish kuchi ham shuncha katta bo'ladi. Suyuqlik qatlamlarga ajratish shartli bo'lgani sababli ichki ishqalanish kuchini tezlik perpendikular yo'nalishda har bir uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi tezlikni o'zgarishini ifodalovchi kattalik, ya'ni $\alpha v / dx$ tezlik gradiyenti (siljish tezligi) orqali ifodalash qabul qilingan:

$$F_{\text{ishq.}} = \eta \frac{dv}{dx} S \quad (9.1)$$

Bu *Nyuton tenglamasidir*. Bu yerda η proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, uni ichki ishqalanish koeffitsiyenti yoki *dinamik qovushqoqlik* (yoki oddiygina *qovushqoqlik*) deb aytiladi. Qovushqoqlik suyuqlikning (yoki gazning) holatiga va molekular xossalari bog'liq.

Qovushqoqlikning SI tizimidagi o'lchov birligi *paskal-sekund* (Pas). SGS sistemasida qovushqoqlik *puaz* (P) bilan ifodalanadi: $1 \text{ Pas} = 10 \text{ P}$

Ko'pchilik suyuqliklarga qovushqoqlik tezlik gradientiga bog'liq bo'lmaydi, bunday suyuqliklar (9.1) Nyuton tenglamasiga bo'ysunadi, shu sababli ular Nyuton suyuqliklari deyiladi. (9.1) tenglamaga bo'ysunmaydigan suyuqliklar nonyuton suyuqliklari deyiladi. Ba'zan Nyuton suyuqliklari qovushqoqligini normal, nonyuton suyuqliklarini esa anomal deb ataladi.

Murakkab va yirik molekullardan iborat suyuqliklar, masalan, polimerlar eritmasi, molekula va zarrachalarning bog'lanishlari tufayli hosil bo'lgan fazoviy strukturalar nonyuton suyuqliklari hisoblanadi. Ularning qovushqoqligi bir xil sharoitlarda oddiy suyuqliklarnikiga qaraganda ko'p marta kattadir. Bu suyuqliklar qovushqoqligining ortishiga sabab shuki, ularning oqishi paytida sarflanadigan tashqi kuchlarning ishi faqat suyuqlikning qovushqoqligini, ya'ni Nyuton qovushqoqligini yengish uchunгина emas, balki strukturasi buzish uchun ham sarflanadi. Qon nonyuton suyuqlik hisoblanadi.

9.2-§. QOVUSHOQ SUYUQLIKLARNING TRUBALARDAN OQISHI. PUAZEYL FORMULASI

Qovushqoq suyuqlikning trubalardan oqishi tibbiyot uchun alohida qiziqish uyg'otadi, chunki qon oqish sistemasi asosan turli diametrdagi silindrik tomirlardan iborat.

Simmetriya tufayli ma'lumki, trubada oqayotgan suyuqlikda o'qdan bir xil uzoqlikdagi suyuqlikning ikki zarrasi bir xil tezlikka ega. Truba o'qi bo'ylab

o'qatlanayotgan zarrachalar eng katta tezlikka ega bo'ladi: truba devoriga eng yuqori suyuqlik qatlami qo'zg'almasdir. Yuqori tezliklar zarrachalari tezligining o'zgarish ko'ndalang kesimi bo'ylab o'zgarishini taqsimlanishi 9.2- rasmda ko'rsatilgan.



9.2- rasm.

$v = f(r)$ bog'lanishni aniqlash uchun fikran uzunligi l va r radiusi bo'lgan silindrdagi suyuqlik hajmini ajratib olamiz (9.3- a rasm). Bu silindrning uchlarida mos bosimlar p_1 va p_2 ta'minlab turiladi, bu esa natijaviy kuchni quyidagi ko'rinishda o'zgarishga olib keladi:

$$F = p_1 \pi r^2 - p_2 \pi r^2 = (p_1 - p_2) \pi r^2. \quad (9.2)$$

Silindrning yon tomonlari yuziga uni o'rab olgan suyuqliklar tomonidan ichki qisqartiruvchi kuch ta'sir yetadi. Bu kuch quyidagicha ifodalanadi [(9.1) ga qarang]:

$$F_{\text{ishq.}} = \eta \frac{dv}{dr} \cdot S = -\eta \frac{dv}{dr} \cdot 2\pi r l, \quad (9.3)$$

bu yerda $S = 2\pi r l$ silindr ko'ndalang kesimining yuzi. Silindrda suyuqlik tekis harakatda bo'lgani sababli ajratib olingan silindr hajmidagi ta'sir etuvchi kuchlar bir-biri muvozanatlaydi: $F = F_{\text{ishq.}}$. Bu tenglikka (9.2) va (9.3) ni qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$(p_1 - p_2) \pi r^2 = \eta \frac{dv}{dx} \cdot 2\pi r l. \quad (9.4)$$

Tenglamani o'ng tomonidagi „-“ ishorasi tezlik gradiyenti $dv/dr < 0$ (tezlashishi bilan tezlik kamayadi) bo'lgani sababli yozilgan. (9.4) formuladan

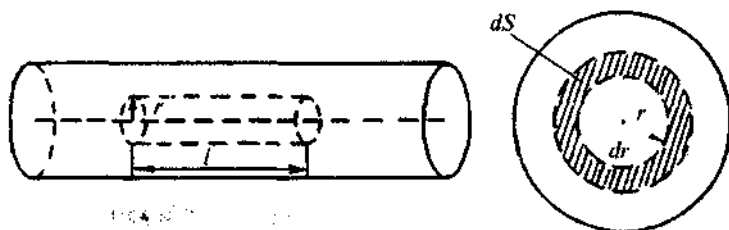
$$dv = -\frac{(p_1 - p_2)}{2l\eta} \cdot r dr.$$

Bu tenglamani integrallaymiz:

$$\int_0^v dv = -\frac{(p_1 - p_2)}{2l\eta} \int_R^r r dr, \quad (9.5)$$

bu yerda integralning quyi chegaralari trubaning ichki sirtiga „yopishib“ turgan suyuqlik qatlamiga tegishli $r = R$ bo'lganda $v = 0$ yuqori chegarasi esa o'zgaruvchidir. (9.5) ni yechib, suyuqlik qatlamlari tezligi bilan ularning truba o'qigacha bo'lgan masofalari orasidagi parabolik munosabatni chiqaramiz (9.2- rasm)da tezlik vektorlari uchlarini aylanib o'tuvchi chiziqqa qarang):

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4l\eta} (R^2 - r^2). \quad (9.6)$$



9.3- rasm.

Truba o'qi $r = 0$ bo'ylab oqayotgan qatlam tezligi eng katta bo'ladi:

$$v_{\max} = (p_1 - p_2) / R^2 / 4l\eta.$$

Gorizontal truba orqali l s da oqib o'tayotgan suyuqlik hajmi Q ni qanday faktorlarga bog'liqligini aniqlaylik. Buning uchun r radiusli va dr qalinlikdagi silindrik qatlam ajratamiz. Bu qatlam kesimining yuzi $ds = 2\pi r dr$ (9.3- b rasm). Qatlam juda yupqa bo'lgani sababli uni bir xil tezlik bilan harakatlanayotgan deyish mumkin. Bu sekunda qatlam olib o'tayotgan suyuqlik hajmi

$$dQ = v \cdot ds = v \cdot 2\pi r dr \quad (9.7)$$

(9.6)ni (9.7)ga qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$dQ = \pi \frac{p_1 - p_2}{2l\eta} (R^2 - r^2) r dr.$$

Buni trubaning butun ko'ndalang kesimi bo'yicha 0 dan R gacha integrallab vaqt birligi ichida truba ko'ndalang kesimidan oqib o'tayotgan suyuqlik hajmi topamiz:

$$Q = \pi \frac{p_1 - p_2}{4l\eta} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} \quad (9.8)$$

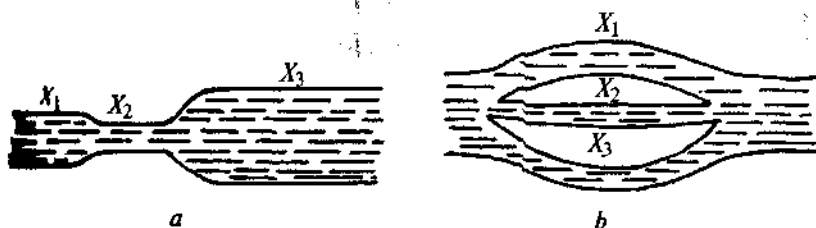
Bu bog'lanish Puazeyl formulalari nomi bilan ma'lumdur.

Puazeyl formulasi (9.8) dan ko'rinib turibdiki, berilgan tashqi ta'sirlar shartlariga asosan trubadan oqib o'tayotgan suyuqlikning qovushqoqligi qancha kichik va truba radiusi qancha katta bo'lsa, suyuqlik shuncha ko'p oqib o'tadi. Q ning radiusga kuchli bog'lanish faqat hajmining o'zarishiga emas, balki truba devori yaqinidagi qatlamlarning nisbatan biror kattalikdagi hissasiga ham bog'liq.

(9.8) Puazeyl formulasi bilan zanjirning bir qismi uchun Om qonuni orasidagi o'xshashlikni ko'rib o'taylik. Potensiallar farqi truba uchlaridagi bosimlar ayirmasiga, tok kuchi truba kesimidan l s da oqib o'tuvchi suyuqlik hajmiga, elektr qarshiligi gidravlik qarshilikka mos keladi:

$$X = 8\eta l / (\pi R^4). \quad (9.9)$$

Qovushqoqlik η va truba uzunligi qancha katta bo'lib, ko'ndalang kesim qancha kichik bo'lsa, gidravlik qarshilik shuncha katta bo'ladi. Gidravlik qarshilik va elektr qarshilikning o'xshashligidan ayrim hollarda parallel va ketma-ket ulangan o'tkazgichlarning qarshiliklarini aniqlash qoidasini ketma-ket va ketma-ket ulangan trubalar sistemasining gidravlik qarshiliklarini aniqlash uchun qo'llanishga imkon beradi. Masalan, uchta o'zaro ketma-ket (9.4- a rasm) va parallel (9.4- b rasm) ulangan uchta trubaning umumiy qarshiliklari quyidagi formulalar yordamida topiladi:



9.4- rasm.

$$X = x_1 + x_2 + x_3. \quad (9.10)$$

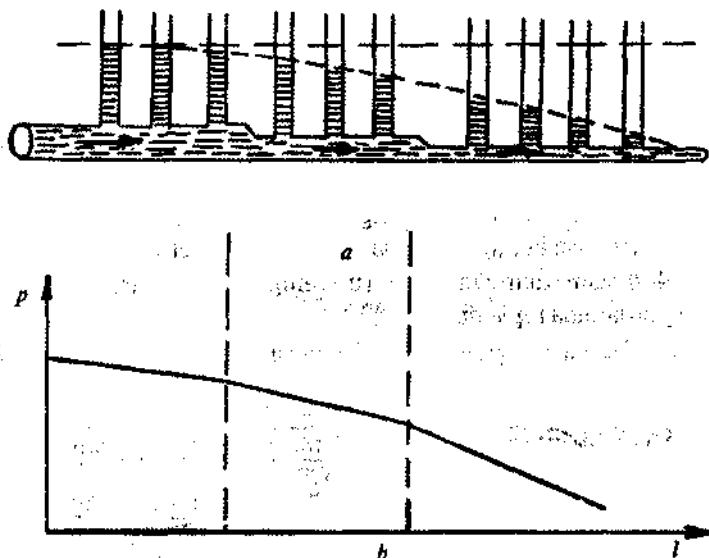
$$X = \left(\frac{1}{X_1} + \frac{1}{X_2} + \frac{1}{X_3} \right)^{-1} \quad (9.11)$$

Puazeyl formulasiga ko'ndalang kesimlari turlicha bo'lgan trubalar uchun ham o'rinli bo'lgan yanada umumiy ko'rinish berish uchun $(p_1 - p_2)/l$ bosim gradyenti $\frac{dP}{dl}$ bilan almashtiramiz, unda (9.8) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta} \cdot \frac{dp}{dl}. \quad (9.12)$$

Qovushqoq suyuqlik oqib turgan turlicha ko'ndalang kesim yuziga o'zaro bo'lgan gorizonta trubaning turli joylariga manometrik trubkalar o'rnatamiz (9.5- a rasm). Ular ko'ndalang kesimi o'zgaruvchan trubalar yo'nalishi bo'ylab statik bosim l ga proporsional ravishda kamayib

borishini ko'rsatadi $\frac{dP}{dl} = \text{const}$. Q bir xil bo'lgani uchun [(9.12) ga qarang] radiusi kichik bo'lgan trubalarda bosim gradyenti katta bo'ladi.



9.5- rasm.

Bosimning truba bo'ylab l — masofaga bog'liqligining grafigi 9.5- l rasmda taqriban ko'rsatilgan.

9.3-§. QOVUSHQOQ SUYUQLIK ICHIDA JISMLAR HARAKATI. STOKS QONUNI

Qovushqoqlik faqat suyuqliklarning idishlardagi harakatlanishidagina emas, balki jismlarning suyuqlik ichidagi harakatida ham yuz beradi. Nyuton qonuniga asosan uncha katta bo'lmagan tezliklarda qarshilik kuchi suyuqlik qovushqoqligiga, jism harakat tezligiga va jism o'lchamlariga bog'liq bo'ladi. Qarshilik kuchini aniqlash umumiy formulasini ko'rsatish mumkin bo'lmagani uchun uning xususiy holini ko'rib chiqish bilan chegaralanamiz.

Jismning eng oddiy shakli sferadir. Sferik jism (sharcha) uchun uning suyuqlikli idish ichidagi harakati paytida hosil bo'lgan qarshilik kuchining yuqorida ko'rsatilgan faktorlarga bog'liqligi stoks qonuni bilan ifodalanadi:

$$F_{\text{ishq.}} = 6\pi\eta r v \quad (9.13)$$

bu yerda r — sharchaning radiusi; v — harakat tezligi. Bu qonun idish devorlari jism harakatiga ta'sir ko'rsatmaydi, deb tasavvur qilinib hosil qilinadi.

Sharchaning qovushqoq muhitda tushishida unga uchta kuch ta'sir yetadi

(9.6- rasm): a) og'irlik kuchi $mg = \frac{3}{4} \cdot \pi r^3 \rho g$; b) siqib chiqaruvchi kuch

(arximed kuchi) $F_A = m_{\text{sh}} g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{\text{sh}} g$ bu yerda m_{sh} — shar siqib chiqargan

likning massasi, ρ_{sh} — uning zichligi; d) F_{ishq} — qovushqoqlik kuchi, u (9.13) formula yordamida hisoblanadi. Sharcha qovushqoq suyuqlikka tushganda tezligi kamayadi. Qarshilik kuchi tezlikka to'g'ri proporsional bo'lgani uchun sharcha tekis harakat qilguncha qarshilik kuchi ham kamayib boradi. Bu holda (9.6- rasm)

$$mg + F_A + F_{ishq} = 0$$

Kuchlar ifodalarini bu formulaga qo'yib skalar shartlarda yozsak:

$$4\pi r^3 \rho g - 4/3\pi r^3 \rho_{sh} g - 6\pi \eta r v_0 = 0 \quad (9.14)$$

bu yerda v_0 sharchaning tekis harakat (tushish) tezligi.

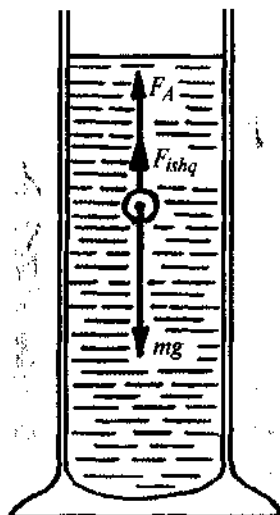
(9.14) dan v_0 ni topamiz:

$$v_0 = 2(\rho - \rho_{sh})r^2 g / (9\eta) \quad (9.15)$$

(9.15) formula faqat sharchaning suyuqlikdagi tushish tezligi uchunгина emas, balki uning gazdagi harakati uchun ham o'z kuchini saqlab qoladi.

Undan ayrim hollarda havo tarkibidagi chang zarrasining cho'kish vaqtini hisoblashda foydalanish mumkin. Buni quyidagi misol yordamida tushuntirish mumkin. Havo uchun turli chang zarralari muallaq bo'lgan muhitda qovushqoqlik — $\eta = 0,000175 P$.

O'lgan kishilar o'pkalarida topilgan chang zarralaridan 80%ining o'lchami 5 mikrometrdan 0,2 mikrometrgacha ekan. Agar chang zarralarini shar shaklida deb olib, uning zichligini havo zichligiga ($\rho \approx 2,5 g / sm^3$) teng deb, chang zarrasining tushish tezligini (9.5) formula yordamida hisoblab, uning qiymati 0,2–0,0003 sm/s bo'lishini topamiz. Bunday chang zarrasi havo oqimi va broun harakati bo'lmagan sharoitda balandligi 3 m bo'lgan xona ichida to'la cho'kish uchun 12 sutka vaqt lozim bo'lar ekan.



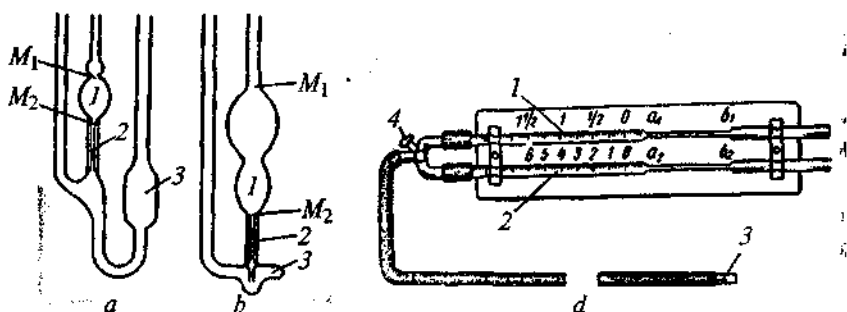
9.6- rasm.

9.4-§. SUYUQLIK QOVUSHOQLIGINI ANIQLASH USULLARI: QON QOVUSHOQLIGINI ANIQLASHNING KLINIK USULI

Qovushqoqlikni o'lchash usullarining to'plamiga *viskozimetriya* deyiladi, bu maqsadlar uchun ishlatiladigan asboblarni esa *viskozimetrlar* deb aytiladi.

Viskozimetriyaning birmuncha keng tarqalgan usullarini ko'rib chiqamiz. Puazeyl qonuni formulasiga asoslangan kapillar usuli: bosim o'zgarishlarining aniq bir qiymatlarida ma'lum massali suyuqliklarning og'irlik kuchi ta'siri ostida kapillarning belgilangan ikki nuqtasi orasidan oqib o'tish vaqtini hisoblashdan iborat. Turli ko'rinishdagi kapillar viskozimetrlar 9.7- a, b rasmda ko'rsatilgan (1 — o'lchov rezervuarlar; M_1 va M_2 belgilari suyuqlikning rezervuarlardan shu

ikki belgi orasidan oqib o'tish vaqtini hisobga olish uchun qo'yilgan; 2 kapillarlar; 3 — oqib o'tgan suyuqliklar to'planadigan idish).



9.7- rasm.

Kapillar viskozimetrlar qonning qovushqoqligini aniqlashda ishlatiladi. Kapillar viskozimetrlar yordamida qovushqoqlikning gazlarga xos bo'lgan qiymatlari 10^{-5} Pa·s dan, to konsistent moylashlarga xos bo'lgan 10^4 Pa·s qiymatli qovushqoqliklar o'lchanadi. Sharchaning suyuqlikda tushish usuli Stoks qonuniga asoslangan viskozimetrlarda qo'llaniladi. (9.15) formuladan qovushqoqlikni topamiz:

$$\eta = 2(\rho - \rho_{sh})r^2g / (9v_0).$$

Shunday qilib, bu formulaning o'ng tomonidagi kattaliklarni bilgan holda va sharchaning tushish paytidagi tekis harakat tezligini o'lchab, aynan shu suyuqlikning qovushqoqligini aniqlash mumkin.

Viskozimetrlarning harakatlanuvchi sharchalar yordamida qovushqoqligini aniqlash $6 \cdot 10^{-2}$ –250 Pa·s chegarasi oraliklarda.

Shuningdek, rotatsion viskozimetrlar ham qo'llaniladi, bunday viskozimetrlarda suyuqlik bir o'qda mahkamlangan ikki jism oralig'ida, masalan, silindrlar orasida bo'ladi. Silindrlardan bittasi (rotor) aylanadi. Ikkinchisi esa qo'zg'almas. Qovushqoqlik qo'zg'almas silindrda ma'lum bir kuch momentini hosil qilayotgan aylanuvchan silindrning (rotorning) burchak tezligi yoki rotor burchak tezligining berilgan aniq qiymatida hosil bo'lgan kuch momentini qo'zg'almas silindrga ko'rsatadigan ta'siriga qarab o'lchanadi.

Rotatsion viskozimetrlar yordamida suyuqliklarning 1 – 10^5 Pa·s oraliklardagi qovushqoqligi o'lchanadi, ya'ni surkov moylarining, eritilgan silikatlar va metallarning, katta qovushqoqlik lok va yelimlarning, loy-tuproqli qorishmalar va hokazolarning qovushqoqliklari aniqlanadi.

Rotatsion viskozimetrlar rotoriga turlicha kattalikdagi burchak tezliklar berib, tezlik gradiyentini o'zgartirish mumkin. Bu hol turli xil tezlik gradiyentlarida

qovushqoqlikni aniqlashga va nonyuton suyuqliklarga xos bo'lgan $\eta = f(dv/dx)$ bog'lanishni aniqlashga imkon beradi.

Hozirgi paytda klinikalarda qonning qovushqoqligini aniqlashda ikkita turdagi Gess viskozimetridan foydalaniladi. Uning tuzilish sxemasi 9.7-d rasmda berilgan. Ikkita bir xil a_1b_1 va a_2b_2 kapillarlar, ikkita 1 va 2 trubalar bir xil qatlamda tashqir qilingan. Kran 4 ni ochib rezina nay 3 orqali nok yoki og'iz yordamida qonni kapillar va 1 truba bo'ylab distillangan suvni 0 belgigacha so'rib keltiriladi va 1 belgigacha keltiriladi. a_2b_2 Ikkinchi Kapillar 2 trubada ham tekshiriladigan qonni 0 belgigacha keltiriladi, kranni ochib truba 3 orqali trubadagi qon darajalangan 0 belgigacha kelguncha so'rilsa, unda ikkinchi trubadagi suv boshqa belgigacha keltiriladi. Suvning va qonning kapillar bo'ylab oqish sharoiti bir xil, lekin qonning qovushqoqligi turlicha bo'lgani sababli 1 va 2 trubalardagi suv va qonning hajmi turlicha bo'ladi. Qon nonyuton suyuqlik bo'lsa-da, lekin taqribiy hisobda Puazeyl formulasi (9.8) ni qo'llab quyidagi ko'rinishli proporsiyani olinadi:

$$Q_s / Q_q = \eta_q / \eta_s \quad (9.16)$$

Suyuqlikning tekis oqish paytidagi umumiy hajmi V, Q bilan $V = Q/t$ formula orqali bog'langan, bu yerda t vaqt, Q ni (9.16) ga qo'yib quyidagi tenglamani olinadi:

$$V_s : V_q = \eta_q : \eta_s,$$

bu yerda V_q — qonning 2 trubadagi 0 dan 1 belgisigacha bo'lgan hajmi; V_s — qonning 1 trubadagi 0 belgidan o'lchash tufayli suv egallagan belgigacha bo'lgan hajmli hajmi; η_1 va η_2 — mos holda qon va suvning qovushqoqligi. Qonning qovushqoqligining aynan shu haroratdagi suvning qovushqoqligiga nisbati qonning nisbiy qovushqoqligi deyiladi.

Gess viskozimetrida qonning hajmi doimo bir xil olinib, suvning hajmi 2 trubadagi uning egallagan belgisi son qiymatiga qarab topiladi, shu sababli bu usulda qonning suvga nisbatan qovushqoqligi o'lchanadi. Hisoblash qulay bo'lsin uchun 1 va 2 trubalarning ko'ndalang kesimi yuzi turli xil qilib yasaladi, bunda qon va suvning trubadagi hajmi turli xil bo'lsa-da, bular bir xil sathni qopqullaydi.

Odam qonining qovushqoqligi normada 0,4–0,5 Pa·s patologiyada esa 0,17 dan 2,29 Pa·s gacha o'zgarib turib, eritrotsitlarning cho'kish tezligiga (SOE) ta'sir ko'rsatadi. Venalardagi qonning qovushqoqligi arteriyadagi qon qovushqoqligidan birmuncha katta bo'ladi. Og'ir jismoniy mehnat natijasida qonning qovushqoqligi ortadi. Ayrim yuqumli kasalliklar qon qovushqoqligini oshiradi, boshqalari esa, masalan, ichterlama va sil kasalligi kamaytiradi.

9.5-§. LAMINAR VA TURBULENT OQIMLAR. REYNOLDS SONI

Suyuqliklarning yuqorida ko'rib o'tilgan oqimi qatlamli yoki laminar oqimi bo'lsa, qovushqoq suyuqlikning oqish tezligi oshirilsa, truba ko'ndalang kesimi yuzi bo'yicha bosim turlicha bo'lgani sababli uyurma hosil bo'la boshlaydi, bunda oqim uyurmali yoki turbulent bo'lib qoladi. Turbulent oqimda zarrachalar tezlik turli joyda turlicha bo'lib, uzluksiz va xaotik o'zgarib turadi, harakat esa nostatsionar bo'ladi.

Suyuqliklarning truba bo'ylab oqishi suyuqlikning xossalariga, uning oqish tezligiga, trubalarning o'lchamiga bog'liq bo'lib, *Reynolds* soni bilan aniqlanadi:

$$Re = \rho_s v D / \eta,$$

bu yerda ρ_s — suyuqlikning zichligi; D — trubaning diametri.

Agar Reynolds soni biror kritik qiymatdan katta bo'lsa ($Re > Re_{kr}$) unda suyuqlik harakati turbulent bo'ladi. Masalan, silliq devorli silindrik trubalarda $Re_{kr} \approx 2300$.

Reynolds soni suyuqlikning qovushqoqligiga va zichligiga bog'liq bo'lgani sababli ularning *kinematik qovushqoqlik* deb ataladigan nisbatlarini kiritish qulaydir: $\nu = \eta / \rho_s$.

Bu tushunchadan foydalangan holda Reynolds sonini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$Re = v \cdot D / \nu \quad (917)$$

Kinematik qovushqoqlik birligi *sekundiga kvadrat metr* (m^2/s) SGS sistemasida *stoks* (St); ular orasidagi bog'lanish:

$$1 \text{ St} = 10^{-4} m^2/s$$

Suyuqlik yoki gazlar oquvchanligiga ichki ishqalanish kuchlarining ta'sir xarakterini kinematik qovushqoqlik dinamik qovushqoqlikka nisbatan to'laroq hisobga oladi. Masalan, $0^\circ C$ da suvning qovushqoqligi havonikidan taxminan 100 marta katta, lekin suvning kinematik qovushqoqligi havonikidan 10 marta kichik, shu sababli qovushqoqlik havoning oqimiga suvga qaraganda ko'proq ta'sir ko'rsatar ekan.

(9.17) dan ko'rinadiki, suyuqlik yoki gazning oquvchanligi ahamiyatga olarli darajada trubalarning o'lchamiga bog'liq. Keng trubalarda uncha katta bo'lmagan tezliklarda ham turbulent oqim yuz berishi mumkin. Masalan, 16° haroratda diametri 2 mm bo'lgan trubada suvning oqish tezligi 127 sm/s dan ortiqroq bo'lganda, 2 sm diametrli trubada esa tezlik taxminan 12 sm/s bo'lgandayoq turbulent oqim vujudga keladi. Bunday o'lchamli trubalarda qonning oqishi tezligi 50 sm/s bo'lgandayoq turbulent oqim yuz berishi lozim edi, lekin amalda 2 sm diametrli trubada turbulent oqim ancha kichik tezliklardayoq yuz beradi.

Arteriyalarda qon oqishi normal bo'lganda laminar oqim bo'lib, klapanlar bo'lgan joylarda esa biroz turbulent oqim vujudga keladi. Patologiyada qonning oqish tezligi normadan kichik bo'lganda Reynolds soni kritik qiymatidan oshib ketganda harakat turbulent bo'lib qoladi.

Turbulent oqim suyuqlikning oqishida qo'shimcha energiya sarf bo'lishiga olib keladi, qonning bunday oqishida esa yurakning qo'shimcha ish bajarishga majbur bo'lib keladi. Qonning turbulent oqim paytida hosil bo'lgan shovqin esa diagnostika qilish maqsadlarida ishlatilishi mumkin. Bunday shovqinlar yelka arteriyalari qon bosimini o'lchab ko'rishda eshitiladi. Havoning oqim tezligi bo'shlig'ida normadagi oqim laminar bo'ladi. Lekin yallig'lanish yoki trombozdan qandaydir boshqa chetlanishlar yuz berganda havoning oqimi turbulent bo'lib, nafas olish sistemasi muskullarining qo'shimcha ish bajarishiga olib keladi.

Reynolds soni o'xshashlik kriteriyadir. Hidro- va aerodinamik sistemalarni, shuning qon aylanish sistemalarini moddalashtirishda Reynolds soni model uchun asl nusxanikidek bo'lishi shart, aks holda ular orasida moslik bo'lmaydi. Suyuqlik yoki gazlarning o'zida harakat qilayotgan jism atrofini aylanib o'tishini moddalashtirishga ham taalluqlidir. (9.17) tenglamadan ko'rinib turibdiki, model shakllarining asl nusxa o'lchamlariga nisbatan kamaytirilishi, gaz yoki suyuqlik oqim tezligi oqim tezligini oshirish yoki kinematik qovushqoqligini kamaytirish bilan kompensatsiyalanishi lozim.

9.6-§. SUYUQLIKLAR MOLEKULAR TUZILISHINING XUSUSIYATLARI

Oddiy suyuqliklar izotropdir, tuzilishi jihatidan esa ular amorf jismlar hisoblanadi. Suyuqliklarning ichki tuzilishlari eng yaqin joylashishlari (o'zaro yaqin zarrachalarning bir-biriga nisbatan tartibli joylashishlari) bilan xarakterlanadi. Molekulalar orasidagi masofalarning kichik bo'lishi, lekin o'zaro ta'sir kuchlarining kattaligi suyuqliklarning juda kichik siqiluvchanligiga olib keladi: suyuqliklar orasidagi masofani oz miqdorda kamaytirish, molekulalar orasida o'zaro katta itarish kuchlarini yuzaga keltiradi.

Suyuqliklar qattiq jismlarga o'xshab juda oz siqiluvchanlikka va katta zichlikka ega; ular gazlar kabi, o'zi turgan idish shaklini oladi. Suyuqliklar xossalarning bunday xarakterda bo'lishi ularni tashkil etgan molekulalarning issiqlik harakati bilan bog'liqdir. Gazlarda molekulalar juda kichik kesma oraliq idagina to'g'ri chiziqli, qolgan paytda esa tartibsiz harakatda bo'lib, ularning joylashishlarida esa qat'iy bir tartib bo'lmaydi. Kristall jismlarda zarrachalar ma'lum bir muvozanat atrofida, ya'ni kristall panjara tugunlari atrofida tebranib turadi. Y.I. Franklın nazariyasi bo'yicha suyuqlik molekulalari qattiq jism molekulalari kabi muvozanat vaziyati atrofida tebranadi, ammo bu

muvozanat vaziyati doimiy bo'lmaydi. Biror „o'troq yashash vaqti“ deb atalgan vaqt o'tgandan so'ng qo'shni molekulalar orasidagi masofalari o'rtachasiga teng bo'lgan masofaga sakrab o'tib, boshqa muvozanat nuqtasi atrofida

tebranadi. Suyuqlikdagi molekulalar orasidagi masofa δ ni hisoblaylik. $\delta^3 = \frac{1}{n}$ bo'lgani sababli (bu yerda $n = N_A \rho / M$) suyuqlik molekulalarning konsentratsiyasi (N_A — Avogadro doimiysi. ρ — suyuqlik zichligi, M — molyar massa), u holda

$$\delta \approx 1 / \sqrt[3]{n} = \sqrt[3]{M / N_A \rho}. \quad (9.18)$$

δ ning son qiymati 10^{-10} m ni tashkil yetadi; masalan, suv uchun $\delta \approx 3 \cdot 10^{-10}$ m.

Molekulaning „o'troq yashash vaqti“ ning o'rtachasiga relaksatsiya vaqti deb aytiladi. Haroratni oshirish va bosimni kamaytirish relaksatsiya vaqtining juda ko'p marta kamayishiga olib keladi, bu esa molekulalar harakatchanligining oshganligidan va qovushqoqlikning kamayganligidan dalolat beradi.

Suyuqlik molekulasi bir muvozanat holatidan boshqasiga sakrab o'tishi uchun bu molekulani o'rab turgan boshqa molekulalari bilan bog'lanishlar uzilishi va boshqa yangi qo'shni molekulalar bilan o'zaro bog'lanishlar uzilish jarayoni yangi molekular bog'lanishlar paydo bo'lishida ajralib chiqadigan E_a energiya (aktivatsiya energiyasi) sarf qilishni talab qiladi. Molekulalarning bir muvozanat holatidan boshqasiga bunday o'tishi balandligi E_a bo'lgan potensial to'siq orqali o'tish hisoblanadi. Molekulalar potensial to'siq orqali o'tishi uchun lozim bo'lgan energiyani qo'shni molekulalar issiqlik harakati energiyasidan oladi. Relaksatsiya vaqtining suyuqlik temperaturasiga va aktivatsiya energiyasiga bog'liqligini Boltsman taqsimoti qonunidan kelib chiqadigan formula yordamida ifodalash mumkin:

$$\tau = \tau_0 e^{E_a / (kT)} \quad (9.19)$$

bu yerda τ_0 — molekulalar muvozanat vaziyatlari atrofida o'rtacha tebranishlari davri.

O'rtacha ko'chish masofasi δ va o'rtacha vaqt τ ni bilgan holda molekulalarning suyuqlikdagi o'rtacha harakat tezliklarini aniqlash mumkin:

$$\langle v \rangle = \delta / \tau = (\delta / \tau_0) e^{-E_a / (kT)} \quad (9.20)$$

Bu tezlik gaz molekulalarining o'rtacha tezligiga nisbatan kichikdir. Masalan, 'suv molekulalari uchun u xuddi shunday haroratni bug' molekulalariga nisbatan 20 marta kichikdir.

9.7-§. SIRT TARANGLIK

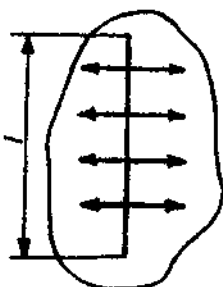
Suyuqlik va uning to'yingan bug'i, bir-biri bilan aralashmaydigan ikki suyuqlik, suyuqlik va qattiq jismning bo'linish sirtida chegaradosh muhitlardagi turli xildagi molekulararo o'zaro ta'sir tufayli kuchlar vujudga keladi.

Suyuqlik ichida joylashgan har bir molekula atrofini teng miqdordagi molekular o'rab olgan va ular bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashadi, lekin bu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng. Ikki muhit chegarasi yaqinida joylashgan molekulaga uni o'rab olgan muhit bir jinsli bo'lmagani sababli suyuqlikning boshqa molekulari bilan kompensatsiyalanmagan kuch ta'sir qiladi. Shu sababli suyuqlik hajmidan molekularni suyuqlik sirt qatlamiga chiqarish uchun ish bajarish lozim. Temperatura o'zgarmaganda biror suyuqlik sirt qatlamini hosil qilish uchun sarflangan ishning shu sirt yuziga nisbati bilan aniqlanadigan kattalikka sirt taranglik deyiladi:

$$\delta = A / S \quad (9.21)$$

Suyuqliklarning turg'un muvo-zanatda bo'lish sharti sirt qatlamining minimal energiyaga ega bo'lishidir, shu sababli tashqi ta'sir kuchlari bo'lmaganda yoki vaznsizlik holatida mazkur hajmdagi suyuqlik minimal sirt yuzini olishga harakat qilib, shar shaklini egallaydi.

Sirt taranglik faqat energetik nuqtai nazardan aniqlanmaydi. Suyuqliklar sirt yuzalarining qisqarishga harakat qilishi bu sirt qatlamida shu sirtga urinma bo'lib yo'nalgan kuch-sirt taranglik kuchlari mavjudligini ko'rsatadi. Agar suyuqlik sirtida biror l uzunlikda kesma tanlab olsak (9.8- rasm), unda bu sirt kuchlarini shu kesmaga perpendikular yo'nalgan strelkalar yordamida ifodalash mumkin.



Sirt taranglik kuchining shu kuchlar ta'sir etayotgan kesma uzunligiga nisbati sirt tarangligiga teng:

$$\sigma = F / l \quad (9.22)$$

9.8- rasm.

Maktab fizika kursidan ma'lumki, ikkala (9.21) va (9.22) ta'riflar aynan bir xildir. Ba'zi suyuqliklar sirt tarangligining 20°C haroratdagi qiymatlarini keltiramiz (12- jadval).

12- jadval

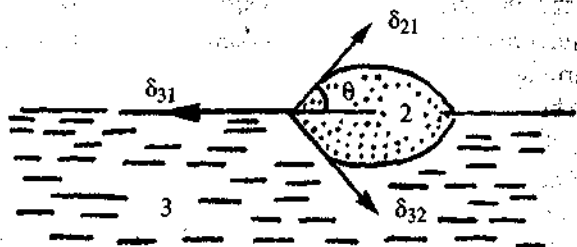
	σ , H/m		σ , H/m
Suv	0,0725	Simob	0,47
O't	0,048	Spirt	0,022
Sut	0,05	Qon zardobi	0,06
Siydik	0,066	Efir	0,017

Sirt tarangligi haroratga bog'liq. Kritik haroratdan uzoqda, uning qiymati harorat ortishi bilan chiziqli ravishda kamayib boradi. Sirt taranglik kuchining kamayishi suyuqlikka sirt qatlami energiyasini kamaytiruvchi sirt aktiv moddalar qo'shish bilan amalga oshiriladi.

9.8-§. HO'LLASH VA HO'LLAMASLIK KAPILLAR HODISALAR

Turli xil muhitlarning bir-biriga tegib turish chegarasida *ho'llash* va *ho'llamaslik hodisasi* kuzatilishi mumkin.

Suyuqlik tomchisining u bilan aralashmaydigan suyuqlik sirtida (9.9- rasm) va tomchining qattiq jism sirtida o'zini qanday tutishini ko'rib o'taylik (9.10 va 9.11- rasm). Har ikki muhitning ajralib turish chegarasi (1 va 3.2 va 1.3 va 2) sirt taranglik kuchlari ta'sir etadi. Agar bu kuchlarni tomchi aylanasi uzunligiga bo'lsak, mos holda δ_{13} , δ_{21} , δ_{32} ni hosil qilamiz.



9.9- rasm.

Ho'llanuvchi sirt bilan suyuqlik sirtiga o'tkazilgan urinma orasidagi Θ burchak *chegaraviy (chetki) burchak* deyiladi.

Ho'llash o'lchovi sifatida quyidagi kattalik qabul qilinadi:

$$\cos \Theta = (\delta_{32} - \delta_{13}) / \delta_{21} \quad (9.23)$$

Agar $\delta_{32} > \delta_{13}$ bo'lsa (9.10- rasm), ya'ni suyuqlik va qattiq jism molekullari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari qattiq jism va gaz molekullarining o'zaro ta'sir kuchlariga nisbatan katta bo'lsa, unda $\Theta < \frac{\pi}{2}$ — va suyuqlik qattiq jism sirtini



9.10- rasm.



9.11- rasm.

ho'llaydi va bu holda qattiq jismning sirti *gidrofilli* deyiladi. Agar $\delta_{32} > \delta_{31}$ bo'lsa (11- rasm), unda $\Theta > \frac{\pi}{2}$ suyuqlik jism sirtini ho'llanmaydi, bu holda jism sirtini *gidrofobli* deb aytiladi. Ho'llanmaydigan suyuqlik qattiq jismdagi juda kichik teshiklaridan oqib o'tolmaydi. $\delta_{32} - \delta_{13}\delta_{21}$ bo'lganda molekulararo kuchlar ta'sirlar bir-birini to'la kompensatsiyalaydi ($\Theta \rightarrow 0$).

Bu holda muvozanat yuzaga kela olmaydi va tomchi qattiq jism sirti bo'ylab uning butun sirtini qoplaguncha yoki monomolekular qatlam hosil qilguncha yoyilib boradi. Bu hol ideal ho'llash deyiladi. Bunday ho'llovchi suyuqliklarga yaqinroq bo'lgan spirt yoki suvning toza oyna sirtida yoyilishi, neftning suv sirtida yoyilishlarini va hokazolarni misol qilib olish mumkin.

Sirt taranglik kuchlari ta'sirida suyuqlik sirti egrilangan bo'lib, bu sirt tashqi bosimga nisbatan yana qo'shimcha Δp bosim beradi. Sirtqi qatlam elastik qatlama, masalan, rezina plyonkaga o'xshaydi. Egrilangan sirtning sirt taranglik kuchlarining natijalovchisi botiqlik tomon (egrilik markaziga) yo'nalgan. Egrilik radiusi r bo'lgan sferik sirt hamda qo'shimcha bosim quyidagi formuladan topiladi:

$$\Delta p = 2\delta / r \quad (9.24)$$

Suyuqlikning ingichka nay (kapillar) devor sirtini ho'llash va ho'llamasligiga qarab turlicha ko'rinishda egrilangan sirtlar (menisklar) hosil bo'ladi. Ho'llashda kapillarda botiq menisk hosil bo'ladi (9.12- rasm). Yuqorida aytilganidek, bosim kuchlari suyuqlik sirtidan tashqi tomonga, ya'ni yuqoriga yo'nalgan bo'lib, bu kuch ta'sirida suyuqlik kapillar nay bo'ylab yuqoriga ko'tariladi. Bu ko'tarilish h balandlikdagi suyuqlik ustuni hosil qilgan bosim ρgh qo'shimcha bosim Δp bilan muvozanatlashganda yuz beradi.

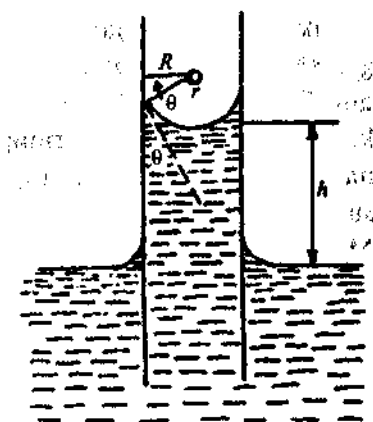
9.12- rasmdan $r = R / \cos \Theta$ ekani ko'rinish turibdi, bu yerda R — kapillar radiusi. Shu sababli [(9.24) ga qarang].

$$\Delta p = 2\delta \cos \Theta / R \quad (9.25)$$

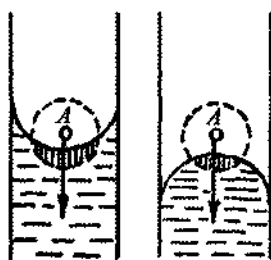
ni hosil qilamiz. U holda

$$\rho gh = 2\delta \cos \Theta / (R \rho g)$$

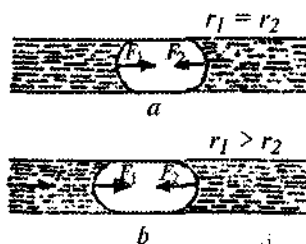
bu yerdan suyuqlikning kapillar bo'ylab ko'tarilish balandligi



9.12- rasm.



9.13- rasm.



9.14- rasm.

$$h = 2\delta \cos \Theta / (R\rho g)$$

bo'lib, suyuqlikning xossalriga, kapillarning qanday moddadan yasalganiga va kapillarning radiusiga bog'liq.

Agar suyuqlik kapillar devorini ho'llamasa $\cos \Theta < 0$ va (9.26) formula suyuqlikning kapillarda idishdagi suyuqlik sirtiga nisbatan qanchalik pastga tushganini ko'rsatadi.

Kapillar hodisalar bug'larning kondensatsiyalanishi, suyuqliklarning qaynashi, kristallanish sharoitlari va hokazolarni belgilaydi. Masalan, suyuqlikning botiq meniski ustidagi bug' molekulasiga (9.13- rasmdagi A nuqta) qavariq menisk ustidagi molekulaga qaraganda suyuqlikning ko'proq molekulari katta kuch bilan ta'sir ko'rsatadi. 9.13- rasmda molekularning ta'sir qilish sferasi shartli ravishda punktir chiziq bilan, molekulari tanlangan bug' molekulalarini tortuvchi suyuqlik hajmlari shtrix chiziq bilan ko'rsatilgan. Buning oqibatida ingichka ho'llanuvchi naylarda nisbatan kichik namliklarda ham kapillar kondensatsiya yuz beradi. Shu tufayli g'ovak moddalar bug' tarkibidagi deyarli ko'p miqdordagi suvni ushlab qoladi, bu esa zax uylarda ich kiyimlarning, paxtaning namlanishiga olib keladi, gigroskopik jismlarning esa quritilishini qiyinlashtiradi, tuproqda namlikni saqlashga imkoniyat yaratadi va hokazo. Ho'llamaydigan suyuqliklarda esa, aksincha, g'ovak jismlarga suyuqlik o'ta olmaydi. Masalan, yog' bilan moylangan qush patlarining suv yuqtirmasligi shunga asoslangan.

Suyuqlikli kapillar nayda havo pufakchalarining holatini ko'rib chiqaylik. Agar havo pufakchasining turli tomonida suyuqlik bir xilda ta'sir ko'rsatayotgan bo'lsa, havo pufakchasi ikkala tomoni ham bir xil egrilik radiusiga ega bo'ladi (9.14- a rasm). Agar pufakchaga tomonlardan biri ortiqroq bosim bilan ta'sir etsa, masalan, suyuqlik harakatida menisklar

deformatsiyalanadi va ularning egrilik radiuslari o'zgaradi (9.14- b rasm), bu o'zgarish havo pufakchasining turli tomonidagi qo'shimcha Δp bosim esa bir-biridan farq qiladi. Bu hol havo pufakchalari tomonidan suyuqlikka shunday qo'shib ta'sir etishi natijasida suyuqlikni kapillar naydagi harakat tezligi kamayadi va butunlay to'xtab qoladi.

Bunday hodisalar odamning qon aylanish sistemasida ham yuz berishi mumkin.

Qonga kirib qolgan havo pufakchalari kichik qon tomirlarini to'sib qolishi va birorta organing qon bilan ta'minlanishidan mahrum etishi mumkin. Gaz emboliyasi deb ataladigan bu hodisa natijada jiddiy funksional shikastlanishga yoki hatto letall (o'lim)ga olib kelishi mumkin. Gaz emboliyasi yirik venalar jarohatlanganda hosil bo'lishi mumkin; bunda qon oqimiga kirib qolgan havo pufakchasi qonning harakatlanishiga to'sqinlik qiladi. Vena tomirlari ichiga turli xil dorivorlar quyishda havo pufakchalari kirib qolmasligi lozim.

G'avvoslar juda katta chuqurlikdagi suv ostidan tezlik bilan suv sathiga chiqarilganda ularning qonidan gaz ajralib chiqib, pufakchalar paydo bo'lishi, uchuvchilarda va kosmonavtlarda juda yuqori balandliklarda kabinalari va skafandralarining germetikligi ishdan chiqishida gaz emboliyasi yuz berishi mumkin. Bu hol qon tarkibidagi suyultirilgan gazlarning, atrofdagi atmosfera bosimining keskin kamayishi tufayli erkin holga, ya'ni gaz holatiga o'tishidir. Qon tarkibidagi gazlar bosimining asosiy qismini tashkil etganligi tufayli bosimning keskin kamayishida gaz pufakchalarining qonda paydo bo'lishida ham a'zot yetakchi rolni o'ynaydi, chunki u organizm va uni o'rab olgan havo bilan gaz almashinuvi jarayonida muhtirok etmaydi.

O'ninchi bob

QATTIQ JISMLAR VA BIOLOGIK TO'QIMALARNING MEXANIK XOSSALARI

Qattiq jismning o'ziga xos alomatlaridan biri o'z shaklini saqlab qolishidir. Qattiq jismlarni kristall va amorf jismlarga ajratish mumkin. Bu bobda ham, 9-bobdagidek ko'riladigan materiallar reologiya va bioesologiyaga tegishlidir.

10.1-§. KRISTALL VA AMORF JISMLAR. POLIMERLAR

Kristall holatning farqli alomati anizotropiyadir, ya'ni fizik (mexanik, issiqlik, elektrik, optik) xossalarning yo'nalishga bog'liq bo'lishidir.

Kristallar anizotropiyasining sababi ularni tashkil etgan atom va molekularning tartibli joylashishidan iborat bo'lib, ayrim monokristallarning tashqi ko'rinishi muntazam geometrik shaklda bo'lishida namoyon bo'ladi. Biroq, odatda, kristall jismlar polikristallari bir-biri bilan tutashib, tartibsiz joylashgan ayrim kichkina kristalchalar (kristallitlar) shaklida uchraydi. Bu holda anizotropiya kristallitlar chegarasidagina kuzatiladi.

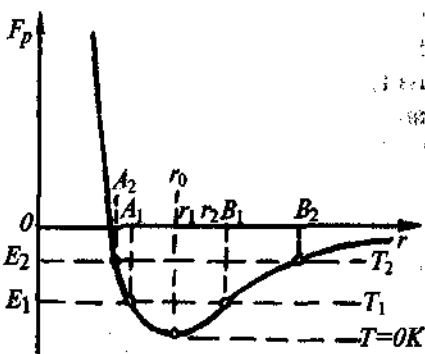
Kristall atomlari va molekularining tartibli joylashishlari kristall (fazoviy) panjarani tashkil etib, gemometrik muntazam strukturalarning tugunlarida joylashishlari bilan tushuntiriladi.

Panjara tugunlarida turgan zarrachalarning tabiati va o'zaro ta'sir kuchlarining xarakteriga qarab kristall panjarani bir-biridan farq qiluvchi to'rt xil turga ajratish mumkin: ionli, atomli, metall va molekular panjaralar.

Ionli kristallning kristall panjarasi tugunlarida turli xil ishorali ionlar turadi. Ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari asosan Kulon kuchlaridir. Bunday kristall umuman bir butun molekula sifatida qaraladi. Atom kristall panjarasi tugunlari neytral atomlar bilan band bo'lib, ular orasida kovalent bog'lanishli ta'sirlar mavjud. Metall panjaraning barcha tugunlarida metallning musbat ionlari joylashgan. Ular orasida elektronlar xaotik harakatlanadi. Ionlar va elektronlar sistemasi metall bog'lanishni hosil qiladi. Molekular kristallning kristall panjarasi tugunlarida ma'lum bir yo'nalishda oriyentatsiyalanib, o'z o'rinlarida molekulararo o'zaro ta'sir tufayli ushlanib turuvchi molekular joylashgan.

Energetik nuqtai nazardan qaralganda ideal kristall ideal gazga qarama-qarshidir. Ideal gazlar o'zaro ta'sir energiyasining Absolut qiymati molekular tartibsiz issiqlik harakatining o'rtacha energiyasi kT dan ancha kamdir. Aksincha, kristalda katta o'zaro ta'sir kuchlari tufayli o'zaro ta'sir energiyasining Absolut qiymati dan katta. Shu sababli issiqlik harakat kristallarda zarrachalar orasidagi bog'lanishlarni uzib yubora olmaydi, buning natijasida zarrachalar muvozanat vaziyati atrofida faqat oz miqdorda tebranma harakat qiladi.

Kristall ichidagi har qanday turdagi zarrachalarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri potensial E_p energiyasining ular orasidagi masofa r ga bog'lanishi orqali ifodalanadi (10.1- rasm). Egri chiziq minimumga nisbatan simmetrik emas. O'zaro ta'sirlashuvni zarrachalar orasidagi r_0 masofa $T = 0^\circ K$ bo'lganda potensial energiyaning minimumiga mos keladi. Aytaylik, T_1 haroratda kinetik va potensial energiyalar yig'indisi E_1 bo'lsin. Bu zarrachaning A_1 va B_1 nuqtalar orasida tebranayotganini ko'rsatadi. Ikki zarracha orasidagi o'rtacha masofa Agar $T_2 > T_1$ bo'lganda zarrachaning energiyasi $E_2 > E_1$ bo'lib, A_1 va A_2 orasida tebranadi. Zarrachalar orasidagi o'rtacha masofa potensial energiya o'zgarishini ko'rsatuvchi egri chiziq nossimmetrik bo'lgani uchun zarrachalar orasidagi o'rta masofa harorat ortishi bilan ortib boradi: $OK < T_1 < T_2 < T_3, \dots$ bo'lganda $r_0 < r_1 < r_2 < r_3$ ya'ni jismlarning issiqlikdan kengayishiga sabab bo'ladi. Amorf jismlarning asosiy makroskopik xususiyati ular xossalariining tabiiy izotropiyasida va jismlarning ichki tuzilishiga ko'ra muayyan aniq erish nuqtasining yo'qligidadir.



10.1- rasm.

Amorf holda bo'lgan jismlar ichki tuzilishlaridagi eng muhim bo'lgan xususiyat kristall holat uchun xos bo'lgan uzoq tartibning yo'qligi, ya'ni butun jism bo'yicha atom va atomlar guruhining barcha yo'nalishlardagi joylashishlarida jiddiy takrorlanishning yo'qligidir.

Shu bilan birga amorf holdagi moddalarda yaqin tartib, ya'ni yondosh zarrachalar joylashishida muayyan tartib mavjuddir. Masofa ortishi bilan bu tartib kumayib boradi. Amorf jismlar ichki tuzilishlarida zarrachalar kam tartibli bo'lgani sababli bir xil sharoitlarda kristallarga qaraganda katta solishtirma hajmga, entropiyaga va ichki energiyaga ega bo'ladi.

Bu jismlarning kichik bosimlar va yuqori temperaturalarda yetarlicha muvovzanatli holatini yuzaga keltirilishi zarrachalarning ma'lum bir vaziyatda joylashishiga va ular orasidagi masofalarga bog'liq. Yuqorida aytilganlarga asosan amorf jismlar ko'rsatilayotgan tashqi ta'sirlarning tezligiga qarab elastik yoki oquvchan bo'lib qolishi mumkin. Masalan, qora qum parchasi idish ichiga qo'yilsa, uzoq vaqtdan so'ng u idish shaklini egallaydi, ya'ni oquvchanlik xossasini namoyon qiladi. Agar shu qora qum parchasi bolg'a bilan urilsa, xuddi mo'rt jism kabi parchalanib ketadi.

Amorflik holati kimyoviy tabiati turlicha bo'lgan moddalarga xosdir. Moddalar kichik bosim va yuqori haroratli holatlarda yetarlicha harakatchandir; past

molekular moddalar suyuq holda, yuqori molekular holatda esa yuqori elastiklik holatida bo'ladi. Haroratning pasayishi va bosimning oshuvi amorf jismlarning harakatchanligini kamaytiradi va ularning hammasi qattiq jism bo'lib qoladi. Qattiq amorf holatni boshqacha shishasimon holat deb ham aytiladi.

Molekulalari ko'p miqdordagi atomlardan yoki atom guruhlaridan tuzilgan vakimyoviy bog'lanishlar bilan birlashtirilgan uzun zanjir ko'rinishidagi moddalar polimerlar deyiladi. Polimerlarning kimyoviy tuzilishlarining o'ziga xos xususiyatlari ularning maxsus fizik xossalari yuzaga keltiradi.

Polimerlar past molekularli moddalardan o'zining mexanik xossalari bilan keskin farq qiladi. Ma'lumki, qattiq jismlarning juda kichik qaytuvchan deformatsiyalarida katta mustahkamlik xarakterli. Suyuqliklar juda kichik mustahkamlikka ega bo'lsa-da, chegaralanmagan deformatsiyalanish xossasiga ega. Polimerlar-mexanik xossalari jihatidan qattiq jism va suyuqliklar xossalari birlashmasidan tashkil topgan materiallardir: ular yetarlicha mustahkam va shu bilan birga yetarlicha katta qaytuvchan deformatsiyalanish qobiliyatiga ega.

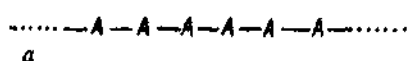
Deyarli barcha jonzotdan va o'simliklardan olingan materiallar, masalan, jun, muguz, soch, ipak, paxta, tabiiy kauchuk va boshqalar, shuningdek, turli genetik materiallar-sintetik kauchuk, plastmassalar, tola va boshqalar ham polimer materiallar hisoblanadi.

Ko'pchilik tabiiy polimer materiallar oqsil moddalardir. Sodda oqsillar-albumin, glabulin, murakkab oqsillar-kazein, keratin va kollagenlar. Agar tarkibida 85%gacha uglevodlar asosan polisaxaridlar mavjud bo'lib, ular ham polimerlar hisoblanadi.

Polimerlar mexanik xossalari bilan birga yana boshqa maxsus xossalarga ham egadir. Masalan, ularning eritmaları katta qovushqoqlikka ega. Eritma ustidagi erituvchi bug'ning elastikligi juda kichik, ammo osmotik bosimi esa ideal eritmalarinikiga qaraganda kattadir. Polimerlar suyuqliklarda juda shishib ketish qobiliyatiga egadir.

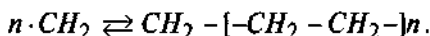
Polimer molekularining uzun zanjirsimon joylashishi plyonka va tolalarning hosil bo'lishiga imkon beradi.

Hozirgi paytda polimerlardan keng sur'atda diaelektriklar sifatida foydalanilmoqda.



10.2-rasm.

Etilen molekularining birikmasidan hosil bo'ladigan monomer zvenolarining juda ko'p marotaba takrorlanishlaridan iborat makromolekulalar yoki polimerlar zanjiri, organik polimerlarning oddiy turi polietilendir:



Polietilen — chiziqli polimerlar vakilidir. Chiziqli polimer deb makro-molekulalari uzun bir o'lchovli zanjirlardan tuzilgan polimerlariga aytiladi (10.2- a rasm, A —

monomer zvenosi). Tarmoqlangan polimer asosiy zanjirlardan tashqi yon shoxlarga yon zanjirlarga ega (10.2- b rasm).

Bir-birlari bilan fazoviy to'rt hosil qilib birlashgan uzun zanjirlardan iborat polimerlar to'rsimon yoki fazoviy bo'lib, bir xil polimerlardan tuzilgani esa g'unopolimerdir. Zanjirlari har xil manomer halqalardan tuzilgan polimer birikmalari esa geteropolimer deb hisoblanadi.

Polimer makromolekulasi qattiq bo'lmaydi. Issiqlik harakati ta'sirida yoki tashqi maydon ta'sirida uning tashqi ko'rinishi o'zgarishi mumkin. Bu o'zgarishlar konformatsion aylanishlar deyiladi.

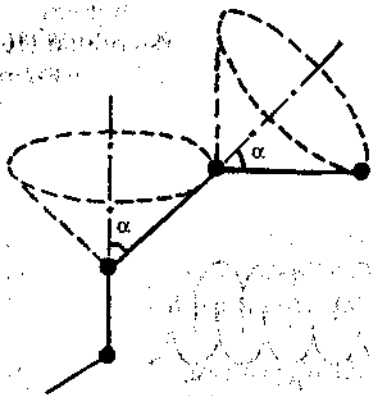
Erkin bo'g'imlangan zanjir (10.3- rasm) juda elastik bo'ladi. Bunday zanjirda valentli bog'lanishlar orasidagi burchaklar aniqlangan emas va ular atrofidagi aylanishlar erkin bo'ladi. Real polimerlar zanjirida valentli burchaklar — ma'lum qiymatga ega bo'ladi (10.4- rasm). Bu esa zanjirdagi bir bo'g'in vaziyatining undan oldingi bo'g'in vaziyatiga bog'liqligiga olib keladi. Bunday zanjir erkin bo'g'imlanganiga qaraganda kam sonli konformatsiyani qabul qiladi, lekin katta egiluvchanlik qobiliyatiga ega.

Makromolekulalar halqalarning issiqlik harakati tufayli xilma-xil konformatsiyalarni egallaydi. Bir tomonidan ularning oxirgisi chetga qattiq to'g'ri tuyoqcha bo'lib, ikkinchi tomondan dum-dumaloq bo'lib olgan (globula) elastik zanjirdir.

Makromolekulalar yuz millionlab va hatto milliardlab nisbiy molyar massaga ega bo'lib, juda katta o'lchamlarga ega bo'lishi mumkin. Polimerlar o'lchami juda katta bo'lgani tufayli ularning qaynash harorati haddan tashqari yuqori bo'ladi (katta o'lchamli molekulalarni bug'lantirish uchun katta energiya talab qilinadi). Bundan hamma polimerlarda ajralish harorati qaynash haroratidan past bo'lib, ularda gaz holatda bo'lish yuz bermaydi.



10.3- rasm.



10.4- rasm.

Demak, polimerlar kondensatsiyalangan holatda: suyuq yoki qattiq holatda bo'ladi. Qattiq polimerlar orasida amorf va kristall polimerlarni farq qilish lozim bo'ladi.

Amorf polimer yuqori elastiklik holatida kuchli deformatsiyalanish xossasiga (1000%gacha) ega bo'lib, uning deformatsiyalanishida qaytmas oqim mavjud bo'lmay, qaytuvchanlik mavjuddir. Shu ma'noda o'ta elastik holat suyuqlik va qattiq holat orasidagi oraliq holatdir. Yuqori elastiklik holati polimer makromolekulalarining egiluvchanligi tufayli yuz beradi.

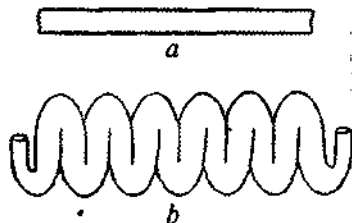
Polimerlarning hamma holatlarida makromolekulalari ozmi-ko'pmi tartibli holatda joylashganligi sababli molekular strukturaga qaraganda yuqori strukturali holatga olib keladi. Polimerlarni nafaqat kristall holatda, balki amorf holatda ham juda ko'p xilma-xil yuqori molekular strukturalar orqali xarakterlanishi bizga ma'lum. Bunday strukturalarning birlamchi elementlari globulalar yig'ilgan yoki chiziqli makromolekulardek cho'zilib ketgan polimer molekularidir. Globulalar bir-biri bilan kontaktlashganda juda ko'p ayrim hollarda 1000 tagacha bo'lgan globulyar strukturalar hosil bo'lishi mumkin. Yoyiq makromolekulalarning kontaktlashuvida cho'zinchoq pachkalar (10.5-rasm) paydo bo'lib, bir joyda g'oyib bo'luvchi, boshqa joyda esa paydo bo'luvchi va shu bilan birga uzoq muddat yashovchi flyuktuatsion tabiatga ega.



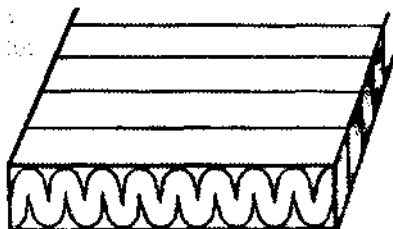
10.5- rasm.

Eng sodda polimer pachkalari yuqori molekular strukturalari zanjiri; kristall bo'lmagan va kristall polimerlarda ham hosil bo'ladi. Kristallanishda pachkalar „lenta“ shaklida bo'lib yig'iladi. 10.6- a rasmda to'g'rilangan holda tasvirlangan. 10.6- b rasmda esa pachkalar „lenta“ shaklida to'plangan. Sirt tarangligini

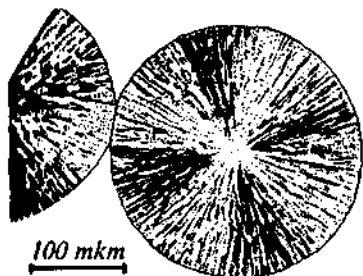
kamaytirishga intilish esa lentalarni plastinkalardan iborat qatlamlarga to'planishiga (10.7- rasm) sferolitlar (10.8- rasm) yoki yakka kristallar hosil bo'lishiga olib keladi (10.9- rasmda tamaki nikroz virusining yakka kristali berilgan).



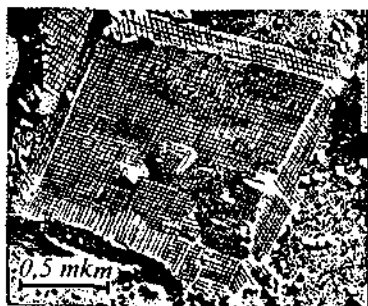
10.6- rasm.



10.7- rasm.



10.8- rasm.



10.9- rasm.

Yuqori molekular strukturalarni akademik V.A. Kargin to'rtta asosiy turga bo'lgan: globulyar struktura (yakka molekular yoki molekular guruhlari bo'lgan), polosali struktura (yuqori elastik holatdagi barcha polimerlar strukturasini), fibrillyar struktura (chiziqli pachkalar yoki ularning cho'zinchoq shakllini saqlovchi to'plamlari), yirik struktura (sferolitlar, yakka kristallar va h.k.).

Yuqori molekular strukturalarning o'lchami va shakli polimerlarning tahkamligiga katta ta'sir ko'rsatadi. Masalan, kichik sferolitli nusxalar katta tahkamlikka va yaxshi elastiklik xususiyatiga ega bo'lib, yirik sferolitli nusxalar qo'rtlik bilan buzilib ketadi.

Yuqorida aytganlardan ko'rinib turibdiki, polimerlar juda qimmatli fizik-kimyoviy xossalarga ega bo'lgan to'plamlar to'plamiga ega ekan, ularning bunday xossalardan fan va texnikaning turli sohaslarida, jumladan, tibbiyot maqsadlarida ham keng qo'llaniladi.

Polimerlardan polietilen, polivinilxlorod va boshqalar bosim ostida yaxshi sharoit beriladi, shuning uchun ulardan har xil meditsina asboblari va moslamalari tayyorlanadi. Teflon, kapron va lavsan, milar, silastik polimer yuqori kimyoviy tahkamlikka ega, shu sababli ularni organizmning ichki qismlari protezlarini tayyorlashda, yurak klapanlari, paylar, ko'zga yopishuvchi linzalar va h.k.) tayyorlashda foydalaniladi. Polivinilpirrolidon eritmasi — qon plazmasi o'rnini tutadi.

Hozirgi paytda sun'iy buyrakda ichida sellofandan yasalgan membranalar ishlatiladi. Bunday membranalar oqsil va qon membranasi hujayrasi elementlarini o'tkazib qoladi. Kislorod va uglerod (II) oksidiga nisbatan juda yaxshi o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan silikon membranalari sun'iy o'pkalar yasash borasida sinov sharoitida o'tkazilmoqda.

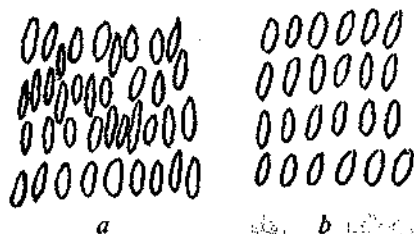
Tibbiyot maqsadlari uchun to'qima elimlari katta qiziqish uyg'otadi, masalan, polivinil shaklida tez polimerlanuvchi alkil — α — sianokrilatlar, n — butil — α — sianokrilat kabilar meditsina uchun juda katta qiziqishga ega, luardanyaralarni chok qo'ymasdan bekitishda foydalaniladi.

Yuqori molekular birikmalarga yana biopolimerlar ham kiradi; biopolimerlar barcha yirik organizmlar strukturasiining asosini tashkil etib, ularning hayotiy faoliyatlarida muhim ahamiyatga ega. Bular oqsillar, nuklein kislotalari, polisaxaridlar, glikoproteidlar, lipoproteidlar, glikolipidlar va boshqalar.

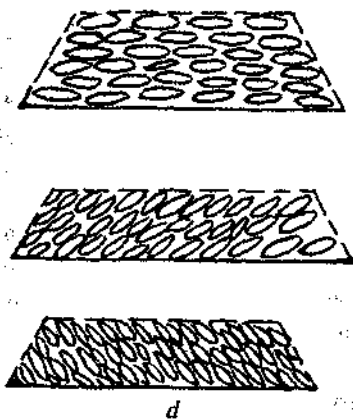
10.2-§. SUYUQ KRISTALLAR

Ham suyuqliklar, ham kristallar xossasiga ega bo'lgan moddalarga suyuq kristallar deb aytiladi.

Bu moddalar o'zining mexanik xossalari jihatidan suyuqliklarga o'xshaydi, ya'ni ular oquvchandir. Optik xossalari jihatidan suyuq kristallar o'zini anizotrop kristallar kabi namoyon qiladi, ya'ni qatblanish tekisligini aylantiradi, nurlarni ikki marta sindira oladi va hokazo. Ko'pincha moddaning suyuq kristall holati muayyan aniq biror temperatura oralig'ida namoyon bo'ladi, bundan yuqori temperaturada u suyuq amorf holatda, past temperaturada esa qattiq kristall holatda bo'ladi.



Suyuq kristallning bunday ikkilangan xossaga ega bo'lishi uning ichki tuzilishi bilan bog'liq. Ularda molekularning joylashishlari amorf holat bilan qattiq kristall holatlarning oralig'idagi molekular tuzilishga ega. Amorf holatda molekular joylashishida uzoq tartib batamom yo'q bo'lib, qattiq kristall holatda molekular markazlarining joylashishida uzoq tartib bor bo'lganidek, molekular oriyentatsiyasida ham tartiblanish mavjuddir. Molekulalari cho'zinchoq tayoqchalar yoki cho'zilgan plastinkalarga o'xshash shakllarga ega bo'lgan moddalarda suyuq kristallik holat kuzatiladi. Molekularning bunday shakli ularning tartibli joylashishiga imkoniyat yaratadi.



Molekulalar tartibli joylashishlariga qarab suyuq kristallarni nematik va smektik suyuq kristallarga ajratiladi. Nematik suyuq kristallarda molekular parallel oriyentatsiyalangan bo'ladi (10.10- a rasm), ammo ularning

10.10- rasm.

markazlari tartibsiz joylashgan. Smektik kristallarda molekulari tartibli joylashgan parallel qatlamlardan iborat (10.10-*b* rasm).

Xolesterik turdagi kristallar asosiy turdagi kristallarni tashkil yetadi. Bunday kristallarda molekular smektik kristallardagiga o'xshab qatlamlarda to'plangan. Ammo har bir qatlam ichida molekula o'qlarining parallel joylashishi nematik holatni eslatadi (10.10-*d* rasm). Qatlamlar orasida ham tartibli joylashish mavjud: bir qatlamdan qo'shni qatlama o'tganda qo'shni qatlam umumiy oriyentatsiyasi o'zidan oldingi qatlarning oriyentatsiyasiga nisbatan uncha katta bo'lmagan burchakka o'zgaradi (molekulalar strukturasi vintga o'xshab buralishi ko'zga tushlanadi).

Xolesterik suyuq kristallarning molekular strukturasi har qanday tashqi kichik ta'sirlarga juda sezgirdir. Juda kichik g'alayonlar ham juda kuchsiz bo'lgan molekular orasidagi bog'lanishlarni buzib yuboradi, bu esa optik xossalarni sezilarli darajada o'zgartiradi. Masalan, haroratning o'zgarishi kristall rangining o'zgarishiga katta ta'sir ko'rsatadi, u haroratga bog'liq holatda o'z rangini binafshadan qizilgacha o'zgartirishi mumkin. Suyuq kristallarning bunday xossalardan jismning turli qismlaridagi harorati o'zgarishlarini o'lchashda foydalaniladi.

Tibbiyotda kristallarning bu xossasidan atrof muhitga boshqacha issiq berishiga nisbatan qarab venalarning, arteriyalarning va boshqa o'smalarning joylashishlarini aniqlashga imkon beradi. Suyuq kristall jismlar harorat o'zgarishini sezuvchi signalli qurilmalarda ham foydalaniladi.

Suyuq kristallarning molekular tuzilishi va ularning optik xossalari ba'zi kimyoviy moddalarning juda oz miqdordagi bug'lari ishtirokida ham o'zgaradi. Bu suyuq kristallardan kimyoviy moddalarning turli xil moddalar tarkibida mavjudligini aniqlashga imkon beradi.

Suyuq kristallar optik xossalarning elektr maydoni ta'sirida o'zgarishidan ulardan turli xil asboblarda va soatlarda raqamli indikator sifatida foydalaniladi.

Tirik organizmlarda suyuq kristallarni tadqiq qilish juda katta, kam o'rganilgan, lekin kelajagi juda porloq sohadir.

10.3-§. QATTIQ JISMLARNING MEXANIK XOSSALARI

Jism nuqtalari vaziyatlarining o'zaro bir-biriga nisbatan o'zgarishi tufayli uning o'lchamlari va shaklining o'zgarishiga deformatsiya deyiladi. Deformatsiya tashqi ta'sirlar (mexanik, elektr, magnit yoki jism haroratining o'zgarishi) tufayli yuz beradi. Bu yerda jismga tashqi kuch ta'sir etganda vujudga keladigan deformatsiya ko'rib o'tiladi.

Agar kuch ta'siri to'xtagandan so'ng qattiq jismda qoldiq deformatsiya qolmasa, bu elastik deformatsiya deyiladi, agar tashqi kuchlar ta'siri to'xtagandan so'ng ham deformatsiya saqlansa, u holda bu deformatsiya plastik deformatsiya

deyladi. Jismda qisman deformatsiya saqlangan holdagi oraliq holat elastik-plastik deformatsiya deyladi.

Deformatsiyaning eng oddiy turi cho'zilish (siqilish) deformatsiyasidir. Bunday deformatsiya sterjenda uning o'qi bo'ylab yo'nalgan kuch ta'sirida yuz beradi (10.11-a, b rasm). Agar /uzunlikdagi sterjen Δl ga uzaysa, unda $\epsilon \Delta l / l$ cho'zilish deformatsiyasining o'lchovi bo'lib, nisbiy uzayish deb aytiladi.

Deformatsiyaning yana boshqa bir turi siljish deformatsiyasidir (10.12- a, b rasm). To'g'ri burchakli parallelepipedning yoqlaridan biriga urinma bo'ylab yo'nalgan kuch uni qiyshiq burchakli parallelepipedga aylantirib deformatsiyalaydi (rasmidagi shtrix chiziq'larga qarang). γ burchak siljish burchagi, $\text{tg } \gamma$ nisbiy siljish burchagi deyladi. Odatda r burchak juda kichik bo'lgani sababli, $\text{tg } \gamma = \gamma$ deb hisoblash mumkin.

Jismga tashqi deformatsiyalovchi kuch ta'sir etganda atomlar (ionlar) orasidagi masofa o'zgaradi. Bu esa atomlarni (ionlarni) o'zining dastlabki vaziyatiga qaytarishga intiluvchi ichki kuchlarni yuzaga keltiradi. Bu kuchlarning o'lchovi mexanik kuchlanish (yoki oddiygina kuchlanish) deyladi.

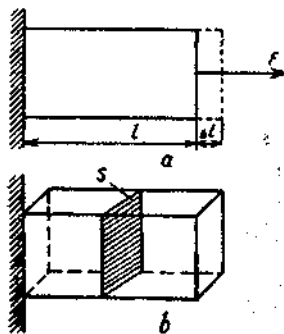
Kuchlanish bevosita o'lchanmaydi. Qator hollarda uni jismga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar orqali hisoblash mumkin. Kuchlanishni bilvosita ayrim fizik effektlar yordamida aniqlash mumkin (masalan, 25.5- §ga qarang).

Cho'zilish deformatsiyasiga nisbatan qo'llanilganda δ kuchlanishni ta'sir qilayotgan kuchning shu sterjen ko'ndalang kesimiga nisbati sifatida ifodalash mumkin (10.11- b rasm):

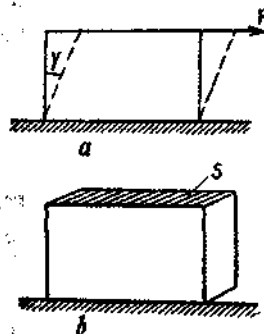
$$\delta = F / S.$$

Siljish deformatsiyasi uchun τ ta'sir qilayotgan kuchning kuchlanishi shu kuch urinma bo'lib yo'nalgan yoqning yuziga nisbati orqali ifodalanadi (10.12- b rasm). Bu holda τ urinma kuchlanish deyladi:

$$\tau = F / S.$$



10.11- rasm.

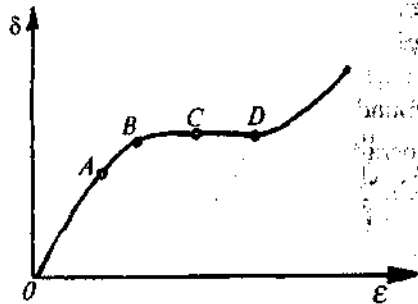


10.12 rasm.

Juda kichik elastik deformatsiyalar Guk qonuniga bo'ysunadi, bu qonunga binoan kuchlanish deformatsiyaga proporsionaldir. Yuqorida ko'rilgan ikki hol uchun (cho'zilish, siqilish) bu analitik ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\delta = E\varepsilon \text{ va } t = G\gamma. \quad (10.1)$$

bu yerda E — Yung moduli, G — siljish moduli.



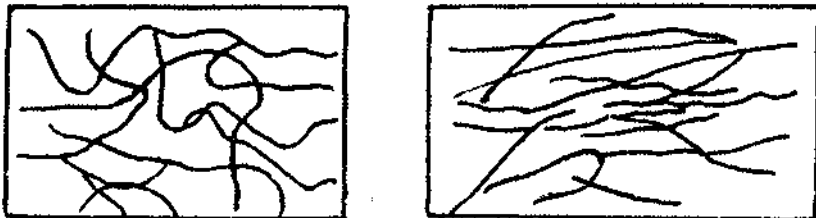
10.13- rasm.

Cho'zilishning tajribadan olingan egri chizig'i 10.13- rasmda berilgan. AO oraliq elastik deformatsiyaga mos keladi.

B — elastiklik chegarasi bo'lib, shunday maksimal kuchlanishni xarakterlaydiki, bunda tashqi kuch ta'siri olingandan so'ng jismda qoldiq deformatsiya qolmasdan, u yana o'z shaklini to'la tiklay oladi. Cho'zilish egri chizig'idagi CD gorizontaal oraliq kuchlanishning oquvchanlik chegarasiga mos keladi, ya'ni shu oraliqdan boshlab kuchlanish oshmasa-da, deformatsiya oshib boradi. Nihoyat, jismning buzilishi (uzilishi) oldidan jismga qo'yilgan eng katta yuklanish bilan aniqlanuvchi kuchlanish jismning mustahkamlik chegarasi deyiladi.

Kristall monomerlar bilan polimer materiallar elastik xossalari orasida juda katta va prinsipial farq bor, masalan: po'lat-mustahkamlik chegarasida 0,3% ga cho'zilgandayoq uziladi, yumshoq rezinalarni esa 300% ga cho'zish mumkin. Bunday farq sifat tomonidan yuqori molekular bog'lanishlar elastikligi mexanizmi bilan bog'liq.

Aytib o'tilgandek, qattiq kristall jismlarning deformatsiyalari, masalan, po'latda elastiklik kuchi to'la ravishda atomlararo masofaning o'zgarishi orqali aniqlanadi. Yuqori molekular birikmalarning tuzilishi doimiy bir xilda qolmaydi. Ular ajoyibroq ko'rinishda bukilgan juda uzun egiluvchan molekulalardan iborat bo'lib, uning ayrim qismlari shunday issiqlik harakatida bo'ladi, ularning shakli va uzunliklari doimo o'zgarib turadi. Lekin har bir muayyan vaqtda ko'pchilik molekulalar uzunligi deformatsiyalanmagan namunadagi molekulalarnikiga yaqin bo'lishi ehtimoli katta. Materialga qo'yilgan yuklanish ortishi bilan (10,14- a



10.14- rasm.

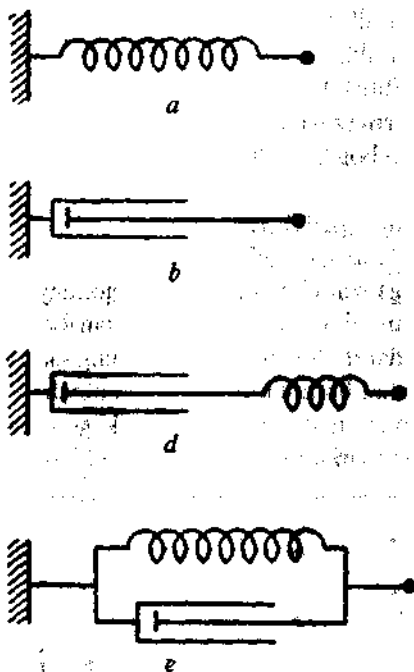
rasm) uning molekullari mos holdagi yo'nalishlar bo'yicha to'g'rilanib, namuna uzunligi oshadi (10.14- b rasm). Yuklanish ta'siri yo'qolgandan so'ng molekullarning xaotik issiqlik harakati tufayli har bir molekula uzunligi qayta tiklanadi va namuna uzunligi qisqaradi.

Polimerlarga xos bo'lgan elastiklik yuqori yoki (yuqori elastiklik) kauchuksimon elastiklik deyiladi.

Ayrim materiallarning mexanik xossalari to'g'risidagi ma'lumotlarni keltiramiz (13- jadval).

13- jadval

Materiallar	Yung moduli, GPa	Mustahkamlik chegarasi, MPa
Po'lat	200	500
Shisha	8	150
to'ldirilgan kapron	3,5	50
Organik shisha		



10.15- rasm.

Kristall monomer bilan polimer materiallari deformatsiyasi orasidagi farq vaqtga bog'liq holda ham namoyon bo'ladi. Masala shundaki, amalda hamma materiallar sirpanuvchanlik xossasiga ega bo'lib, doimiy yuklanish ta'sirida ularda deformatsiya yuz beradi. Polimerlarda materiallar nagruzka ostida bo'lganda molekullarning to'g'rilanishi va makromolekulalarning sirpanishi metallardagi sirpanuvchanlikka qaraganda ancha uzoqroq vaqt davom yetadi. Sirpanuvchanlikda polimerda yuz beradigan jarayonlarni qandaydir darajada qovushqoq suyuqliklarning oquvchanligiga o'xshatish mumkin. Yuqori elastiklikni va qovushqoq oquvchanlikni birgalikda umumiy lashtirilib, polimerlarga xos bo'lgan deformatsiyaning elastik qovushqoqlik deformatsiyasi deb aytishga imkon beradi.

Jismlar elastikligi va qovushqoqligi xossalari modellashirish mumkin. Bu

biologik obyektlarning mexanik xossalarini yaqqol tasavvur qilishga imkon beradi (10.4-§ ga qarang). Elastik jism (elastik deformatsiya) modeli sifatida prujinani olamiz (10.15- a rasm), uning juda kichik deformatsiyasi Guk qonuniga mos keladi.

Qovushqoq jism modeli qovushqoq suyuqligi bo'lgan silindr ichida harakatlanayotgan teshikli poshen bo'ladi (10.15- b rasm).

Muhitning qarshilik kuchini bu holda porshen harakatidagi ko'chish tezligiga proporsional deb hisoblaymiz [(7.32) ga qarang]:

$$F_{\text{qarsh}} = r \frac{dx}{dt} \quad (10.2)$$

O'xshatishlarga asoslanib (10.2) tenglamaga boshqacha ko'rinish beramiz. Qarshilik kuchi o'rniga kuchlanishni yozamiz ($F_q \rightarrow \delta$) ya'ni yuz birligiga ta'sir qilayotgan kuchni, muhitning o'zida harakatlanayotgan jismga qarshilik ko'rsatish xossasini ifodalovchi ishqalanish koeffitsiyentini muhitning qovushqoqlik koeffitsiyenti bilan almashtiramiz ($r = \eta$) jismning ko'chishini — nisbiy uzayish ($x \rightarrow \epsilon$) bilan almashtiramiz. Unda (10.2) o'rniga qovushqoqlik deformatsiyasi tezligi bilan kuchlanish orasidagi bog'lanishni hosil qilamiz:

$$\sigma = \eta \frac{d\epsilon}{dt} \quad (10.3)$$

(10.3) tenglamaning to'g'riligiga o'lchamliliklarini tekshirish bilan ishonish

mumkin: $\delta[Pa]$, $\eta[Pa \cdot s]$, $\frac{d\epsilon}{dt}[C^{-1}]$ Kuchlanish faqat deformatsiyaning o'ziga

bog'liq bo'lmasdan, balki uning tezligiga (porshenning ko'chish tezligiga) bog'liqligi (10.3) tenglamadan ko'rinish turibdi. Jism qovushqoqligi va elastikligi xossalarini ikki oddiy model: „prujina“ va „porshen“ning turli xil kombinatsiyalaridan iborat sistema modeli ko'rinishida ifodalash mumkin. Ulardan ba'zilarini ko'rib o'tamiz.

Elastiklik va qovushqoqlik xossalarini ifodalovchi eng oddiy sistema elastik va qovushqoq elementlar ketma-ket ulangan Maksvell modelidir (10.15-v rasm).

Doimiy kuch ta'sirida elastik prujina qisqa vaqt oralig'idayoq Guk qonuni asosida aniqlanadigan kattalikkacha uzayadi, porshen esa suyuqlik tomonidan son qiymati kuchlanishiga teng bo'lgan kuch ta'sir etguncha tekis harakat qiladi. Materialning sirpanuvchanligi modelda yuqorida aytib o'tilganidek amalga oshiriladi.

Agar Maksvell modeli tez cho'zilib, shu holatda mahkamlab qo'yilsa, unda deformatsiya saqlanib qoladi. Tezlik bilan cho'zilgan prujina sekin-asta qisqarib, porshenni torta boshlaydi. Vaqt o'tishi bilan mexanik kuchlanishning kamayishi (bo'shashishi), ya'ni relaksatsiya yuz beradi.

Bunday modelni matematik ifoda ko' rinishida tavsiflaymiz. Guk qonuni (10.1) $\epsilon_{\text{elastik}} = \delta / E$ dan kelib chiqadi, bu yerdan $\epsilon_{\text{elastik}}$ — Maksvell modelidagi umumiy deformatsiyaning elastik qismi. Bu deformatsiyaning tezligi quyidagiga teng:

$$\frac{d\epsilon_{\text{elast}}}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt} \quad (10.4)$$

Qovushqoq deformatsiya tezligini (10.3)dan

$$\frac{d\epsilon_{\text{qovushq}}}{dt} = \frac{\sigma}{\eta} \quad (10.5)$$

ko' rinishda ifodalaymiz. (10.4) va (10.5)ni bir-biriga qo'shib Maksvell modeli deformatsiyasi umumiy (yig'indi) tezligini topamiz:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{d\epsilon_{\text{elast}}}{dt} + \frac{d\epsilon_{\text{qovushq}}}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} \quad (10.6)$$

(10.6) tenglamadan ham deformatsiyaning, ham mexanik kuchlanishining vaqtga bog'liqligini hosil qilish mumkin.

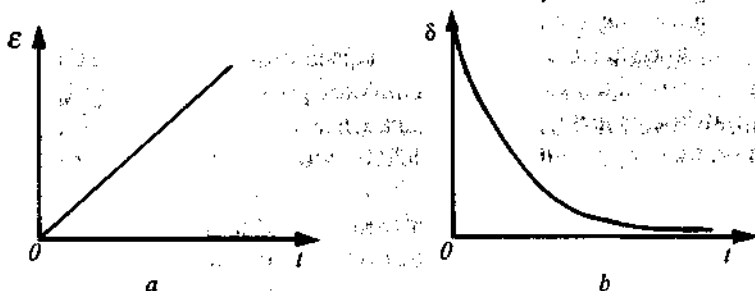
Agar $\delta = \text{const}$ va $\frac{d\sigma}{dt}$ bo'lsa (modelga qo'yilgan kuch doimiy), unda (10.6)dan.

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\sigma}{\eta} \text{ yoki } d\epsilon = \frac{\sigma}{\eta} \cdot dt$$

kelib chiqdi. Oxirgi ifodani vaqtning boshlang'ich momenti va deformatsiyaning nolinch qiymatidan t va ϵ ning navbatdagi qiymatlarigacha integrallab, topamiz:

$$\int_0^{\epsilon} d\epsilon = \frac{\sigma}{\eta} \int_0^t dt, \quad \epsilon = \frac{\sigma}{\eta} \cdot t \quad (10.7)$$

Bu oquvchanlikka mos keladi (10.16- a rasm).



10.16- rasm.

Agar $\varepsilon = \text{const}$ va $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$ (deformatsiya o'zgarmas) bo'lsa, unda (10.6) dan quyidagi kelib chiqadi:

$$\frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{\sigma}{\eta} \text{ yoki } \frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{E}{\eta} dt$$

Oxirgi ifodani vaqtning boshlang'ich payti va kuchlanish δ_0 ning boshlang'ich qiymatidan to t va δ ning navbatdagi qiymatigacha integrallab, quyidagini olamiz:

$$\int_{\sigma_0}^{\sigma} \frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{E}{\eta} \int_0^t dt, \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} = -\frac{E}{\eta} \cdot t, \sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E}{\eta} t} \quad (10.8)$$

Bu kuchlanish relaksatsiyasiga mos keladi (10.16- b rasm).

Yuqorida, Maksvell modeli doirasida ko'rsatilganidek, jismda tashqi ta'sir tufayli qisqa muddatli (juda tez) boshlang'ich elastik cho'zilish yuz beradi. Odatda mavjud (real) polimerlarda qovushqoq elastiklik deformatsiya tashqi kuch ta'sir etgan zahoti yuz beradi. Shu sababli birmuncha qo'l keladigan model bu — avtomashina amortizatoriga o'xshash parallel prujinalar birikmasidan va porshendan iborat Kelvin-Foyxt modeli hisoblanadi (10.15- g rasm).

Agar bunday sistemada qisqa muddatda doimiy kuch ta'sirida

$$\sigma = \sigma_{\text{elast}} + \sigma_{\text{qovushq}} \quad (10.9)$$

kuchlanish hosil qilinsa, u holda sistema deformatsiyasi ortadi. (10.1) va (10.3) dan foydalanib, (10.9)ni o'zgartiramiz:

$$\sigma = E\varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} \text{ yoki } \frac{d\varepsilon}{\sigma - E\varepsilon} = \frac{dt}{\eta}$$

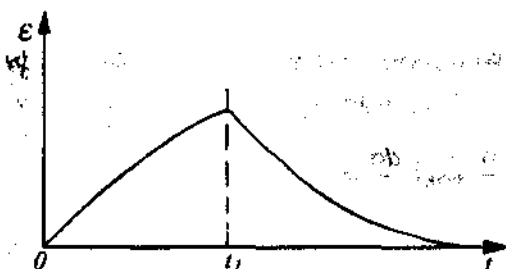
Oxirgi ifodani vaqtning boshlang'ich qiymatidan va deformatsiyaning nolchi qiymatidan hamda ning navbatdagi qiymatigacha integrallaymiz:

$$\int_0^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\sigma - E\varepsilon} = \frac{1}{\eta} \int_0^t dt, -\frac{1}{E} \ln \frac{\sigma - E\varepsilon}{\sigma} = \frac{t}{\eta}, \ln \left(1 - \frac{E}{\sigma} \varepsilon \right) = -\frac{E}{\eta} \cdot t$$

Potentsirlab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$1 - \frac{E}{\sigma} \varepsilon = e^{-\frac{E}{\eta} t} \text{ yoki } \varepsilon = \frac{\sigma}{E} \left(1 - e^{-\frac{E}{\eta} t} \right)$$

Kelvin-Foyxt modeli doirasida qaralganda ko'rinib turibdiki, deformatsiya vaqt o'tishi bilan eksponensial qonun asosida ortib boradi. Yuklanish olinganda



10.17- rasm.

(t_1 paytda $\delta = 0$) esa deformatsiya eksponentsial kamayib boradi. Bu ikki hol 10.17 rasmda ko'rsatilgan.

Polimerlarda deformatsiyaning turli xil ko'rinishlar yuz beradi: elastik qaytuvchar (model — prujina), qaytuvchar qovushqoq elastik (Kelvin Foyxt modeli) va qovushqoq

qaytmas model — porshen. Bu uch xil deformatsiya elementlarining qo'shilish jismlarning va xususan biologik obyektlarning mexanik xossalarini aks ettiruvchi birmuncha to'liq modellar yaratishga imkon beradi.

Jismlarning mexanik xossalarini modellashtirish realogiyada keng qo'llaniladi. Realogiyaning asosiy vazifasi bu — kuchlanishning nisbiy deformatsiyaga bog'liqligini: $\delta = f(\epsilon)$ kuchlanishning vaqtga bog'liqligini (kuchlanish reaksiyasi); $\epsilon = \text{const}$ bo'lganda $\delta = f(t)$ nisbiy deformatsiyaning vaqtga bog'liqligini (sudralish) aniqlashdir: $\delta = \text{const}$ bo'lganda $\epsilon = f(t)$.

10.4-§. BIOLOGIK TO'QIMALARNING MEXANIK XOSSALARI

Biologik to'qimalarning mexanik xossalari asosida ularning ikki xil tur tushuniladi.

Ulardan biri biologik harakatchanlik jarayonlari bilan bog'liq; jonivorlar muskullarining qisqarishi, hujayralarning o'sishi, xromosomalarning bo'linishi; ularning hujayralar ichidagi harakati va boshqalar. Bu jarayonlar kimyoviy jarayonlar bilan bog'langan va energetik jihatdan ATF orqali ta'minlanib, ularning tabiati esa biokimyoya kursida o'rganiladi. Shartli ko'rsatilgan guruhni biologik sistemalarning faol mexanik xossalari deb aytiladi.

Ikkinchi xili — biologik jismlarning passiv mexanik xossasi. Bu masalaning biologik to'qimalarga qo'llanilishini ko'ramiz.

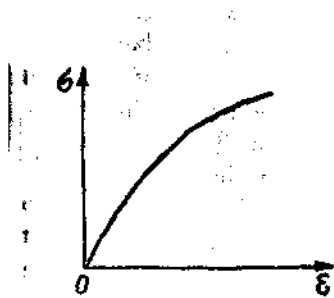
Biologik to'qima texnik obyekt sifatida kompozitsion material bo'lib, u kimyoviy jihatdan turli xil komponentlar hajmiy to'plamidan tashkil topgan. Biologik to'qimaning mexanik xossalari har bir komponentning alohida-alohid olingan mexanik xossalari bilan farq qiladi. Biologik to'qimalarning mexanik xossalarini aniqlash usullari bunday xossalarni texnik materiallarda aniqlash usullariga o'xshashdir.

Suyak to'qimasi. Suyak — tayanch harakatlanish apparatining asosiy materialidir. Soddalashtirilgan holda hisoblash mumkinki, ixcham holdagi suyak

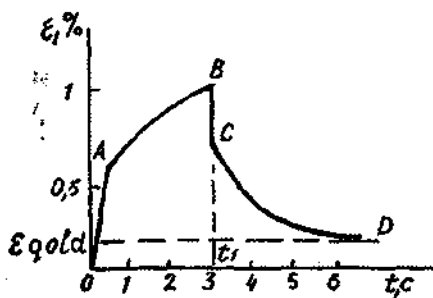
to'qimasi massasining $2/3$ qismi (0,5 hajmi) noorganik materialdan, suyakning mineral moddasi $3Ca_3(PO_4)_2Ca(OH)_2$ gidrosilapatit dan tashkil topgan. Bu modda mikroskopik kristallchalar ko'rinishida ifodalangan. Suyakning qolgan qismi organik materialdan, asosan kollagenidan (yuqori molekular birikmadan, yuksak elastiklik xossasiga ega bo'lgan tolali oqsildan) tashkil topgan. Gidrosilapatit kristallchalari kollagen to'qimalari (fibrillar) orasida joylashgan.

Suyak to'qimasining zichligi 2400 kg/m^3 . Uning mexanik xossalari juda ko'p omillarga, shu jumladan yoshiga, odam organizmi o'sishining o'ziga xos sharoitiga va albatta, organizmning qismiga ham bog'liqdir.

Suyakning kompozitsion tuzilishi unga kerakli mexanik xossalarni: qattiqlik, elastiklik mustahkamlikni baxsh etadi. Ixcham suyak to'qimasi uchun mexanik kuchlanishning nisbiy deformatsiyaga bog'lanishi $\delta = f(\epsilon)$ misol sifatida 10.18-rasmda ko'rsatilgan bo'lib, bu qattiq jismdagi o'shanday kattaliklar orasidagi bog'lanishga o'xshaydi (10.13-rasmga qarang); uncha katta bo'lmagan 10 GPa chamasida mustahkamlik chegarasi esa 100 Bu ma'lumotlarni armaturalangan kapron va shisha uchun berilgan raqamlar bilan taqqoslash foydali (13-jadvalga qarang, yaxshi moslik seziladi).



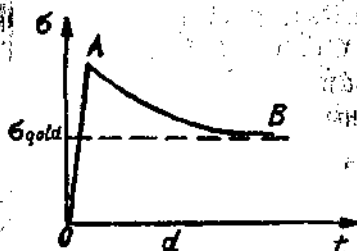
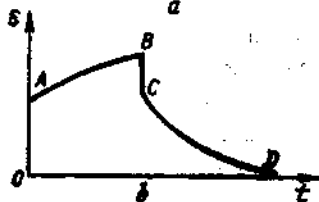
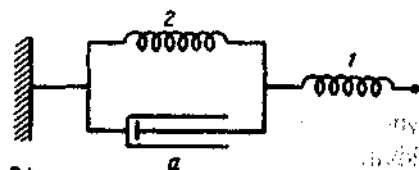
10.18- rasm.



10.19- rasm.

Ixcham suyak to'qimasining juda sekin uzayishi (sudraluvchanligi) misol tariqasida 10.19- rasmda berilgan. Bu yerda OA qism tez yuz bergan deformatsiyaga, AB — sudraluvchanlikka mos keladi. t_1 paytda B nuqtaga mos keluvchi yuklanish olib qo'yilgan. BC oraliq tez yuz beradigan qisqarish deformatsiyasiga, CD sudraluvchanlikka teskari bo'lgan oraliqqa mos keladi. Buning natijasida namuna uchun olingan suyak hatto uzoq vaqt davomida ham o'zining oldingi o'lchamlarini tiklay olmaydi, ya'ni biror E_q qoldiq deformatsiya saqlanib qoladi.

Bu bog'lanish uchun misol tariqasida quyidagi modelni tavsiya qilish mumkin (10.20- a rasm). Nisbiy deformatsiyaning vaqtga bog'liqligi 10.20- b rasmda ko'rsatilgan. Doimiy yuklanish ta'siri ostida 1 prujina juda tez cho'ziladi (OA oraliq), keyin porshen tortiladi (AB remissatsiya) kuch ta'siri to'xtagandan so'ng



10.20- rasm.

1- prujina darhol siqiladi (BC), 2- prujina esa porshenni oldingi holatiga qaytaradi (teskari relaksatsiya — CD oraliq). Ushbu tavsiya etilgan modelda qoldiq deformatsiya nazarda tutilmagan.

Sxematik ko'rinishda hisobga olish mumkinki, suyak tarkibidagi mavjud minerallar tez deformatsiyalansa, polimer (kolgen) qismi esa juda sekin deformatsiyalanadi.

Agar suyakda yoki uning mexanik modelida qisqa muddatli doimiy deformatsiya amalga oshirilsa, u holda kuchlanish ham sakrab-sakrab yuz beradi (10.20- d rasmda OA qism). Modelda esa bu 1 prujinaning cho'zilishini va unda kuchlanishning yuzaga kelishini bildiradi. So'ngra (AB qism) bu prujina porshenni tortib va 2 prujinani cho'zib qisqara boshlaydi, sistemada kuchlanish kamayib boradi. Ammo uzoq muddatdan so'ng ham δ

qoldiq kuchlanish saqlanib qoladi. Modellarda bu shuni bildiradiki, doimiy deformatsiya paytida prujinalar deformatsiyalanmagan vaziyatiga qaytishi yuz bermas ekan.

Teri. U kollagen tolalaridan, elastik (kollagen kabi tolali oqsil) tolalaridan va asosiy to'qima matritsadan iborat. Kollagen quruq massaning 75% ini, elastik esa taxminan 4% ini tashkil yetadi. Mexanik xossalari bo'yicha taxminiy ma'lumotlar 14- jadvalda keltirilgan.

14- jadval

Materiallar	Yung moduli, GPa	Mustahkamlik chegarasi, MPa
Kollagen	10-100	100
Elastin	0,1-0,6	5

Elastik deyarli rezina kabi juda kuchli (200-300% gacha) cho'ziladi. Kollagen 10% gacha cho'zilishi mumkin, bu esa kapron tolasiga mos keladi.

Yuqorida aytilganlardan ma'lumki, teri yuqori elastiklik xossasiga ega bo'lgan qovushqoq — elastik material bo'lib, u yaxshi cho'ziladi va uzayadi.

Muskullar. Muskullar tarkibiga kollagen va elastik tolalaridan tarkib topgan tutashtiruvchi to'qima kiradi. Shu sababli muskullarning mexanik xossalari

polimerlarning mexanik xossalariga o'xshashdir. Silliqliq muskullarda kuchlanish releksatsiyasi Maksvell modeliga mos keladi (10.15-*d*; 10.16-*h* rasmlarga qarang). Shu sababli silliqliq muskullar uncha katta bo'lmagan kuchlanishlarda ham ancha ko'p cho'zilishi mumkin, bu esa kovak organlar, masalan, siydik pufagi hajmining ortishiga imkon tug'diradi.

Skelet muskullari mexanik xossalari holati 10.20-*a* rasmda ko'rsatilgan modelga mos keladi.

Muskulni tezlik bilan ma'lum bir kattalikkacha cho'zganda kuchlanish keskin ortadi, so'ngra esa δ_{qoldiq} gacha kamayadi (10.20-*d* rasmi).

Skelet muskullar uchun $\delta = f(\epsilon)$ bog'lanish noxizizlidir (10.21- rasmi).

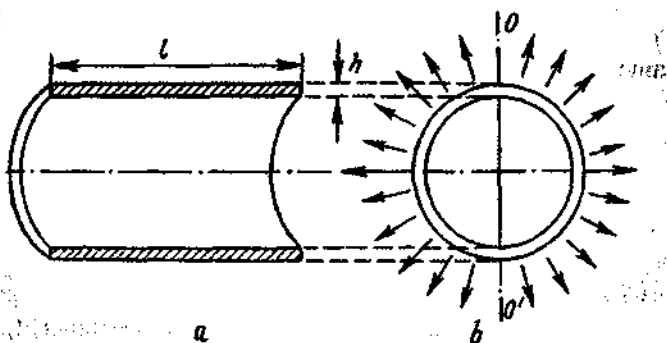
Bu egri chiziqni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, baqa biriktiruvchi muskulining deformatsiya mexanizmining taqriban 25% gachasi kollagen molekulalarining to'g'rilanishi bilan bog'liq (10.3-§ga qarang). Juda katta deformatsiyalarda esa molekulalardagi atomlararo masofa ortadi.

Qon yuradigan tomirlar to'qimasi (qon tomirlari to'qimasi)

Qon yuradigan tomirning mexanik xossalari birinchi navbatda kollagen, elastin va silliqliq muskullar tolasining xossalari orqali aniqlanadi. Qon tomirlari to'qimasining bunday tarkibiy qismlardan iboratligi qon aylanish sistemasining ish faoliyati davomida o'zgarib boradi: umumiy uyqu arteriyasida elastikning kollagenga nisbati 2:1, sondagi arteriyada esa 1:2



10.21- rasmi.



10.22- rasmi.

bo'ladi. Yurakdan uzoqlashgan sari silliq muskul tolalarining hissasi oshib boradi, arteriolalarda esa ular qon tomirlari to'qimasining asosiy tashkil etuvchilari hisoblanadi.

Qon tomirlari to'qimasi mexanik xossalarini batafsil tadqiq qilishda qon qirqib olingan namuna qon tomiridan qay yo'sinda (qon tomiri bo'ylab yoki ko'ndalangiga) qirqib olinganligi bilan farq qilinadi. Ammo, qon tomiri deformatsiyasini umumiy ko'rinishda, elastik silindrga ichki tomonidan ta'sir etgan bosimning natijasi deb qarash mumkin.

Qon tomirining uzunligi l , qalinligi h va ichki qismi radiusi r bo'lgan silindrik qismini ko'rib o'tamiz. Silindr o'qi yo'nalishi bo'ylab va o'qqa perpendikular ravishdagi kesimlar 10.22- a , b rasmda ko'rsatilgan. Silindrik shakldagi qon tomirining ikki yarmi, silindr devori kesimi yo'nalishi bo'ylab o'zaro ta'sirlashadi. (10.22- a rasmdagi shtrixlangan soha). Bu o'zaro ta'sirlashish kesimining umumiy yuzi $2hl$ ga teng. Agar qon tomirlari devorida mexanik kuchlanish mavjud bo'lsa, u holda qon tomiri ikki yarim bo'lagi orasidagi o'zaro ta'sir kuchi quyidagiga teng:

$$F = \delta 2hl \quad (10.10)$$

Bu kuch silindrga ichki tomonidan ta'sir etayotgan bosim kuchi bilan muvozanatlashadi (ular 10.22- b rasmda strelkalar bilan ko'rsatilgan). Kuchlar gorizont tekislikka nisbatan turli xil burchaklar bilan yo'nalgan (rasmda). Kuchlarning teng ta'sir etuvchisini topish uchun ularning gorizont proyeksiyalarini jamlash lozim. Ammo teng ta'sir etuvchi kuchni, yarim tsilindirning $00'$ dagi vertikal tekislikdagi proyeksiyasi yuzi $2rl$ ning bosimga ko'paytmasi orqali aniqlash soddaroqdir. Unda kuchning bosim orqali ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$F = p \cdot 2rl \quad (10.11)$$

(10.10) va (10.11)ni tenglashtirib, $\delta \cdot 2hl = p / 2rl$ ni hosil qilamiz, bundan:

$$\sigma = \frac{pr}{h} \quad (10.12)$$

Bu Lamé tenglamasidir.

Qon tomirining cho'zilishida uning devorlari hajmi o'zgarmaydi (devorlari yuzi ortadi, qalinligi esa kamayadi), yoki boshqacha aytganda, qon tomiri devorining kesim yuzi o'zgarmaydi deb hisoblaymiz (10.22- b rasm);

$$2\pi rh = \text{const}, \text{ ya'ni } rh = b = \text{const}. \quad (10.13)$$

(10.13)ni hisobga olgan holda (10.12)ni quyidagicha o'zgartirib yozamiz:

$$\sigma = \frac{pr}{h} = \frac{prr}{rh} = \frac{pr^2}{b} \quad (10.14)$$

(10.14) formuladan ko'rinib turibdiki, kapillarlarda ($r \rightarrow 0$) kuchlanish yuzaga kelmaydi ($\delta \rightarrow 0$).

(10.14) formula uch kattalik orasidagi bog'lanishni ifodalaydi, shu sababli bu formula yordamida biror bog'lanishni amalga oshirish qiyin masala. Masalan, $\delta = f(r)$ bog'lanish $\delta \sim r^2$ turdagi bog'lanish bo'la olmaydi, chunki qon tomirining radiusi va undagi bosim o'zaro bog'liqdir. Undan tashqari (10.14) tenglama elastik jismning o'z ichiga olmaydi. Shu sababli bu formulani o'zgartirish maqsadga muvofiqdir. Buning uchun (10.14) formulani ikki o'zgaruvchining funksiyasi kabi differensiallaymiz:

$$d\sigma = \frac{r^2}{b} dp + \frac{2prdr}{b} \quad (10.15)$$

Guk qonuni (10.1) ni differensiallab, quyidagi tenglamani olamiz:

$$d\delta = E \cdot d\varepsilon \quad (10.16)$$

Nisbiy deformatsiyaning elementar o'zgarishini silindrik namunaga qo'llagan holda quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$d\varepsilon = \frac{dr}{r} \quad (10.17)$$

(10.17)dan foydalanib, (10.16) o'rniga quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$d\sigma = E \cdot \frac{dr}{r} \quad (10.18)$$

(10.15) va (10.18)ning o'ng tomonlarini tenglashtirib topamiz:

$$E \cdot \frac{dr}{r} = \frac{r^2}{b} dp + \frac{2pr}{b} dr \quad (10.19)$$

Bu tenglamani boshqa ko'rinishda ifodalaymiz:

$$dp = \frac{b}{r^2} \left(E \frac{dr}{r} - \frac{2pr}{b} dr \right) = \left(\frac{Eb}{r^3} - \frac{2p}{r} \right) dr \quad (10.20)$$

Agar E katta bo'lsa, (10.20) dan taxminan quyidagini olish mumkin:

$$dp = \frac{Eb}{r^3} dr \quad (10.21)$$

Qon tomiri radiusi bilan bosim orasidagi bog'lanishni va elastiklik modulini topishda (10.20) va (10.21) tenglamalardan foydalanish mumkin. Tomir urishiga oid to'lqinlarning tarqalishi haqidagi miqdoriy munosabatlar masalasini hal etish ham shu ikki tenglama asosida hosil qilinadi.

N.S.Xamin qon tomirlari mexanik xossalari ni o'lchash borasida juda katta ishlarni amalga oshirdi.

Oxirida xulosa qilib, biologik to'qimalarning passiv mexanik xossalari to'g'risida tasavvurga ega bo'lish eng muhim deb hisoblangan tibbiyot yo'nalishlari va bo'limlarini qayd qilib o'tamiz:

— kosmik tibbiyotda, chunki bunda odam yangi, ekstremal yashash sharoitida bo'ladi;

— sportda erishilgan yutuqlar samaradorligi va uning borgan sari oshib borishi, sport tabobati sohasida ishlovchi tibbiyotchilar diqqat-e'tiborini odamning tayanch harakatlanish apparati fiziologik imkoniyatlari tomon jalb qiladi;

— gigiyenistlar odamni vibratsiya ta'siridan himoya qilishda to'qimalarning mexanik xossalari hisobga olishlari zarur;

— tabiiy organlar va to'qimalarni sun'iy yasama a'zolarga almashtirishda, biologik obyektlarning mexanik xossalari va parametrlarini bilish yanada muhimdir;

— sud tibbiyotida biologik strukturalarning turli xil deformatsiyalarga chidamliligini (mustahkamligini) bilish lozim;

— travmatologiya va ortopediyada organizmga mexanik ta'sir etish masalalari asosiy usul hisoblanadi.

Bu ro'yxat mazkur bobda vrach ma'lumoti uchun bayon qilingan materialning mohiyatini to'la-to'kis yoritmaydi.

Ushbu ma'lumotni qayd qilish

Ushbu ma'lumotni qayd qilish

O'n birinchi bob

GEMODINAMIKANING FIZIK MASALALARI

Biomexanikaning tomirlar sistemasidagi qon harakatini o'rganuvchi bo'limiga gemodinamika deyiladi. Gemodinamikaning fizik asosi gidrodinamikadir. Qonning harakati qonga ham qon tashuvchi tomirlarning xossalriga ham bog'liq. Ushbu bobda qon aylanishi tufayli qo'llaniladigan ayrim texnik qurilmalari ishining fizik asoslari ko'rib o'tiladi.

11.1-§. QON AYLANISHI MODELLARI

O. Frank taklif etgan qon yuradigan tomirlar sistemasining gidrodinamik modelini ko'rib o'tamiz. Bu model yetarlicha oddiy bo'lishiga qaramasdan, qonning zarb hajmi (bitta sistola davomida yurak qorinchasi tomonidan otib chiqarilayotgan qonning hajmi) bilan, qon aylanish sistemasi markazidan uzoqda joylashgan qismlarining gidravlik X_0 qarshiligi va arteriyalardagi bosimning o'zgarishlari orasidagi bog'lanishni amalga oshirishga imkon beradi. Qon aylanish sistemasi arterial qismi elastik rezervuar kabi modellashtiriladi (11.1- rasm, ER bilan belgilangan).

Qon elastik rezervuarda bo'lgani sababli uning ixtiyoriy paytdagi hajmi p bosimga quyidagi munosabat orqali bog'langan:

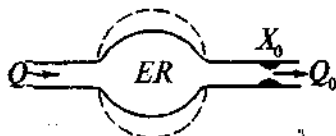
$$V = V_0 + Rp \quad (11.1)$$

bu yerda R — rezervuarining elastikligi (hajmi bilan bosim orasidagi proporsionallik koeffitsiyenti); V_0 — rezervuarining bosim bo'lmagandagi ($p = 0$) hajmi. (11.1)ni differensiallab, quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\frac{dV}{dt} = k \frac{dp}{dt} \quad (11.2)$$

Qon yurakdagi elastik rezervuarga (arteriyaga) kiradi, qon oqishining hajmiy tezligi Q ga teng. Qon elastik rezervuardan, chetki qismlarga (arteriolalar, kapillarlariga) Q_0 hajmiy tezlik bilan oqib chiqadi. Faraz qilaylik, chetki sistemalarning gidravlik qarshiligi o'zgarmas bo'lsin. Bu elastik rezervuarining chiqish qismiga mahkamlangan „qattiq“ naycha qo'yish orqali modellashtiriladi (11.1- rasm).

Yurakdan oqib chiqayotgan qonning hajmiy tezligi elastik rezervuar hajmining ortishi tezligiga va elastik rezervuardan oqib chiqayotgan qonning tezligiga tengligini ko'rsatuvchi yetarlicha aniqlikka ega bo'lgan tenglamani tuzish mumkin (11.1- rasm);



11.1- rasm.

$$Q = \frac{dV}{dt} + Q_0 \quad (11.3)$$

(9.8) Puazeyl tenglamasi va (9.9) formulaga asosan qon aylanish sistemasining chetki qismlari uchun quyidagi formulani yozish mumkin:

$$Q_0 = \frac{p - p_v}{X_0} \quad (11.4)$$

bu yerda p – elastik rezervuardagi bosim; p_v — venaga oid bosim, uni nolga teng deb olish mumkin, u holda (11.4) o'rniga quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q_0 = \frac{p}{X_0} \quad (11.5)$$

(11.2) va (11.5)ni (11.3)ga qo'ysak,

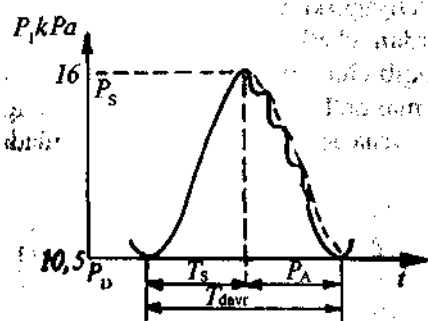
$$Q = k \frac{dp}{dt} + \frac{p}{X_0}, \text{ yoki} \quad (11.6)$$

$$Qdt = kdp + \frac{p}{X_0} dt$$

ni hosil qilamiz va (11.6)ni integrallaymiz. Integrallash chegarasi vaqt bo'yicha pulsning davriga (yurakning qisqarish davri) mos bo'lib, 0 dan toki T_d gacha bo'ladi. Ushbu vaqtinchalik chegaralarga bir xil bosimlar mos keladi eng kichik diastolik bosim P_d :

$$\int_0^{T_d} Qdt = k \int_{P_d}^{R_d} dp = \frac{1}{X_0} \int_0^{T_d} p dt \quad (11.7)$$

Chegaralari bir xil bo'lgan integral nolga teng bo'lgani sababli (11.7)dan quyidagi tenglama hosil bo'ladi:



11.2- rasm.

$$\int_0^{T_d} Qdt = \frac{1}{X_0} \int_0^{T_d} p dt \quad (11.8)$$

Uyqu arteriyasidagi bosimning vaqtga bog'liq holda o'zgarishini ko'rsatuvchi tajriba asosida olingan egri chiziq 11.2-rasmda ko'rsatilgan (tutash chiziq). Rasmda pulsning davri, sistolaning T_s diastolaning T_d davomiyligi va maksimal sistolik bosim ko'rsatilgan.

(11.8) tenglamaning chap qismidagi integral yurakning bir marta qisqarishi

davomida undan siqib chiqarilgan qonning hajmi zarb hajmiga teng bo'lib, u qiriba asosida topilish mumkin (11.8) tenglamaning o'ng qismidagi integral egri chiziq va vaqt o'qi bilan chegaralangan (11.2- rasm) figuraning yuziga mos kelishini ham aniqlash mumkin. Integrallarning ko'rsatilgan qiymatlaridan foydalanib, (11.8) formula asosida qon aylanish sistemasi chetki qismlaridagi gidravlik qarshilikni hisoblash mumkin.

Sistola (yurakning qisqarishi) paytida elastik rezervuarining kengayishi, sistoladan so'nggi diastola paytida esa qonning chekka qismlarga oqib chiqishi yuz beradi, $Q = 0$. Bu davr uchun (11.6)dan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$0 = kdp + \frac{P}{X_0} dt \text{ yoki } \frac{dp}{p} = -\frac{dt}{kX_0} \quad (11.9)$$

(11.9)ni integrallab, rezervuarda sistoladan so'nggi bosimning vaqtga bog'liqligini ifodalovchi formulani hosil qilamiz:

$$p = p_s e^{-t/(kX_0)} \quad (11.10)$$

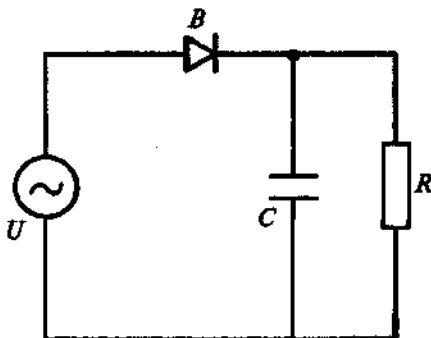
Bunga mos bo'lgan egri chiziq 11.2- rasmda shtrix chiziq ko'rinishida tasvirlangan. (11.5) formula asosida qonning oqib chiqish tezligining vaqtga bog'liqligini topamiz:

$$Q = Q_s e^{-t/(kX_0)} \quad (11.11)$$

bunda $Q_s = P/X_0$ — sistola oxirida (diastola boshida) elastik rezervuardan oqib chiqayotgan qon harakatining hajmiy tezligi.

(11.10) va (11.11) formulalardagi bog'lanishlarni ifodalovchi egri chiziqlar eksponentlardan iborat. Ushbu model real hodisani qo'pol darajada tavsiflasada, u diastola oxiridan jarayonni haddan tashqari sodda va ishonchli ko'rinishda aks ettiradi. Lekin shu bilan birga bu model yordamida diastola boshidagi bosimning o'zgarishini tasvirlab bo'lmaydi. Mexanik model asosida unga o'xshash bo'lgan qon aylanish sistemasining elektrik modelini qo'yish mumkin (11.3- rasm).

Bu yerda sinusoidal bo'lmagan elektr kuchlanishni beruvchi U manba, yurakka o'xshash, to'g'rilagich B — yurak klapani vazifasini bajaradi. Kondensator C yarim davrga teng bo'lgan vaqt davomida zaryadni to'plab, so'ng rezistor R orqali zaryadsizlanadi va shu yo'sinda rezistor orqali oqib o'tayotgan tok kuchi silliqlanadi. Kondensatorning ish faoliyati elastik rezervuar (aortalar, arteriyalar) nikiga o'xshash bo'lib, arteriolalarda va



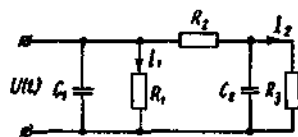
11.3- rasm.

kapillarlarda qon bosimi o'zgarib turishlarini silliqlash vazifasini bajaradi. Rezistor esa chetki qon tomirlari sistemasining elektrik analogiyasi hisoblanadi.

Tomirlar yo'li fazoda taqsimlangan sistema hisoblanadi, degan faktni hisobga olish uchun qon tomirlari yo'lining yanada aniqroq modeli ko'p miqdordagi elastik rezervuarlardan foydalanilgan. Qonning inersial xossalarini hisobga olish uchun model qurishda aortaning yuqoriga yo'nalgan va pastga yo'nalgan tarmoqlarini modellovchi elastik rezervuarlar turlicha elastiklikka ega bo'ladi deb taxmin qilinadi. Elastikligi turlicha bo'lgan ikkita rezervuardan va rezervuarlari orasidagi gidravlik qarshiligi har xil bo'lgan noelastik zvenolardan iborat Roston modeli 11.4- rasmدا tasvirlangan. Bunday modelga 11.5- rasmدا tasvirlangan elektr sxemasi mos keladi. Bu yerda tok manbai $P(t)$ bosimning analogi bo'lgan pulsatsiyalovchi $U(t)$ kuchlanishni uzatadi: C_1 va C_2 sig'imglar k_1 va k_2 elastiklikka; R_1 , R_2 va R_3 elektr qarshiliklari X_1 , X_2 va X_3 gidravlik qarshiliklarga; I_1 va I_2 tok kuchlari qonning qochishi tezliklari Q_1 va Q_2 ga mos keladi.



11.4- rasm.



11.5- rasm.

Bunday model ikkita birinchi tartibli differensial tenglamalar sistemasi yordamida tavsiflanadi, ularning yechimini esa birinchi va ikkinchi kameralarga mos keluvchi ikkita egri chiziq beradi.

Ikki kamerali model tomirlarda yuz beradigan jarayonlarda oqimni yaxshiroq tavsiflab beradi, lekin u diastolalar boshidagi bosim o'zgarishlarini (tebranishlarini) tushuntirmaydi.

Bir necha yuzlab elementlardan tashkil topgan moddalar *parametrlari bilan taqsimlangan modellar* deyiladi.

11.2-§. PULS (TOMIR URISHI) TO'LQINI

Yurak muskullarining qisqarishida (sistola) qon yurakdan aortaga va undan tarqalib ketuvchi arteriyalarga siqib chiqarila boshlaydi. Agar bu tomirlar devorlari qattiq bo'lganda edi, qonning yurakdan chiqishi paytida vujudga kelgan bosim tovush tezligida chekkadagi qismlarga uzatilgan bo'lar edi. Qon tomirlarining elastikligi shunga olib keladiki, sistola paytida yurak itarib chiqarayotgan qon aorta, arteriya va arteriolalarni cho'zadi, bunda katta qon tomirlari sistola paytida markazdan chetdagi qismlarga oqib boradigan qonga nisbatan ko'p qonni qabul qiladi. Odamning sistolik bosimi normada taxminan

16 kPa ga teng. Yurakning bo'shshishi (diastola) paytida cho'zilgan qon tomirlari pasayadi (bo'shshadi) va yurakning qon orqali ularga uzatgan potensial energiyasi qonning oqishidagi kinetik energiyasiga aylanib, diastolik bosimning taqriban 11 kPa atrofida tutib turilishiga madad beradi. Sistolalar yuz berishi davrida qonning chap qorinchadan itarib chiqarilishi tufayli yuzaga kelgan va aorta hamda arteriyalar orqali tarqaluvchi yuqori bosimli to'ldinga pulsi to'ldin deyiladi.

Puls to'ldini 5–10 m/s va undan ortiqroq tezlik bilan tarqaladi. Demak, sistola davrida (0,3 s atrofida u 1,5–3 m) masofaga tarqalishi lozim, bu masofa esa yurakdan qo'l va oyoqlargacha bo'lgan masofadan ortiqroqdir. Bu shuni bildiradiki, puls to'ldini fronti qo'l va oyoqlarning oxirgi nuqtalariga aortada bosimning pasayishidan oldin yetib boradi. Arteriyaning yon tomonidan sxematik ko'rinishi 11.6- rasmda ko'rsatilgan: *a* — puls to'ldini o'tgandan so'ng, *b* — arteriya orqali puls to'ldinining o'tish payti, *d* — arteriyada puls to'ldini mavjudligi, *e* — ko'tarilgan bosimning pasaya boshlashi.

Katta arteriyalardagi puls to'ldiniga qon oqishining pulsatsiyalangan tezligi mos keladi, ammo qonning tezligi (eng katta qiymati 0,3–0,5 m/s) puls to'ldini tarqalish tezligidan aytarli darajada kichikdir.

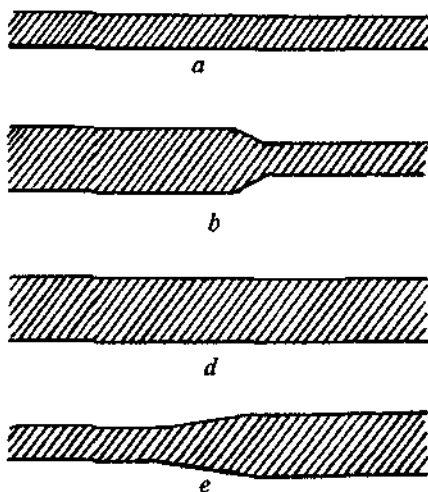
Yurak ishi to'g'risidagi umumiy tushunchalardan va modellarda o'tkazilgan tajribadan ma'lum bo'lishicha puls to'ldini sinusoidal (garmonik) bo'la olmaydi. Puls to'ldini har qanday davriy jarayon kabi garmonik to'ldinlarning yig'indisi kabi ko'rsatilishi mumkin (7.4- §ga qarang). Shu sababli pulsi garmonik to'ldinga biror model kabi diqqatimizni jalb qilaylik.

Faraz qilaylik, garmonik to'ldin *X* o'qi yo'nalishi bo'ylab qon tomirida *x* tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin.

Qonning qovushqoqligi va qon tomirining elastiklik va yopishqoqlik xossasi to'ldin amplitudasini kamaytiradi. Ya'ni so'nish eksponentsial ko'rinishda bo'ladi deb hisoblash mumkin (masalan, 7.5- §ga qarang). Bunga asoslangan holda pulsi garmonik to'ldin uchun quyidagi tenglamani yozish mumkin:

$$p = p_0 e^{-\chi x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (11.12)$$

bu yerda P_0 — puls to'ldinidagi bosim amplitudasi, x — tebranish manbaidan (yurakdan) ixtiyoriy olingan nuqtagacha bo'lgan masofa, t — vaqt, ω — tebranishlar siklik chastotasi; χ —



11.6- rasm.

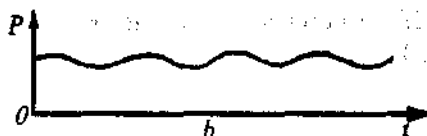
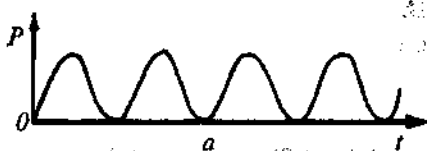
to'liqning so'nishini aniqlovchi biror o'zgarimas kattalik. Pulsli to'liqin uzunligini quyidagi formula yordamida topish mumkin:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{2v}{\omega} \quad (11.13)$$

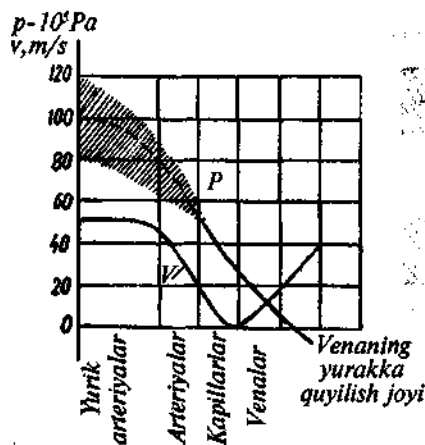
Bosim to'liqini biror „ortiqcha“ bosimni ifodalaydi. Shu sababli „asosiy“ bosim p_a ni hisobga olgan holda (p_a — atmosfera bosimi yoki qon tomirlarini o'rab olgan atrof muhitdagi bosim) bosimning o'zgarishini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$p = p_a + p_0 e^{-\alpha x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (11.14)$$

(11.14) dan ko'rinib turibdiki, qon siljigani sari (x ortib borgani sari) bosimning tebranishi tekislanib boradi. Bosimning yurak yaqinidagi aortada (a)



11.7- rasm.



11.8- rasm.

va arteriolalarda (b) tebranishi 11.7- rasmda sxematik ko'rinishda berilgan. Grafiklar garmonik pulsli to'liqinning modelini faraz qilib berilgan.

Bosimning o'rta qiymatining va qon oqimi tezligi v_{qon} ning qon harakatlanuvchi tomirlar turiga bog'liq holda o'zgarishini ko'rsatuvchi grafiklar 11.8- rasmda berilgan. Qonning gidrostatik bosimi hisobga olinmaydi. Bosim atmosfera bosimidan ortiqcha. Shtrixlangan soha bosim tebranishiga mos keladi (puls to'liqini).

Katta tomirlarda puls to'liqining tezligi tomirlar parametrlariga quyidagi ko'rinishda bog'liq (Mosner-Kertex eg formulasi):

$$v = \sqrt{\frac{Eh}{\rho d}}, \quad (11.15)$$

bu yerda E — elastiklik module; ρ — qon tomiri moddasining zichligi; h — qon tomiri devorining qalinligi; d — qon tomiri diametri.

(11.15) tenglamani ingichka sterjendagi tovushning tarqalishi bilan taqqoslash qiziqarlidir:

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (11.16)$$

Odamda yosh ulg'ayishi bilan qon tomirlarining elastiklik moduli ham ortib boradi, shu sababli (11.16)dan ko'rinib turibdiki, elastiklik moduli ortsa, puls to'kqinining tezligi ham katta bo'ladi.

11.3-§. YURAKNING ISHI VA QUVVATI. SUN'IY QON AYLANISH APPARATI (SQAA)

Yurak bajaradigan ish bosim kuchlarini yengish va qonga kinetik energiya berish uchun sarflanadi.

Chap qorinchaning bir marta qisqarishida bajariladigan ishni hisoblaylik. Qonning zarb hajmi V_z ni silindri ko'rinishida ifodalaymiz (11.9- rasm). Yurak bu hajmni ko'ndalang kesimi yuzi S bo'lgan aorta bo'ylab o'rtacha p bosim ostida l masofaga siqib chiqaradi deb hisoblash mumkin. Bunda bajarilgan ish

$$A_1 = F \cdot l = p \cdot S \cdot l = pV_z.$$

Bu hajmdagi qonga kinetik energiya berish uchun

$$A_2 = \frac{mv^2}{2} = \frac{\rho V_z v^2}{2},$$

ish bajarilgan, bu yerda ρ – qonning zichligi; v — qonning aortadagi tezligi.

Shunday qilib, chap qorinchaning bir marta qisqarishida bajarilgan ish

$$A_{\text{ch.qor}} = A_1 + A_2 = pV_z + \frac{\rho V_z v^2}{2}.$$

O'ng qorinchaning bajargan ishi „chap qorincha“ bajargan ishning 0,2 qismiga teng deb qabul qilinishi tufayli, yurakning bir marta qisqarishida bajargan to'la ishi

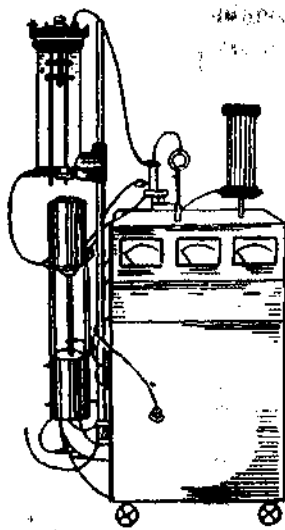
$$A = A_1 + 0,2A_{\text{o'ng}} = 1,2 \left(pV_z + \frac{\rho V_z v^2}{2} \right). \quad (11.17)$$

(11.17) formula organizmning ham tinchlikdagi, ham aktiv holatlari uchun o'z kuchini saqlaydi. Bu holatlar qon xarakati tezligining turlicha qiymatlari bilangina farq qiladi.

(11.17) formulaga $p = 13 \text{ kPa}$, $V_z = 60 \text{ ml} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$, $\rho = 1,05 \cdot 10^3 \text{ kg / m}^3$, $v = 0,5 \text{ m / s}$ kattaliklarni qo'yib, tinch holatda yurakning bir marta qisqarishida bajarilgan ishni topamiz: $A \approx 1 \text{ j}$.



11.9- rasm.



11.10- rasm.

Yurak l s da o'rtacha bir marta qisqaradi deb hisoblab, bir sutka davomida yurakning bajargan ishini topamiz: $A_{yu} = 86400 J$. Muskullarning aktiv faoliyatida yurakning ishi bi mecha marta ortishi mumkin.

Agar sistola davomiyligi $t = 0,3 s$ ekani hisobga olinsa, yurakning bir marta qisqarishidagi quvvati

$$\langle W \rangle = A_1 / t = 3,3 \text{ Vt.}$$

Yurakda operatsiya qilish davomida uni vaqtincha qon aylanish sistemasidan ajratishga to'g'ri keladi, bunda maxsus sun'iy qon aylanish apparatidan foydalaniladi (11.10-rasm). Mazmunan, bu apparat sun'iy yurak (nasos sistemasi) bilan sun'iy o'pka (oksigenator — qonni kislorod bilan boyitilishini ta'minlovchi sistema) birikmasidan iborat.

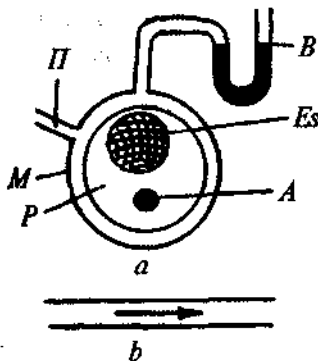
11.4-§. KLINIKADA QON BOSIMINI O'LCHASHNING FIZIK ASOSLARI

Fizik parametr — qon bosimi juda ko'p kasalliklar diagnostikasida katta rol o'ynaydi.

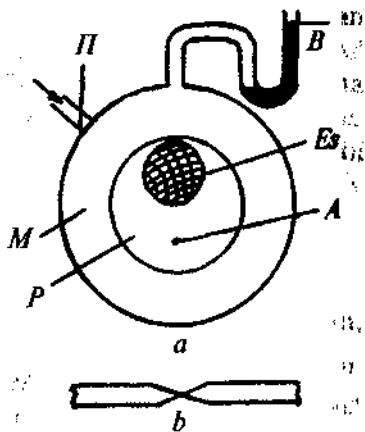
Arteriyalarning birortasidagi sistolik va diastolik bosimlar to'g'ridan-to'g'ri manometrga ulangan igna yordamida o'lchanishi mumkin. Lekin tibbiyotda N.S. Korotkov taklif etgan qonsiz usuldan keng miqyosda foydalaniladi. Bu usulning fizik asoslarini yelka arteriyasidagi qon bosimini o'lchash misolida ko'raylik.

Yelka bilan tirsak orasiga manjeta o'raladi. Qo'lga o'ralgan manjetaning M , qo'lning bir qismi P , yelka suyagi H va yelka arteriyasi A ning kesimlari 11.11- a – 11.13- a rasmda ko'rsatilgan. B shlang orqali manjetaga havo yuborilganda manjeta qo'lni siqadi. So'ngra shu shlang orqali havo sekin-asta chiqarila boshlaydi va B manometr yordamida manjetadagi bosim o'lchanadi. Shu qismlarning o'zidagi pozitsiyada har bir holatga mos keluvchi yelka arteriyasining bo'ylama kesimlari ko'rsatilgan. Boshida atmosfera bosimiga nisbatan manjetadagi havoning bosimi nolga teng (11.11- rasm), manjeta qo'lni va arteriyani saqlaydi. Manjetaga ma'lum bir o'lchovda havo damlangani sari manjeta yelka arteriyasini siqa boshlaydi va qonning oqishi to'xtaydi (11.12- rasm).

Agar muskullar bo'shashtirilgan bo'lsa, elastik devorlardan iborat bo'lgan manjeta ichidagi bosim taxminan manjetaga tegib yumshoq to'qimalardagi bosimga teng bo'ladi. Bosimni qonsiz usulda o'lchashning asosiy fizik g'oyasi mana shundan iboratdir.



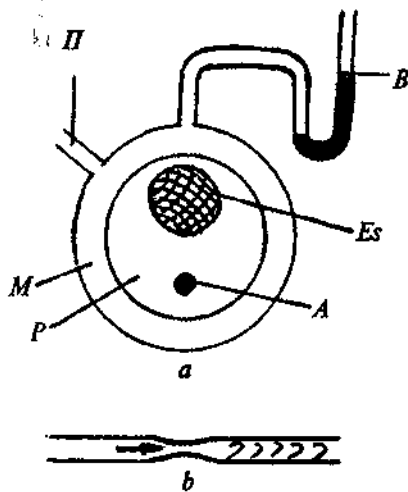
11.11- rasm.



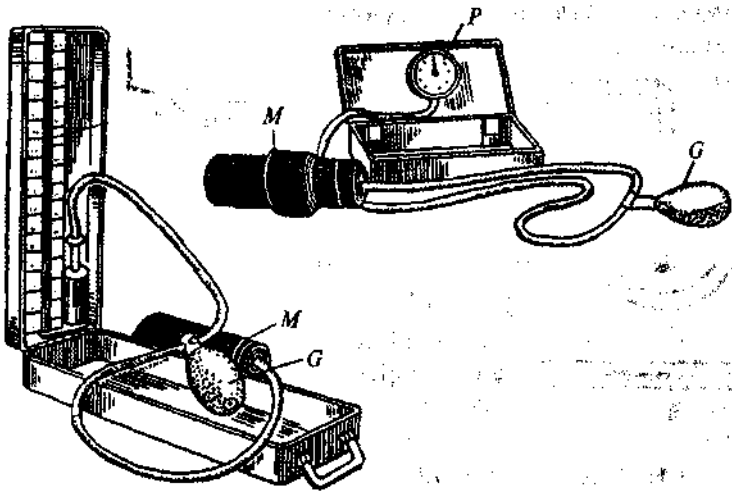
11.12- rasm.

Havoni asta-sekin chiqarib, manjetadagi va unga tegib turgan yumshoq to'qimalardagi bosim kamaytirib boriladi. Qachonki bosim sistolik bosimga teng bo'lsa, qon qattiq siqilgan arteriya orqali o'tilib chiqish imkoniyatiga ega bo'ladi, bunda turbulent oqim yuzaga keladi (11.13-rasm).

Vrach bosimni o'lchashda fonendoskopni arteriya ustiga manjetadan chetroqqa (ya'ni yurakdan uncha uzoqroq joyga) qo'yib, turbulent oqimga taalluqli bo'lgan va u bilan birgalikda yuzaga kelgan ton va shovqinlarni eshitib ko'radi. Manjetadagi bosimni kamaytira borib, laminar oqimni tiklash mumkin, buni eshitib ko'rilayotgan tonlarning birdaniga pasayib ketishidan bilish mumkin. Arteriyada laminar oqimning tiklanishiga mos keluvchi manjetadagi bosim diastolik bosim kabi qayd etiladi. Arterial bosimni o'lchashda 11.14- rasmda ko'rsatilgan asboblardan foydalaniladi: *a* — simobli manometri bo'lgan sfigmomanometr, *b* — metall membranali manometri bo'lgan sfigmomanometr; bu yerda *M* — manjeta, *G* — manjetaga havoni haydovchi rezina nok, *P* — manometr.



11.13- rasm.



11.14- rasm.

11.5-§. QON OQIMI TEZLIGINI ANIQLASH

Qon oqimi tezligini aniqlashning bir necha usuli mavjud bo'lib, shulardan ikki turining fizik asoslarini ko'rib o'taylik.

Ultratovush usuli (ultratovushli raxodometriya). Bu usul Dopler effektiga asoslangan (q. 7.11-§). Ultratovush (Ut) chastotali elektr tebranishlari signali 1 generatordan (11.15- rasm), Ut ning 2 nurlatkichiga chastotani tenglashtiruvchi 3 qurilmaga uzatiladi. 4 UT to'liqini 5 qon tomirlariga o'tadi va harakatlanuvchi 6 eritrotsitlardan qaytadi. Qaytgan 7 UT to'liqini 8 priyomnikka uzatiladi. Bunda u elektr tebranishlariga aylantiriladi va kuchaytiriladi. Kuchaytirilgan elektr tebranishlari 3 qurilmaga tushadi. Bu yerda tushuvchi va

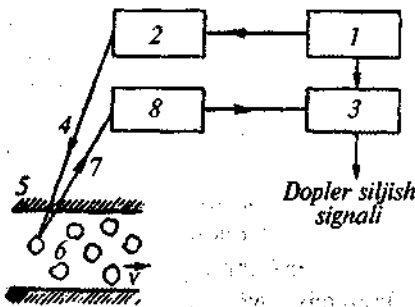
qaytgan to'liqlar tebranishlari mos holda tenglashtiriladi va doplarning chastotalar bo'yicha siljishi elektr tebranishlari ko'rinishida ajralib chiqadi:

$$U = U_0 \cos 2\pi v_d t$$

(7.62) formuladan eritrotsitlarning tezligini aniqlash mumkin:

$$v_0 = \frac{v}{2} \cdot \frac{v_d}{v_g} \quad (11.18)$$

Katta qon tomirlarida eritrotsitlarning tezligi ularning o'qqa nisbatan joy-



11.15- rasm.

lashishlariga qarab turlicha bo'ladi: „o'q yaqinidagi“ eritrotsitlar katta tezlik bilan „devor yaqinidagi“lari esa kichik tezlik bilan harakatlanadi. UT to'liqlari turli xil eritrotsitlardan qaytishi mumkin, shu sababli doplarning siljishi bitta chastota ko'rinishida bo'lmay, biror chastotalar oralig'ida bo'ladi. Shunday qilib, Dopler effekti qon oqimining faqat o'rtacha tezligini emas, balki qonning turli xil qatlamlari tezligini ham aniqlashga imkon beradi.

Elektromagnit usul (elektromagnit rasxodometriya). Qon oqishi tezligini aniqlashning bu usuli harakatlanuvchi zarrachalarning magnit maydonida og'ishiga asoslangan. Masala shundan iboratki, qon elektr jihatdan neytral sistema bo'lsa-da, musbat va manfiy ionlardan tashkil topgan. Shunday ekan, harakatlanayotgan qon zaryadli zarrachalar oqimi bo'lib, v_{qon} tezlik bilan harakatlanadi. Harakatlanayotgan q elektr zaryadiga induksiyasi B bo'lgan magnit maydonida (16.3- §ga qarang):

$$F = qV_{qon}B \quad (11.19)$$

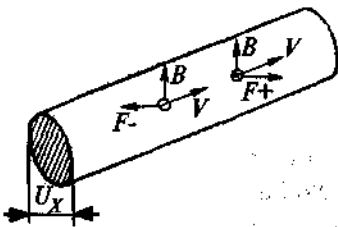
kuch ta'sir qiladi. Agar zaryad manfiy bo'lsa, u holda kuch vektorlar ko'paytmasi $V_{qon} \times B$ ga teskari yo'nalgan.

Magnit maydoni tomonidan turli xil ishorali zaryadga ta'sir etuvchi kuchlar 11.16- rasmda ko'rsatilganidek qarama-qarshi yo'nalgan. Qon tomiri devorining bir tomoni yaqinida ortiqcha musbat zaryad, ikkinchi tomoni yaqinida esa manfiy zaryadlar ko'proq to'planadi. Zaryadlarning tomir ko'ndalang kesimi bo'ylab bunday taqsimlanishi elektr maydonini yuzaga keltiradi. Bunday fizik hodisa Xoll effekti deb aytiladi.

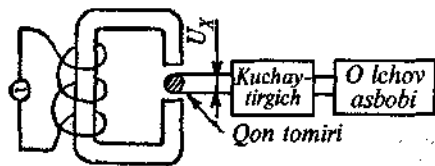
U_x kuchlanish (xoll kuchlanishi) ionlar harakatining tezligiga, ya'ni qonning tezligiga bog'liq [(11.19) ga qarang]. Shunday qilib, U_x kuchlanishni o'lchash bilan qonning tezligini ham aniqlash mumkin ekan. Qon tomiri ko'ndalang kesimi S ni bilgan holda, qon oqishi hajmiy tezligini (m/s) hisoblash mumkin:

$$Q = v_{qon} \cdot S \quad (11.20)$$

Ushbu usulda o'zgaruvchan magnit maydonini qo'llash amaliy jihatdan qulaydir (11.17- rasm). Bu o'zgaruvchan xoll U_x kuchlanishi ni yuzaga keltiradi, bo'ngra u kuchaytiriladi va o'lchanadi.



11.16- rasm.



11.17- rasm.

III bo'lim

MUVOZANATLI VA NOMUVOZANATLI TERMODINAMIKA. BIOLOGIK MEMBRANALARDAGI DIFFUZION JARAYONLAR

Bu bo'limda, tabiati turlicha bo'lgan moddalarni tashkil etgan juda ko'p sonli molekularlarning tartibsiz harakati orqali aniqlanadigan hodisalar ko'riladi. Bu hodisalarni o'rganib, ikkita asosiy usul qo'llaniladi.

Ulardan biri termodinamik usul, u amalda orttirilgan bilimlarga asoslangan qonun bo'lib, termodinamikaning asoslari (qonunlari, prinsiplari) nomini olgan. Masalaga bunday usulda yondoshishda moddaning ichki tuzilishi hisobga olinmaydi.

Ikkinchi usul molekular-kinetik (statistik) moddani molekular tuzilishda tasavvur qilishga asoslangan. Moddadagi molekularlarning juda ko'pligini hisobga olgan holda, ehtimollik nazariyasini qo'llab ma'lum bir qonuniyatni yaratish mumkin.

Bu bo'limda ikkala usuldan ham turli darajada foydalaniladi.

Tibbiyotchilar uchun organizm energetikasini tushunish, atrof-muhit bilan biologik sistemalar orasidagi issiqlik almashinishi, biologik membranalarda yuz beradigan fizik jarayonlarni tushuntirish va boshqalar uchun ushbu masalalarni bilish muhimdir.

TERMODINAMIKA

Termodinamika deganda sistemani tashkil etuvchi jismlarning mikroskopik tuzilishini hisobga olmagan holda ular orasida energiya almashinuvi mumkin bo'lgan sistemalarni (termodinamik sistemalarni) qarab chiquvchi fizikaning bo'limi tushuniladi. Muvozanatli sistemalar termodinamikasi yoki muvozanat holatiga o'tuvchi sistemalar (klassik yoki muvozanatli termodinamika, biz uni ko'pincha oddiygina termodinamika deb ataymiz) va nomuvozanatli termodinamik sistemalar (nomuvozanatli termodinamika) bir-biridan farqlanadi.

Nomuvozanatli termodinamika biologik sistemalarni ko'rib chiqishda asosiy o'rinni egallaydi.

Ushbu bobda termodinamika bilan bir qatorda past temperaturali va qizdirilgan muhitlarni davolashda qo'llanilishi bilan bog'liq bo'lgan masalalar, shuningdek, termometriya va kalorimetriya elementlari yoritilgan.

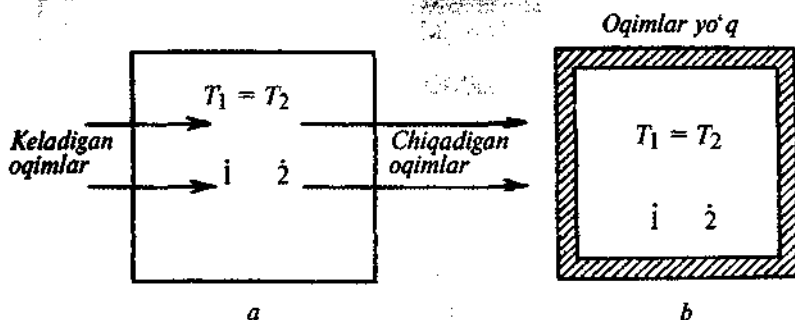
**12.1-§. TERMODINAMIKANING ASOSIY TUSHUNCHALARI.
TERMODINAMIKANING BIRINCHI QONUNI**

Termodinamika sistemasining holati parametrlar (hajm, bosim, harorat, zichlik va hokazo) deb atalgan fizik kattaliklar bilan xarakterlanadi.

Agar sistemaning parametrlari uni atrof-muhitdagi jismlar bilan o'zaro ta'sirlashishida vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, sistemaning holati statsionar deyiladi. Bunga ishlab turgan xo'jalik xolodilnigi ichki qismining juda qisqa vaqt oralig'idagi holati, odam gavdasining holati, isitiluvchi xona ichidagi havoning holati va boshqalar misol bo'ladi.

Statsionar holatda bo'lgan sistemaning turli qismlaridagi parametrlarning qiymatlari odatda bir-biridan farq qiladi: odam tanasining turli qismlari temperaturasi biologik membrananing turli qismlaridagi diffuziyalanuvchi molekular konsentratsiyasi va hokazo. Shunday qilib, sistemada ayrim parametrlarning gradiyenti doimiy tutib turiladi, shu sababli kimyoviy reaksiyalar o'zgarmas tezlik bilan o'tishi mumkin.

Statsionar holat energiya oqimi va sistema orqali o'tayotgan modda hisobiga ushlab turiladi. Statsionar holat sxematik ko'rinishda 12.1-*a* rasmda ko'rsatilgan, temperatura esa sistemaning turli nuqtalarida turlicha. Ma'lumki, statsionar holatda shunday sistemalar bo'lishi mumkinki, bir sistemani o'rab olgan boshqa sistemalar bilan energiya va modda almashinuvi (ochiq sistemalar) yoki hech bo'lmaganda o'zaro energiya almashinishi yuz berishi lozim (yopiq sistemalar).

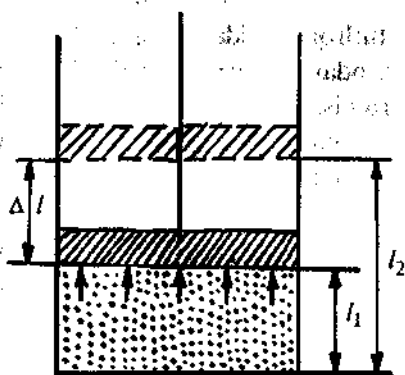


12.1- rasm.

O'z atrofini o'rab turgan jismlar bilan na energiya yoki na modda almashinuvda ishtirok etmagan termodinamik sistema izolatsiyalangan sistema deyiladi. Izolatsiyalangan sistema vaqt o'tishi bilan termodinamik muvozanat holatiga qaytib keladi. Bu holatda ham, statsionar holatdagi kabi, sistema parametrlari vaqt o'tishi bilan o'zgarishsiz saqlanib qoladi. Ammo eng muhimi shundaki, muvozanatli holatda zarrachalarning massasi yoki soniga bog'liq bo'lgan bosim, temperatura va boshqalar bu sistemaning turli qismlarida bir xil bo'ladi.

Tabiiyki, har qanday real termodinamik sistemani issiqlik o'tkazmaydigan biror qatlam bilan o'rash mumkin bo'lmagani sababli, u izolatsiyalangan holatda bo'lmaydi. Izolatsiyalangan sistemani biror qulay termodinamik model deb qarash mumkin. Bunday izolatsiyalangan sistemaning muvozanat holati 12.1- b rasmda ko'rsatilgan.

Yopiq sistemaning atrofidagi jismlar bilan o'zaro ta'sirlarini batafsilroq ko'rib chiqamiz. Sistema va uni o'rab turgan jismlar bilan energiya almashinuvi ikki xil jarayonda: ish bajarishda va issiqlik almashinishida amalga oshiriladi.



12.2- rasm.

Issiqlik almashinishida uzatilgan energiya miqdorining o'lchovi issiqlik miqdori, ish bajarishda sarflangan energiyaning o'lchovi esa ishdir.

Gaz hajmining o'zgarishida gaz bajargan ishni hisoblash uchun ifoda topamiz. Faraz qilaylik, silindrik idish ichida porshen ostidagi gaz izobarik holatda v_1 dan v_2 gacha kengaysin (12.2- rasm), shu vaqtda porshen $\Delta l = l_2 - l_1$ masofaga siljiydi, hajm esa $\Delta v = v_2 - v_1$ qadar o'zgaradi.

Ko'ndalang kesimi yuzi S bo'lgan porshenga gaz tomonidan p bosim tufayli $F = p \cdot S$ ga teng kuch ta'sir qiladi. Bu kuchning yo'nalishi porshening ko'chish yo'nalishi bilan bir xil bo'lgani sababli gaz bajargan ish:

$$A = F \cdot \Delta l = P \cdot S \cdot \Delta l = p \cdot \Delta V \quad (12.1)$$

Gazning kengayishida $\Delta V > 0$ va bajarilgan ish musbat ($\Delta > 0$) siqilishida $\Delta V < 0$ va $A < 0$. So'z tashqi kuchlarning bajarilgan ishi ustida emas, balki gazning bajarilgan ishi ustida borayotganini e'tiborga olish lozim. Hamma tashqi kuchlarning bajarilgan ishi buning teskarisi, ya'ni gaz kengayganda manfiy, siqilganda esa musbat bo'ladi.

Agar gaz hajmining o'zgarishida gaz bosimi o'zgarsa, u holda gaz hajmining juda kichik o'zgarishlariga mos keluvchi elementar ishni hisoblash lozim:

$$dA = p \cdot dV. \quad (12.2)$$

(12.2) ni integrallab, gaz bajargan ishni topamiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (12.3)$$

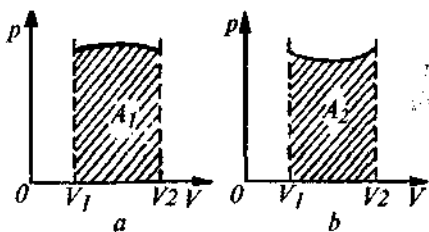
Misol tariqasida izotermik jarayonda ideal gazning kengayishida bajarilgan ishini topaylik. Buning uchun (12.3) formuladagi bosim o'rniga uning Mendeleyev-Klapeyron formulasidagi ifoda

$$p = \frac{m}{M} \cdot \frac{RT}{V} \quad (12.4)$$

ni keltirib qo'yamiz va quyidagini hosil qilamiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \frac{m}{M} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.5)$$

Bu yerda m — gazning massasi; M — molyar massa (bir mol gazning massasi); T — termodinamik harorat, $R = 8,31 \text{ j} / (\text{mol} \cdot \text{K})$ — molyar gaz doimiysi. (12.3) tenglamadan ko'rinib turibdiki, gaz bajargan ish grafik usulda koordinataning bosim va hajm o'qlarida chizilgan trapetsiyaning yuzi kabi hisoblanadi (12.3- rasm). Boshlang'ich va oxirgi holatlari bir xil bo'lgan ikkita turli xil jarayonlar ifodalangan, rasmdan ko'rinib turibdiki, bajarilgan ish jarayonga bog'liq ekan. Shu sababli A_1 ish (12.3- a rasm) A_2 ishdan katta (12.3- b rasm). Issiqlik jarayonlari uchun energiyani saqlanish qonuni termodinamikaning birinchi qonuni kabi ta'riflanadi. Sistemaga berilgan



12.3- rasm.

issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini o'zgartirish va sistema tomonidan bajariladigan ishga sarf bo'ladi:

$$Q = \Delta U + A \quad (12.6)$$

Sistemaning ichki energiyasi deganda, sistemani tashkil etgan zarrachalarning kinetik va potensial energiyalari yig'indisi tushuniladi.

Ichki energiya sistema holatining funktsiyasi bo'lib, berilgan holat uchun ma'lum bir qiymatga ega bo'ladi. ΔU sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlariga mos bo'lgan ichki energiya ayirmasi:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

Issiqlik miqdori ish kabi jarayonning funktsiyasi bo'lib, holat funktsiyasi bo'la olmaydi. Issiqlik miqdorini ham, ishni ham biror parametrdning boshlang'ich va oxirgi holatdagi ikki qiymatining ayirmasi sifatida ifodalash mumkin emas. Shu sababli (12.6) formulada Q va A orttirma Δ belgisiz yozilgan.

Q , A ning juda kichik qiymatlari va U ning kichik orttirmalari uchun bularga mos holdagi δU , δA va dU belgilashlardan foydalaniladi, shu bilan birga issiqlik miqdori va ichki energiyaning ishi tushunchalarining farqi ta'kidlanadi.

Kelgusida soddalashtirish uchun bir xil belgilashlardan (dQ , dA va dU) foydalaniladi, lekin bu fizik kattaliklarning farqini yodda tutish lozim. Yuqorida bayon qilinganlarni hisobga olib, termodinamikaning birinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$dQ = dU = dA \quad (12.7)$$

Q , A , ΔU va dQ , dA , dU ning qiymatlari musbat bo'lishi ham (sistemaga issiqlik tashqi jismlar orqali uzatiladi, bunda ichki energiya ortib, gaz kengayadi), manfiy bo'lishi ham (sistemadan issiqlik miqdori olinadi, ichki energiya kamayadi, gaz siqiladi) mumkin.

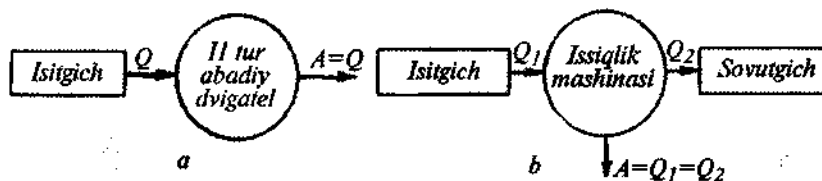
12.2-§. TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI. ENTROPIYA

Energiyaning saqlanish qonuni hisoblangan termodinamikaning birinchi qonuni jarayonlarning borishi mumkin bo'lgan yo'nalishlarni ko'rsatmaydi. Masalan, termodinamikaning birinchi qonuniga binoan issiqlik almashinishida issiqlikning issiqroq jismdan sovuq jismga o'z-o'zidan o'tishi mumkin bo'lganidek, buning teskarisi, issiqlikning sovuqroq jismdan issiqroq jismga o'tishi ham mumkin. Lekin kundalik tajribalardan ma'lumki, tabiatda ikkinchi jarayon amalga oshmaydi; masalan, xona ichidagi havoni sovitish hisobiga choynakdagi suv o'z-o'zidan ismaydi. Boshqa bir misol: toshning birov balandlikdan yerga tushishida, uning potensial energiyasining o'zgarishiga ekvivalent miqdorda qizishi yuz beradi, bunga teskari jarayon — toshning faqat sovishi hisobiga o'z-o'zidan yuqoriga ko'tarilishi esa yuz bermaydi.

Termodinamikaning ikkinchi asosi ham, birinchisi kabi, tajribadan olingan natijalarning umumlashtirilganidir.

Termodinamika ikkinchi qonunining bir necha ta'riflari mavjud: issiqlik o'z-o'zidan harorati past bo'lgan jismdan harorati yuqori bo'lgan jismga o'ta olmaydi (*Klauzius ta'rifi*); yoki ikkinchi turdagi abadiy dvigatel bo'lishi mumkin emas (*Tomson ta'rifi*), ya'ni bir jismning sovishi hisobiga issiqlikning ishga aylanishi mumkin bo'lgan yagona davriy jarayon bo'lishi mumkin emas.

Issiqlik mashinasida berilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajariladi, ammo bunda issiqlikning bir qismi, albatta, xolodilnikka uzatiladi. Termodinamikannig ikkinchi asosiga muvofiq 12.4- rasmda bo'lishi mumkin bo'lmagan (a) va mumkin bo'lgan (b) davriy jarayonlar sxematik usulda ko'rsatilgan.



12.4- rasm.

Termodinamikaning ikkinchi asosini (qonunini) miqdoriy ifodalashga imkon beruvchi ayrim termodinamik tushunchalarni ko'rib chiqamiz.

Agar hamma oraliq holatlar orqali o'tishda 2-1 jarayonni amalga oshirish mumkin bo'lsa, sistema boshlang'ich holatiga qaytganidan so'ng, uning atrofidagi jarayonlarda hech qanday o'zgarish yuz bermasa, bu holda 1-2 jarayonga qaytuvchan jarayon deyiladi.

Qaytuvchan jarayon fizik abstraksiya hisoblanadi. Hech bo'lmasa atrofdagi jismlarning isishiga sabab bo'lgan ishqalanish kuchlari mavjud bo'lsa-da, hamma davriy jarayonlar qaytmasdir. Qaytmas jarayonlarning xarakterli misollari: gazning kengayishiga kengayishi, diffuziya, issiqlik almashinishi va hokazo. Sistemani boshlang'ich holatiga qaytarish uchun bu hodisalarning hammasida tashqi jismlar ish bajarishi lozim.

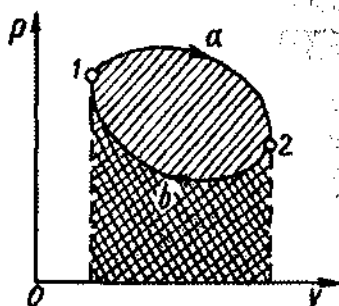
Sistemaning o'zini boshlang'ich holatiga qaytishi jarayoni sikl yoki aylanma jarayon deyiladi.

Siklning grafigi berk chiziqdan iborat. 12.5- rasmda tasvirlangan sikl to'g'ri bo'lib, u issiqlik mashinasiga mos keladi, ya'ni biror jismdan — issiqlik qabul qiluvchidan (isitgichdan) issiqlik miqdori oladigan, ish bajarib, bu issiqlik miqdorining bir qismini boshqa jismga — issiqlik qabul qiluvchiga (xolodilnikka) uzatadigan qandaydir bir qurilmaga mos keladi (12.4- rasm).

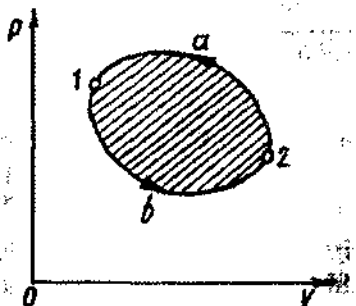
Bu siklda ishchi modda (gaz) musbat ish bajaradi (12.5- rasm); gaz 1-a-2 jarayonida kengayadi, ish musbat va son jihatidan 1-a-2 egri chiziq ostidagi yuzga teng. 2-b-1 jarayonida ish manfiy (gazning siqilishi) va son jihatidan tegishli egri chiziq ostidagi yuzga teng. Bir sikl davomida gaz bajargan ishning algebraik

yig'indisi umumiy holda musbat ishni beradi va son jihatidan 1-a-2-b-1 berk egri chiziq bilan chegaralangan yuzga teng.

Teskari sikl sovitgich mashinaning ishiga mos keladi, ya'ni issiqlikni sovitgichdan tortib oladigan va ko'p miqdordagi issiqlikni isitgichga uzatadigan sistemaga mos keladi. Termodinamikaning ikkinchi qonunidan kelib chiqadiki, bu jarayon (12.6- rasm) o'z-o'zidan o'tmasdan, balki u tashqi kuchlar bajarigan ish hisobiga yuz beradi. Bunda gaz manfiy ish bajaradi: gazning siqilishi 2-a-1 jarayondagi siqilish ishi manfiy, 1-b-2 jarayondagi kengayish ishi musbat. Gaz bajarigan ishni algebraik qo'shish natijasida gazning son jihatidan 2-a-1-b-2 egri chiziq bilan chegaralangan yuzga teng bo'lgan manfiy ishini hosil qilamiz.



12.5- rasm.



12.6- rasm.

Bajarilgan ishning ishchi modda tomonidan isitgichdan olingan issiqlik miqdoriga nisbati issiqlik mashinasining yoki to'g'ri siklning foydali ish koeffitsiyenti deyiladi:

$$\eta = A / Q \quad (12.8)$$

Issiqlik mashinasining bajarigan ishi issiqlik miqdori hisobiga bajarilgani, ishchi moddasining ichki energiyasi esa har bir sikl davomida o'zgarmagani uchun ($\Delta U = 0$) termodinamikaning birinchi qonunidan aylanma jarayonlarda bajarilgan ish issiqlik miqdorlarining algebraik yig'indisiga tengligi kelib chiqadi:

$$A = Q_1 + Q_2$$

Demak,

$$\eta = (Q_1 + Q_2) / Q_1 \quad (12.9)$$

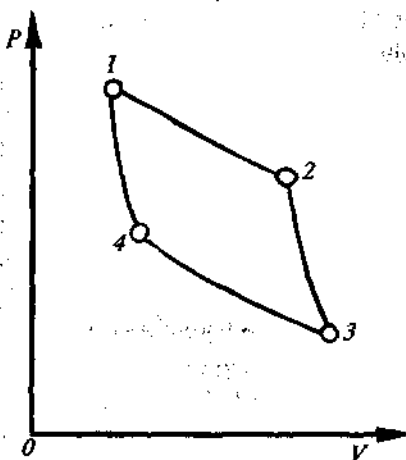
Ishchi modda hosil qilgan Q_1 issiqlik miqdori musbat, ishchi moddaning sovitgichga berilgan issiqlik miqdori Q_2 esa manfiy.

Karno siklini ko'rib o'taylik (12.7-rasm). U ikkita T_1 va T_2 ($T_1 > T_2$) haroratlarga mos holdagi 1-2, 3-2 izotermalardan va ikkita 2-3, 4-1 adiabatadan iborat. Bu siklda ishchi modda ideal gaz hisoblanadi. Issiqlik miqdorining isitgichdan ishchi moddaga uzatilishi T_1 haroratda, ishchi moddadan sovitgichga

uzatilishi esa T_2 haroratda ro'y beradi. Qaytuvchan Karno siklining FIK faqat isitgichning T_1 va T_2 ga sovitgichning haroratlari bog'liqligini isbotsiz ko'rsatamiz.

$$\eta = (T_1 - T_2) / T_1 \quad (12.10)$$

Karno termodinamikaning ikkinchi qonuniga asoslanib, quyidagi qoidalarni imbotlaydi: ayni bir isitgich va sovitgichli ikkita izoterma va ikkita adiabatadan iborat sikl bo'yicha ishlovchi hamma qaytuvchan mashinalarning FIK bir-biriga teng bo'lib, ishchi moddaga va siklni bajaruvchi mashinaning konstruksiyasiga bog'liq emas; qaytmas mashinaning FIK qaytuvchan mashinaning FIK dan kichikdir.



12.7- rasm.

Bu qoidalarni (12.9) va (12.10) ga binoan

$$\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (12.11)$$

ko'rinishda yozish mumkin, bu yerda „-“ ishorasi qaytuvchan siklga, „-“ ishorasi esa qaytmas siklga tegishlidir. Bu ifoda ikkinchi qonunning miqdoriy ifodasidir. Paragraf boshida keltirilgan har ikkala ifoda sifat jihatidan shu ikkinchi qonunning natijasi ekanligini ko'rsatamiz.

Ikki jism orasidagi issiqlik almashinishi ish bajarilmasdan yuz beradi deb faraz qilaylik, ya'ni $Q_1 + Q_2 = 0$. U holda [(12.11)ga qarang] $T_1 - T_2 > 0$ va $T_1 > T_2$, bu esa o'z-o'zicha o'tayotgan jarayonda issiqlik harorati yuqoriroq bo'lgan jismlardan harorati pastroq bo'lgan jismga o'tadi, degan Klauzius ta'rifiga mos keladi.

Agar issiqlik mashinasi issiqlik almashinishi jarayonida olgan energiyasini to'liq ish bajarish uchun sarf qilib, sovitgichga energiya uzatmasa, u holda $Q_2 = 0$ va (12.11)dan quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

$$(1 - T_2 / T_1) \leq 1$$

lekin bunday bo'lishi mumkin emas, chunki T_1 va T_2 - musbat. Bu yerdan qonunning ikkinchi (tur) abadiy dvigatel bo'lishi mumkin emas, degan ta'rifi kelib chiqadi. (12.11) ifodani boshqacha ko'rinishda yozamiz:

$$1 + \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (12.12)$$

Ishchi modda tomonidan olingan yoki berilgan issiqlik miqdorining issiqlik almashinish jarayonidagi temperaturaga nisbati keltirilgan issiqlik miqdori deyiladi.

Shu sababli (12.12) ni quyidagicha ifodalash mumkin bir sikl davomidagi keltirilgan issiqlik miqdorlarining algebraik yig'indisi noldan katta bo'lmaydi (qaytuvchan sikllarda nolga teng, qaytmas sikllarda esa noldan kichik).

Agar sistemaning holati Karno sikli bo'yicha o'zgarmasdan, boshqa biror ixtiyoriy sikl bo'yicha o'zgarsa, u holda uni yetarlicha juda kichik Karno sikllarining to'plami ko'rinishida tasavvur etish mumkin (12.8- rasm). U holda (12.12) ifoda yetarlicha kichik bo'lgan keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisiga aylanadi. Bu esa limitda

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0 \quad (12.13)$$

integral bilan ifodalanadi.

(12.13) ifoda har qanday qaytmas („<“ belgi) yoki qaytuvchan („=“ belgi) sikl uchun o'rinlidir. dQ/T elementar keltirilgan issiqlik integral belgisidagi aylana integrallashni berk kontur yoki sikl bo'yicha olinayotganini ko'rsatadi.

Ikki a va b jarayondan iborat qaytuvchan siklni ko'rib chiqamiz (12.5- rasmga q). Unga quyidagi tenglik to'g'ri keladi:

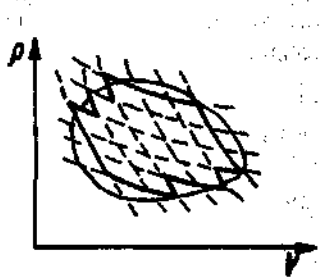
$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T}$$

(a) (b)

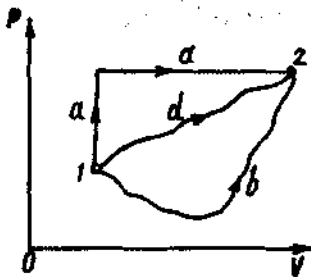
(12.13) ga asosan qaytuvchan sikllar uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T} = 0$$

(a) (b)



12.8- rasm.



12.9- rasm.

Integrallash chegaralarini b yo'l bo'ylab o'zgartirib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int_{(a)}^2 \frac{dQ}{T} - \int_{(b)}^2 \frac{dQ}{T} = 0 \quad \text{yoki} \quad \int_{(a)}^2 \frac{dQ}{T} - \int_{(b)}^2 \frac{dQ}{T} \quad (12.14)$$

Oxirgi tenglik, sistemaning bir holatdan boshqa holatga qaytuvchan o'tishi paytidagi keltirilgan issiqlik miqdorlarining algebraik yig'indisi jarayonga bog'liq bo'lmasdan, shu gaz massasi uchun sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlari orqali aniqlanishini ko'rsatadi. 12.9- rasmda turli xil qaytuvchan jarayonlarning grafiklari (a, b, d) ko'rsatilgan bo'lib, ular uchun boshlang'ich 1 holati va oxirgi 2 holat umumiy hisoblanadi. Bu jarayonlarda issiqlik va ish miqdori turlicha, lekin keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi bir xil bo'lar ekan.

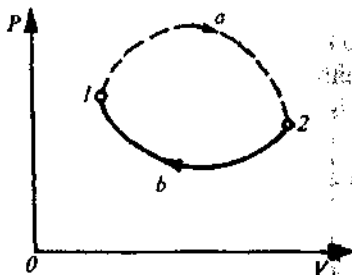
Jarayon yoki ko'chishga bog'liq bo'lmagan fizik xarakteristikalar, odatda sistemaning vaziyatiga yoki boshlang'ich va oxirgi holatiga mos keluvchi biror funksiya ikki qiymatining ayirmasi kabi ifodalanadi. Masalan, og'irlik kuchi ishining trayektoriyaga bog'liq emasligi bu ishni trayektoriyaning boshlang'ich va oxirgi nuqtalaridagi potensial energiyalari ayirmasi orqali ifodalashga imkon beradi: elektrostatik maydon kuchlarining ishini ko'chirilayotgan zaryadning ko'chish yo'nalishiga bog'liq emasligi bu ishni zaryad ko'chirilayotgan boshlang'ich va oxirgi nuqtalardagi maydon potentsiallarining ayirmasi orqali bog'lashga imkon beradi.

Qaytuvchan jarayon uchun keltirilgan issiqlik miqdorining yig'indisini sistema holatining entropiyasi deb ataluvchi biror funksiya ikki qiymatining ayirmasi kabi ifodalash mumkin:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (12.15)$$

bu yerda S_2 va S_1 — sistemaning oxirgi 2 va boshlang'ich 1 holatlariga mos keluvchi entropiya. Shunday qilib, entropiya sistemaning holat funksiyasi bo'lib, ikki holat uchun entropiya qiymatlarining ayirmasi sistemaning bir holatdan boshqa holatga qaytuvchan o'tishlaridagi keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indiga teng.

Agar jarayon qaytmas bo'lsa, u holda (12.15) tenglama bajarilmaydi. Aytaylik, qaytuvchan 2-b-1 va qaytmas 1-a-2 jarayonlardan iborat bo'lgan sikl berilgan bo'lsin (12.10- rasm). Siklning bir qismi qaytmas bo'lgani sababli butun sikl qaytmasdir, shu sababli (12.13)ga asosan quyidagini yozamiz:



12.10- rasm.

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0 \text{ yoki } \int_1^2 \frac{dQ_{\text{qaytmas}}}{T} + \int_1^2 \frac{dQ_{\text{qaytuvchan}}}{T} < 0 \quad (12.16) \text{ga muvofiq}$$

$$S_1 - S_2 = \int_2^1 \frac{dQ_{\text{qaytuvchan}}}{T} \text{ va u holda (12.16) o'rnida quyidagini olamiz:}$$

$$\int_1^2 \frac{dQ_{\text{qaytmas}}}{T} + S_1 - S_2 < 0 \text{ yoki} \quad (12.17)$$

$$\Delta S = S_2 - S_1 > \int_1^2 \frac{dQ_{\text{qaytmas}}}{T}$$

Shunday qilib, qaytmas jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorining yig'indisi entropiyaning o'zgarishidan kichik ekan. (12.15) va (12.17) ning o'ng tomonlarini birlashtirib, quyidagini olamiz:

$$\Delta S \geq \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (12.18)$$

bu yerda „ \geq “ belgi qaytuvchan jarayoniga, „ $>$ “ belgi esa qaytmas jarayonga taalluqli.

(12.18) munosabat (12.11) ga asosan olingani sababli termodinamikaning ikkinchi asosini ifodalaydi.

Entropiyaning fizik mohiyatini aniqlaylik.

(12.15) formula faqat entropiyalar ayirmasini beradi, entropiyaning o'zi esa ixtiyoriy o'zgarmas son aniqligida topiladi.

$$S = \int \frac{dQ}{T} + S_0 \quad (12.19)$$

Agar sistema bir holatdan boshqa holatga o'tgan bo'lsa va bu o'tish jarayonining tabiatidan qat'i nazar (ya'ni u qaytuvchanmi yoki qaytmasmi) bu o'tish holatleri orasida yuz beruvchi har qanday qaytuvchan jarayonlar uchun entropiyaning o'zgarishi (12.15) formula yordamida hisoblanadi. Bu esa entropiya sistema holatining funksiyasi ekanligi bilan bog'liqdir.

Ikki holat entropiyasining ayirmasi qaytuvchan izotermik jarayonda osongina hisoblanadi:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 dQ = \frac{Q}{T}$$

bu yerda Q — o'zgarmas haroratda sistemaning 1 holatdan 2 holatga o'tishi jarayonida sistema tomonidan olinagn to'liq issiqlik miqdori. Oxirgi tenglama erish, bug' hosil bo'lishi va hokazo jarayonlarda entropiyaning o'zgarishini hisoblashda qo'llaniladi. Bunday hollarda Q — fazoviy o'zgarishlar issiqligi bo'ladi.

Agar jarayon izolatsiyalangan sistemada yuz berayotgan bo'lsa ($dQ = 0$), u holda [q. (12.18)] qaytuvchan jarayonda entropiya o'zgarmaydi: $S_2 - S_1 = 0$, $S = \text{const}$, quytmis jarayonda esa entropiya o'zgaradi. Bu holni haroratlari mos holda T_1 va T_2 ($T > T_2$) bo'lgan va izolatsiyalangan sistemani tashkil etuvchi ikki jism orasida issiqlik almashinuvi misolida ko'rsatish mumkin. Agar uncha ko'p bo'lmagan issiqlik miqdori dQ birinchi jismdan ikkinchi jismga o'tsa, bu holda birinchi jismning entropiyasi $dS_1 = dQ / T_1$ miqdorda kamayadi, ikkinchi jismniki esa $dS_2 = dQ / T_2$ miqdorda ortadi. Lekin issiqlik miqdori uncha katta bo'lmaganligi sababli birinchi jismning ham, ikkinchi jismning ham harorati o'zgarmaydi deb hisoblash mumkin. Sistema entropiyasining to'la o'zgarishi esa musbat:

$$dS = -dS_1 + dS_2 = \frac{dQ}{T_2} - \frac{dQ}{T_1} > 0;$$

binobarin, izolatsiyalangan sistemaning entropiyasi ortadi. Agar bu sistemada harorati past bo'lgan jismdan harorati yuqori bo'lgan jismga o'z-o'zidan issiqlik o'tsa, bunda sistema entropiyasi kamaygan bo'lar edi:

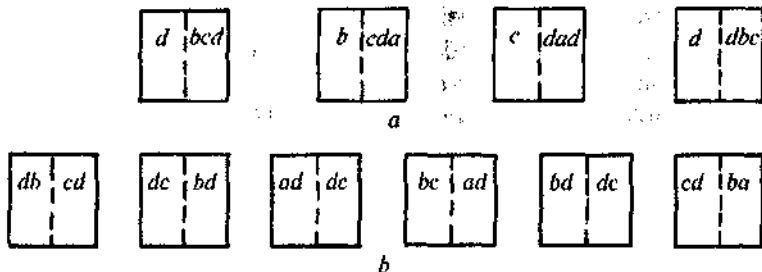
$$dS = -dS_1 + dS_2 = \frac{dQ}{T_2} - \frac{dQ}{T_1} < 0,$$

bu esa (12.18)ga ziddir. Shunday qilib, izolatsiyalangan sistemada entropiyaning kamayishiga olib keladigan jarayonlar o'tishi mumkin emas. (termodinamikaning ikkinchi asosi).

Izolatsiyalangan sistemada entropiyaning ortib borishi cheksiz yuz bermaydi. Yuqorida ko'rib o'tilgan misolda vaqt o'tishi bilan jismlarning harorati tenglashadi, ulur orasida issiqlik almashinishi to'xtaydi va muvozanatli holat yuzaga keladi. (q. 12.1-§). Bu holatda sistema parametrlari o'zgarishsiz qoladi, entropiya esa o'zining maksimum qiymatiga erishadi.

Molekular-kinetik nazariyaga asosan entropiyani sistemaning tartibsiz zarrachalarining o'lchovi deb ta'riflash birmuncha qulaydir. Masalan, gaz hajmining kamayishida uning molekularlarining bir-biriga nisbatan joylashishi borgan sari aniq bir yo'nalishni egallab boradi, ya'ni bu sistemada tartibli joylashishning ortib borishiga mos keladi, bu holda entropiya kamayadi. Qachonki o'zgarmas haroratda gaz kondensatsiyalansa yoki suyuqlik kristall holatga o'tsa, moddadan issiqlik miqdori ajralib chiqadi va molekularlarning tartibli joylashishi bu holda ham ortadi, entropiya esa kamayib boradi.

Sistemadagi tartibsizlik miqdori jihatidan termodinamik ehtimollik W_{ter} orqali xarakterlanadi. Uning mazmunini aniqlash uchun gazning to'rtta zarrachasi a, b, c, d dan iborat bo'lgan sistemani ko'rib chiqamiz (12.11- rasm). Bu zarrachalar fikran ikkita teng bo'lakka bo'lingan katakchalardan iborat hajmda mavjud bo'lib, unda erkin ko'cha oladi.



12.11- rasm.

Birinci va ikkinchi kataklardagi zarrachalar soni bilan aniqlanadigan sistemaning holatini makroholat, har bir katakda aynan zarrachalardan qaysi biri turganligi bilan aniqlanadigan sistemaning holatini — mikroholat deb ataymiz. U holda 12.11- a rasmdagi makroholat bitta zarrachaning birinchi katakda va uchta zarrachaning ikkinchi katakda mavjud bo'lishidan iborat to'rtta mikroholat orqali amalga oshiriladi. Har bir katakda to'rtta zarrachaning teng ikkitadan bo'lib joylashishiga mos keluvchi makroholat oltita mikroholat orqali amalga oshiriladi (12.11- b rasm).

Termodinamik ehtimollik deb, zarrachalar joylashishi turlarining soni yoki ushbu makroholatni amalga oshiruvchi mikroholatlar soniga aytiladi.

Ko'rib o'tilgan misollarning birinchisida $W_{\text{ter}} = 4$ va ikkinchisida $W_{\text{ter}} = 6$. Ko'rinib turibdiki, zarrachalarning kataklar bo'ylab teng miqdorda (ikkita dan) taqsimlanishiga eng katta termodinamik ehtimollik mos keladi. Ikkinchi tomondan, zarrachalarning teng miqdorda taqsimlanishi eng katta entropiyali muvozanatli holatga javob beradi. Ehtimollik nazariyasidan ma'lumki, o'z-o'ziga qo'yib berilgan sistema, eng ko'p miqdordagi usullar, eng ko'p miqdordagi mikroholatlar bilan amalga oshiriluvchi makroholatga, ya'ni eng katta termodinamik holatga o'tishga intiladi.

Agar gazning kengayishiga imkoniyat berilsa, uning molekullari mavjud bo'lgan butun hajmni bir tekisda egallashga harakat qiladi. Bu jarayonda entropiya esa oshib boradi. Molekulalarning berilgan hajmning bir qismini, masalan, xonaning yarim hajmini egallashga intilishi kabi teskari jarayon kuzatilmaydi, bu holatga eng kichik entropiya mos kelgan bo'lar edi.

Bundan entropiya bilan termodinamik ehtimollik orasida bog'lanish borligi to'g'risida xulosa chiqarish mumkin. L. Boltsman entropiyaning termodinamik ehtimollikning logarifmiga proporsional ekanini aniqladi:

$$S = k \ln W_{\text{ter}} \quad (12.20)$$

bu yerda k — Boltsman doimiysi.

Termodinamikaning ikkinchisi asosi, masalan, birinchi asosidan yoki Nyutonning ikkinchi qonunidan farqli ravishda *statistik qonundir*.

Ba'zi jarayonlar bo'lishi mumkin emasligi haqidagi ikkinchi asosning tasdiqlanishi aslida ularning bo'lishi kichik ehtimollikka ega bo'lib, amalda esa ehtimolsiz, ya'ni bo'lishi mumkin emasligini tasdiqlaydi.

Kosmik mashtablarda termodinamikaning ikkinchi asosidan jiddiy chetlashishlar kuzatiladi, butun Koinotga esa oz sonli molekulalardan iborat bo'lgan sistemalardagi kabi ikkinchi asosni qo'llab bo'lmaydi.

Pirovardida yana bir bor qayd qilamizki, agar termodinamikaning birinchi asosi jarayonning energetik balansini nazarda tutsa, ikkinchi asosi esa uning mumkin bo'lgan yo'nalishini ko'rsatadi. Termodinamikaning ikkinchi asosi birinchi asosini aytarli darajada to'ldirgani kabi, entropiya ham energiya tushunchasini to'ldiradi.

12.3-§. OLAMNING „ISSIQLIK O'LIMI“ NAZARIYASINI TANQIDI

Klauzius, undan so'ng ba'zi bir boshqa olimlar ham izolatsiyalangan sistemada entropiyaning ortishi to'g'risidagi qonunni butun olamga tatbiq qilib, butun olam entropiyasi maksimumga intilmoqda, deb tasdiqlay boshladilar. Entropiya maksimumga yetgach, energiyaning hamma turlari molekular-kinetik energiyaga aylanib, haroratlar, konsentratsiyalar va shunga o'xshash parametrlar tenglashib, biologik jarayonlar to'xtaydi, olamning „issiqlik o'limi“ yuzaga keladi.

Olamning „issiqlik o'limi“ nazariyasi yuzaga kelishi bilanoq tabiatshunos olimlar hamda faylasuflarning tanqidiga uchradi, ular bu nazariya fizik nazariya sifatida ham, falsafiy konseptsiya sifatida ham asossiz ekanini ko'rsatishdi.

Olamning „issiqlik o'limi“ nazariyasining dastlabki paytida fiziklar tomonidan qilingan tanqidlar hozirda tarixiy xarakterga ega bo'lib, ular to'g'risida gapirishning hojati ham yo'q. Hozirgi tasavvurlarga asosan, agar tortishish kuchlarining mavjudligi hisobga olinsa, moddaning bir xil haroratli bir jinsli taqsimlanishi ehtimoli uncha katta emas va entropiyaning maksimumiga mos kelmaydi. Koinot barqaror emas, tortishish kuchlari ta'sirida moddaning turli jinsliliigi ortadi, u kengayadi, galaktikalar, yulduzlar, sayyoralar paydo bo'ladi. Tortishish kuchi ishtirokidagi bu tabiiy jarayonga entropiyaning o'sishi mos keladi.

„Issiqlik o'limi“ nazariyasidan quyidagicha savol ham tug'iladi: agar olam qachonlardir „issiqlik o'limi“ga keladigan bo'lsa, nima uchun u shu vaqtgacha unga kelmadi? Bundan olam abadiy mavjud bo'lgan emas, u qachonlardir paydo bo'lgan, qachonlardir o'ladi degan xulosaga kelish mumkin.

12.4-§. TERMODINAMIK POTENSIALLAR

Xilma-xil termodinamik masalalarni analitik usulda yechishda boshqalardan farqli bo'lgan funksiyalardan — termodinamik potentsiallardan foydalaniladi. Termodinamik potentsiallarning sistemaning bog'liq bo'lmagan a parametrlari orqali yozilgan ifodasini bilgan holda termodinamik jarayonlarning qolgan parametrlarini va boshqacha xarakteristikalarini hisoblash mumkin.

Termodinamik potentsiallardan ayrimlarini ko'rib o'taylik.

Termodinamikaning birinchi qonuni (12.7) formulasiga, ish uchun yozilgan (12.2) va qaytuvchan jarayondagi issiqlik miqdori ($dQ = TdS$) ifodasini keltirib qo'yamiz:

$$dU = TdS - PdV. \quad (12.21)$$

Termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlarini birlashtiruvchi bu ifoda ichki energiyaning to'liq differensialini ifodalaydi.

Ushbu hol uchun to'liq differensial umumiy ifodasini yozamiz:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S dV,$$

(12.21)ni bu formula bilan taqqoslab, quyidagini hosil qilamiz:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad p = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S. \quad (12.22)$$

Shunday qilib, ichki energiyaning entropiya bo'yicha olingan xususiy hosilasi haroratga, hajm bo'yicha teskari ishora bilan olingan hosilasi esa bosimga teng ekan. Ichki energiyaning o'zi termodinamik potentsial hisoblanadi.

Termodinamik potentsialning yana biri Gelmgols energiyasi (erkin energiya) hisoblanadi:

$$F = U - TS \quad (12.23)$$

(12.23)ning to'liq differensialini topamiz:

$$dF = dU - TdS - SdT \quad (12.24)$$

dU ning ifodasidan foydalanib [(12.2) ga qarang] (12.24) ni almashtiramiz:

$$dF = TdS - p dV - TdS - SdT = -SdT - p dV. \quad (12.25)$$

Bundan oldingi hol kabi, T va V o'zgaruvchilar funksiyasining to'liq differensial dF ni hisobga olib, quyidagini olamiz:

$$-S \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \quad p = \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T \quad (12.26)$$

F ning fizik mazmuni (12.25)dan ko'rinib turibdi, $T = \text{const}$, $dT = 0$ va $dF = -p dV = dA$ bo'lgan holda, ya'ni erkin energiyaning kamayishi, izotermik jarayonda sistema tomonidan bajarilgan ishga teng. Issiq qonli organizmlar haroratni o'zgarmas saqlab turgani uchun ular bajarilgan ish erkin energiyaning kamayishi hisobiga amalga oshadi, deb hisoblash mumkin.

Quyidagicha tuzilgan yana bir termodinamik potensial (Gibbs energiyasi)ni ko'rib o'tamiz:

$$G = F + PV = U - TS + PV \quad (12.27)$$

Gibbs energiyasining differensialiy quyidagiga teng:

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV + VdP \quad (12.28)$$

(12.21)ni hisobga olib, (12.28)ni quyidagicha yozamiz:

$$dG = TdS - PdV - TdS - SdT + PdV + VdP = SdT + VdP \quad (12.29)$$

(12.29)ni to'la differensial ifodasi bilan taqqoslab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$S = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_P, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_T \quad (12.30)$$

Gibbs energiyasi izobarik-izotermik sharoitlarda entropiya va hajmni hisoblashda qo'llaniladi.

Sistema qaytmas izobarik-izotermik jarayonda muvozanatli holatga kelsin deylik. Bu holda [(12.17)ga qarang]

$$dQ < TdS \quad (12.31)$$

va Gibbs energiyasining differensialiy uchun (12.29) o'rniga quyidagi tengsizlikni olamiz:

$$dG < -SdT + VdP \quad (12.32)$$

$dT = 0$ va $dP = 0$ bo'lgani sababli (12.32)dan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$dG < 0.$$

Gibbs energiyasining bunday kamayib borishi toki muvozanatli holat qaror topguncha va Gibbs energiyasining o'zgarishi nolga teng ($dG = 0$) bo'lib qolguncha yuz beradi. Shunday qilib, termodinamik muvozanatsiz izobarik-izotermik jarayonda Gibbs energiyasi kamayib boradi va termodinamik muvozanatli holatda u minimumga ega.

Termodinamik muvozanat holatida boshqa termodinamik potentsiallar (U , F va boshqalar) ham o'zlarini xuddi shunga o'xshash namoyon qiladi. Masalan, Gelmgols energiyasi sistemaning muvozanatli holatga yaqinlashib borishida kamayib boradi va o'zgarmas hajmli izotermik sistemada $dT = 0$ va $dP = 0$ bo'lgan muvozanatli holatda minimumga ega.

12.5-§. ZARRACHALAR SONI O'ZGARIB TURUVCHI SISTEMALAR. KIMYOVIY VA ELEKTROKIMYOVIY POTENSIALLAR

Yuqorida bayon qilinganlar sistemadagi modda miqdori o'zgarmas qolgan misolga taalluqli edi. Ammo termodinamikada zarrachalar soni o'zgaradigan sistemalar ham o'rganiladi. Bunday holda sistema ichki energiyasining o'zgarishi faqat issiqlik almashinishi ($dQ = TdS$) va ish bajarish ($dA = PdV$) bilan emas,

balki sistemadagi zarrachalar sonining o'zgarishi bilan ham bog'liqdir. Shu sababli (12.21) tenglama o'rniga quyidagini yozish lozim bo'ladi:

$$dU = TdS - PdV + \mu dN \quad (12.33)$$

Bu yerda dN — sistemadagi zarrachalar sonining o'zgarishi, μ esa kimyoviy potensial deb ataladigan koeffitsiyent. Agar Gelmgols va Gibbs energiyalarining o'rniga ichki energiya to'liq differensialining (12.21) ko'rinishidagisini emas, balki (12.33) ko'rinishidagi yozuvini qo'ysak, ularga mos holdagi quyidagi tenglamalarni olamiz:

$$dF = -SdT - PdV + \mu dN \quad (12.34)$$

$$dG = -SdT + VdP + \mu dN \quad (12.35)$$

(12.33), (12.34) va (12.35) dan mos holdagi har bir (S, V) , (T, V) va (T, P) juft doimiy parametrlarda quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S, V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T, V} = \left(\frac{\partial G}{\partial N} \right)_{T, P}$$

ya'ni kimyoviy potensial tegishli jarayonda har bir zarrachaga to'g'ri keluvchi termodinamik potensialning o'zgarishiga teng ekan.

Kimyoviy potensial (12.33) ga va undan keyingi formulalarga kiritilgan bo'lib, bir xil toifadagi zarrachalar (molekulalar) uchundir. Agar termodinamik sistema k ta turlicha navli molekulalardan tashkil topgan bo'lsa, termodinamik potensialning to'la differensialni ifodasiga yig'indi belgisi qo'yiladi:

$$dU = TdS - PdV + \sum_{i=1}^k \mu_i dN_i \quad (12.36)$$

bu yerda μ_i — i ta molekula uchun kimyoviy potensial, dN_i esa ularning soni. Shuni aytib o'tish kerakki, kimyoviy potensial termodinamik potensial bo'la olmaydi, u bosim, harorat va entropiya kabi sistemaning parametri deyiladi. U har qanday parametr kabi boshqa parametrlarning funksiyasi hisoblanadi, masalan,

$$\mu = \mu(T, V, N)$$

Ideal gazlar va ideal eritmalarda, ya'ni i komponentli molekulalarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri hisobga olinmaydigan sistemalarda kimyoviy potensialning quyidagi ifodasi qo'llaniladi:

$$\mu_i = \mu_{0i} + RT \ln \frac{N_i}{N} \quad (12.37)$$

(12.37) formula bir mol modda uchun yozilgan. Bu yerda N_i — i komponentdagi molekulalar (zarrachalar) soni; N — hamma zarrachalar soni,

$N = \sum_{i=1}^k N_i$, μ_{0i} — sof holdagi komponentning ximiya potentsiali ($N_i = N$

bo'lganda $\mu_{0i} = \mu_i$). Amalda (12.37) formula real sistemalar uchun ham foydalaniladi.

Agar zarrachalar zaryadlangan bo'lib (ionlar, elektronlar), sistema elektr maydonida bo'lsa, u holda kimyoviy potentsial o'rnida elektrokimyoviy potentsial μ_i dan foydalaniladi:

$$\mu_i = \mu_i + Z_i F \phi \quad (12.38)$$

bu yerda elektr maydoni bo'lmagan holda, ushbu i navli zarrachalarning kimyoviy potentsiali [(12.37) ga q.]:

Z_i — ishoralarini hisobga olgan holdagi zaryadlar soni; F — Faradey doimiysi; ϕ — elektrokimyoviy potentsial. Sistemaning bir asosida i komponent elektrokimyoviy potentsialining o'zgarishi uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$\Delta\mu_i = \Delta\mu_{0i} + RT \ln \frac{N_{2i}}{N_{1i}} + Z_i F (\phi_2 - \phi_1) \quad (12.39)$$

bu yerda 1 va 2 indekslar turli termodinamik sistemaning holatlariga tegishlidir.

Elektrokimyoviy potentsial kimyoviy potentsial kabi energiyaviy ma'noga ega. (12.39) formuladagi har bir hadning ahamiyatini shu asosda tushuntiramiz.

(12.39)dagi birinchi qo'shiluvchi bir holatdan boshqa holatga o'tishda bir mol komponentda kimyoviy o'zgarishni yuzaga keltirish uchun bajarilishi lozim ishga mos keladi.

Berilgan hajmda $N_{2i} / N_{1i} = C_{2i} / C_{1i}$ ekanini hisobga olib (bu yerda C_{1i} va C_{2i}) sistemaning 1 va 2 holatlariga mos keluvchi eritmaning molyar konsentratsiyalari), ikkinchi qo'shiluvchini boshqacha ko'rinishda ifodalaymiz:

$$RT \ln \frac{N_{2i}}{N_{1i}} = RT \ln \frac{C_{2i}}{C_{1i}} \quad (12.40)$$

(bir molning molyar konsentratsiyasi C_{1i} dan C_{2i} ga o'zgarishida bajarilgan ish).

Uchinchi qo'shiluvchi bir mol ionlar holatining o'zgarishida elektr maydon kuchlariga qarshi bajarilgan ishga mos keladi.

12.6-§. STATIONAR HOLAT. ENTROPIYA HOSIL QILISHNING MINIMUMI PRINSIPI

Yuqorida bayon qilingan termodinamik masalalar asosan muvozanatli jarayonlarga yoki muvozanatli holatga olib keladigan jarayonlarga taalluqli. Bunday cheklanishlar, termodinamik jarayonlarning izolatsiyalangan sistemalarda o'rganilishiga sabab bo'lganini tushuntirishga imkon berdi.

Ammo tabiatda va texnikada real jarayonlar va holatlar muvozanatsiz hisoblanadi. Ko'pgina sistemalar esa ochiq sistemalaridir. Bu jarayonlar va sistemalar muvozanatsiz holatlar termodinamikasida ko'rib o'tiladi.

Muvozanatli termodinamikada eng asosiy holat muvozanatli holat bo'lgani kabi muvozanatsiz termodinamikada asosiy rolni statsionar holat o'ynaydi.

Statsionar holatda sistemada yuz beradigan qaytmas jarayonlar (diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik va boshqalar) entropiyani orttirishiga qaramay, sistema entropiyasi o'zgarishsiz qoladi. Bu qarama-qarshilikni qanday tushunsa bo'ladi?

Sistema entropiyasi o'zgarishi ΔS ni ikkita qo'shiluvchi ko'rinishida ifodalaymiz:

$$\Delta S = \Delta S_i + \Delta S_e \quad (12.41)$$

bu yerda ΔS_i — sistemadagi qaytmas jarayonlar bilan bog'liq bo'lgan entropiyaning o'zgarishi; ΔS_e — sistemani tashqi muhit jismlari (sistema orqali o'tuvchi oqimlar) bilan ta'sirlashuvi tufayli yuzaga kelgan entropiyaning o'zgarishi.

Jarayonlarning qaytmasligi $\Delta S_i > 0$, holatining statsionarliligi esa $\Delta S = 0$ ga olib keladi; demak $\Delta S_e = \Delta S - \Delta S_i < 0$ bo'ladi. Bu sistemaga o'tayotgan mahsulotdagi (modda va energiya) entropiya sistemadan chiqayotgan mahsulotdagi entropiyadan kichik ekanligini bildiradi.

Aytib o'tilganidek, muvozanatli holatda entropiya maksimal, Gibbs energiyasi esa minimal bo'ladi. I. Prigojin ham statsionar holat uchun entropiyaning minimum hosil bo'lish prinsipini ta'riflab, ayrim funksiyalarning ekstremal qiymatlarini ko'rsatdi. Sistemaning statsionar holatidan sistemaning muvozanatli holatga qaytishiga to'sqinlik qiluvchi tashqi muhit sharoitlarining ma'lumotlariga qarab qaytmas jarayonlar oqibatida sistemaning statsionar holatidagi entropiyaning paydo bo'lish tezligi minimumga ega bo'ladi ($dS_i/dt > 0$ va minimal).

Prigojin prinsipiga muvofiq, sistemaning statsionar holatida ichki muvozanatsiz holatlar (diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik, kimyoviy reaksiyalar va boshqalar) shunday o'tadiki, entropiyaning har bir sekunddagi o'zgarishi minimumga ega bo'ladi. Bu esa sistema ichki qaytmas jarayonlar hisobiga statsionar holatidan chiqish imkoniyatiga ega emasligini bildiradi. Shunday qilib agar sistemaning uncha katta bo'lmagan chetlanishlari (fluktuatsiyasi) yuz bersada, ichki jarayonlarning dS_i/dt kamaytirishiga intilishi sistemani yana o'z holatiga qaytaradi.

Shuni aytib o'tish lozimki, hamma bayon etilganlar, shu qatorda Prigojin prinsipi ham berilgan va o'zgarmaydigan tashqi muhit sharoitlari uchun to'g'ridin Tashqi ta'sirning o'zgarishida (sistemaga kiruvchi va sistemadan chiquvchi oqimlar) yangi tashqi sharoitlar vaqt davomida saqlanib tursagina sistema bir statsionar holatdan ketadi va boshqasiga o'tadi.

Biologik sistemalarda statsionar holatlar orasidagi o'tishlarga nerv impulsining generatsiyasini, muskul qisqarishlarini va hokazolarni misol qilib olish mumkin.

Stasionar holatda sistemaning termodinamik potentsiali o'zgarmaydi. Biologik membranadagi elektr kuchlanishi bilan uning ikki tomonidagi ionlar konsentratsiyasi orasidagi bog'lanishni amalga oshirish uchun Gibbs energiyasining doimiylik shartidan foydalanamiz.

Agar $\Delta G = 0$ bo'lsa, (12.35) dan va (12.36)ni hisobga olgan holda o'zgarmas hurovat va bosim uchun ($dT = 0$ va $dP = 0$) quyidagini yozamiz:

$$\sum_{i=1}^k \mu_i dN_i = 0$$

$$\text{yoki } \mu_1 dN_1 + \mu_2 dN_2 = 0 \quad (12.42)$$

Xususiy holda, agar dN ta zarrachalar sistemaning kimyoviy potentsiali μ_1 bo'lgan qismidan kimyoviy potentsiali μ_2 bo'lgan sistema qismiga o'tsa, u holda

$$\mu_1 dN_1 + \mu_2 dN_2 = 0$$

$$\text{yoki } dN_1 = dN_2, \mu_1 = \mu_2 \text{ bo'lgani sababli}$$

$$\Delta\mu = 0 \quad (12.43)$$

Agar ionlar elektr maydoni mavjudligida ko'chirilsa, u holda (12.43) o'rniga elektrokimyoviy potensial tenglamasini yozish lozim:

$$\mu_1 = \mu_2, \Delta\bar{\mu} = 0 \quad (12.44)$$

(12.43) va (12.44) tenglamalarni muvozanatli va statsionar holatlar sharti tleh qarash mumkin.

(12.44)dagi shartni sistemaning qismlari orasida o'tkazmaydigan to'siq bo'lmagan qismlariga nisbatangina qo'llash mumkin. Masalan, agar membrana orqali ionlarnig o'tishi aniq bo'lib, sistema butunicha muvozanatli holatda yoki statsionar holatda bo'lishiga ishonch bo'lsa, biologik membranalar uchun (12.44) ni yozish mumkin.

Masalan, ma'lumki, K^+ ionlari biologik membrana orqali o'tadi va ularning konsentratsiyasi hujayra ichida $[K^+]_i$ va tashqarisida esa $[K^+]_o$, ya'ni turlichadir. Shu sababli statsionar holatda ushbu ionlarga (12.44) shartni qo'llash mumkin. Huni (12.38) ni qo'llanish bilan bajaramiz: $Z = 1$ bo'lgani sababli

$$RT \ln \frac{[K^+]_i}{[K^+]_o} + F(\varphi_i - \varphi_o) = 0, \quad (12.45)$$

Bu yerda φ_i va φ_o mos holda hujayra ichida va tashqarisidagi potensial. (12.45) tenglamadan belgilash orqali $\varphi_m = \varphi_i - \varphi_o$ Nernst tenglamasini hosil qilamiz:

$$\varphi_m = -\frac{RT}{F} \ln \frac{[K^+]_i}{[K^+]_o} \quad (12.46)$$

bu yerda φ_m Nernst potentsiali.

Ma'lumki, baqa muskuli to'qimasining hujayrasi ichidagi kaliy ionlari konsentratsiyalarining nisbati $[K^+]_i / [K^+]_o = 48$. Bu ifodani Nernst tenglamasi (12.46)ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\varphi_m = -\frac{8,3 \cdot 300}{96500} \ln 48 = -98 \text{ mV}$$

Ko'rinib turibdiki, hujayra ichki qismidagi potensial, tashqi qismidagi potensialga nisbatan manfiy ekan. Shu sababli membranada potentsiallar ayirmasi yuzaga keladi. Bu masalalar yanada kengroq 13- bobda ko'rilgan.

12.7-§. ORGANIZM OCHIQ SISTEMASIFATIDA

Termodinamikaning dastlabki taraqqiyoti sanoat ishlab chiqarishi talablarini qondirish va uni rivojlantirish bilan bog'liq bo'lgan. Bu davrda (XIX asr) asosiy yutuqlar ideallashtirilgan: muvozanatli va qaytuvchan jarayonlarga moslab qonunlarni aniq ifoda qilish, sikllar metodini va termodinamik potentsiallarni tadqiq qilishni o'z ichiga olgan edi.

Biologik sistemalar termodinamikasi bu davrda rivojlanmagan edi. Bu boradagi yorqin istisnolardan biri Mayyer ishidir. U tropik iqlim sharoitida ishlovchi matroslarning vena qoni rangiga qarab energiyaning saqlanish qonunini (termodinamikaning birinchi qonuni) qo'llash maqsadga muvofiqligini ta'riflab berdi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish qonuni kabi shunchalik hammabopki, uning biologik sistemalarda qo'llanilishi bu yerda ko'rilmaydi, chunki bundan tashqari normal fiziologiya kursida „Modda va energiya almashinuvi. Oziqlanish, Termoregulatsiya“ kabi mavzular o'rganiladi, 27.5-§ esa issiqlik nurlanish tufayli odamning atrof-muhit bilan issiqlik almashinishi analiz qilinadi. Termodinamikaning ikkinchi asosi (entropiya) va biologik sistemalar bilan bog'liq bo'lgan ayrim masalalarni ko'rib chiqish yanada muhimdir.

Biologik obyektlar ochiq termodinamik sistemalar hisoblanadi. Ular atrof-muhit bilan ham modda, ham energiya almashinadi.

Umumiy holda aytilganda, tirik organizm statsionar holatda bo'lmaydigan rivojlanuvchi sistemadir. Ammo odatda qandaydir uncha katta bo'lmagan vaqt oralig'ida biologik sistemalar holatini statsionar holat deb qabul qilinadi.

Ayrim masalalarni shunday faraz qilish asosida ko'rib o'taylik. Organizm — statsionar sistemasi uchun $dS = 0$, $S = \text{const}$, $dS_i > 0$, $dS_e < 0$ (12.6- §ga) deb yozish mumkin. Bu ifodalar katta entropiya oziqlanish mahsulotida emas, balki ajralib chiqayotgan mahsulotda ekanligini bildiradi. Organizm — atrof-muhit entropiyasi izolatsiyalangan sistemlardagi kabi ortib boradi, ammo bunda organizmning entropiyasi o'zgarmas saqlanib qoladi. Entropiya sistema tartibsizligining o'lchovidir (q. 12.2-§), shu sababli organizmning tartibligi atrof-

muhit tartiblilikining kamayishi hisobiga saqlanadi, degan xulosa chiqarish mumkin.

Ayrim kasalliklar holatlarida biologik sistemalar entropiyasi oshishi mumkin ($dS > 0$) bu statsionar holatning bo'lmashligi tartibsizlikning yo'qligi bilan bog'liq. Masalan, rak kasalliklarida hujayralarning tartibsiz ravishda ko'payib ketishi yuz beradi. (12.41) formulani qaytadan o'zgartirib,

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS_i}{dt} + \frac{dS_e}{dt}$$

ko'rinishda yoki statsionar holat uchun ($S = \text{const}$, $ds/dt = 0$).

$$\frac{dS_i}{dt} = -\frac{dS_e}{dt} \quad (12.47)$$

ko'rinishida yozish mumkin.

(12.47) dan ko'rinishda turibdiki, organizmning odatdagidek holatida ichki jarayonlar hisobiga yuz beradigan entropiyaning o'zgarish tezligi, modda almashinuvi va atrof-muhit bilan energiya almashinuvi tufayli bo'ladigan manfiy qiymatli entropiyaning o'zgarish tezligiga teng.

Prigojin prinsipiga muvofiq $dS/dt > 0$ va minimaldir; xuddi shuningdek,

$$\left| -\frac{dS_i}{dt} \right| \text{ ham minimal qiymatga ega bo'ladi.}$$

Bundan shunday xulosa chiqarish mumkin: atrof-muhit entropiyasining o'zgarishi organizmning statsionar holati saqlanib qolgan holda ham minimumga ega.

Tirik sistemalar (hujayra, a'zolar, organizm) ishlab turishining asosi diffuzion jarayonlar biokimyoviy reaksiyalar, osmotik hodisalarning va hokazo shunga o'xshashlarning yuz berish sharoitida statsionar holatni quvvatlab turishdan iborat.

Tashqi muhit sharoitlarining o'zgarishida organizmdagi jarayonlar shunday rivojlanadiki, uning holati avvalgidek statsionar holat bo'lmaydi.

Organizm va biologik strukturalarning tashqi muhit sharoitlariga moslashuvining (adaptatsiya) ayrim termodinamik mezonini ko'rsatish mumkin. Agar tashqi sharoit o'zgarsa (haroratning oshishi yoki kamayishi, namlikning o'zgarishi, atrofni o'rab turgan havo tarkibining o'zgarishi va hokazo), lekin organizm (hujayra) statsionar holatni quvvatlab turish qobiliyatiga ega bo'lgani tufayli organizm bu o'zgarishlarga moslashadi va yashaydi.

Agar organizm tashqi muhit sharoitlarining o'zgarishida statsionar holatini saqlash imkoniyatiga ega bo'lmasa, bu holatdan chetlashsa, bu uning o'limiga olib keladi, chunki organizm bu vaziyatga moslasha olmadi, ya'ni sharoitning o'zgarishiga mos holda, nisbatan tezlik bilan statsionar holatga kelolmadi.

Oxirida shuni aytish lozimki, ushbu paragrafda keltirilgan mulohazalar, organizm — muvozanat holatidan uncha farq qilmaydigan statsionar sistemadir,

deyilgan tushunchaga asoslanadi. Bu hodisalar uchun Prigojin prinsipi to'g'ri keladi. Tirik organizmlar esa muvozanatli holatdan yiroq turgani sababli qilingan farazlar doirasida, xususan, hujayraning o'sishi va yangi strukturaning paydo bo'lishini tushuntirish mumkin emas. Kuchli muvozanatsiz sistemalar uchun Prigojin — Glansdorf prinsipini hisobga olish zarur, chunki bu prinsipga asosan entropiya hosil bo'lishi tezligi kamayib boradi.

Muvozanatsiz termodinamika bu bo'limda inergetika bilan tutashib ketadi, ammo bunga o'xshash masalalarni ko'rib chiqish ushbu kurs doirasiga kirmaydi.

12.8-§. TERMOMETRIYA VA KALORIMETRIYA

Haroratni aniq o'lchash — ilmiy-tadqiqot va texnik ishlarning, shu bilan bir qatorda tibbiy diagnostika va biologiyaning ajralmas qismidir.

Ma'lum haroratlar diapazoni juda keng. Hozirgi paytgacha hosil qilingan eng past temperatura $2 \cdot 10^{-5}$ K ga yaqin. Erishilgan haroratlarning yuqori chegarasi hech nima bilan cheklanmagan. Yer sharoitida eng yuqori haroratga vodorod bombasining portlashida erishilgan bo'lib, u taxminan 10^8 K teng. Spektroskopik ma'lumotlarga asosan yulduzlar bag'rida harorat 10^9 K va undan ham yuqori bo'lishi mumkin.

Biologik sistemalar o'zining ishlab turish imkoniyatini saqlagan holda, juda qisqa yoki uzoq muddatda bo'lish mumkin bo'lgan va uni o'rab turgan atrof-muhitning haroratlar intervali ancha qisqa. Bu haroratlar diapazoni uncha katta emas, tirik organizmlarning aktiv ish faoliyati holatida taxminan 0 dan to 90°C gacha bo'ladi.

Keng diapazondagi haroratlarni olish va o'lchash usullari turlichadir.

Haroratlarni o'lchash usullari va u bilan bog'liq bo'lgan masalalarni o'rganuvchi fizikaning amaliy sohasiga *termometriya* deyiladi.

Ma'lumki, harorat bevosita o'lchanishi mumkin emas. Uni aniqlash uchun harorat shkalasini belgilab olish: termometrik moddani va harorat bilan bog'lanuvchi fizik xossani (termometrik xossani) tanlash, sanoq boshi nuqtasini va harorat birligi haqida kelishib olish lozim. Buning uchun odatda ikkita fazaviy o'tishlarga, masalan, ma'lum tashqi sharoitlarda muzning erishiga va suvning qaynashiga mos bo'lgan asosiy haroratlar (reper nuqtalarini) tanlanadi. Bu nuqtalar orasidagi shkala qismi asosiy interval deb ataladi. Hisoblashning boshi deb reper nuqtalaridan biri (masalan, 0°C — muzning erish harorati) qabul qilinadi. Harorat birligi qilib asosiy interval ulushi olinadi. Jumladan, Selsiy shkalasida 1 gradus asosiy intervalning 0,01 qismini tashkil etadi.

Haroratlar shkalasi termometrik xosasi yoki moddasi bo'yicha farq qiladi. Bir-biridan aytarli darajada farq qiluvchi juda ko'p shkalalarni tuzish mumkin, lekin xossalarning hech biri harorat bilan qat'iy chiziqli bog'lanishda bo'lmaydi va bundan tashqari moddaning tabiati bilan belgilanadi.

Barcha emperik shkalalarning kamchiligi ularning termometrik modda xossalari bog'liqligidadir. Xossalari va moddasi bilan bog'liq bo'lmagan shkala faqat termodinamikaning ikkinchi qonuniga asosan qurilgan va absolut termodinamik haroratlar shkalasi deb ataladi. Uning reper nuqtasi qilib suvning uchlanma nuqtasi 273,16 K qabul qilingan. Bu shkala Karno sikli yordamida aniqlanadi. Bu sikldagi muzning erish harorati T_0 va suvning qaynash harorati T_1 ga mos holdagi izotermik jarayonda Q_0 va Q_1 issiqlik miqdorini o'lchab, quyidagini topish mumkin:

$$T_1 / T_0 = Q_1 / Q_0$$

Ixtiyoriy harorat uchun shunga o'xshash

$$T / T_0 = Q_s / Q_0$$

tenglamani yozish mumkin. Bu yerda Q — sistemaga — haroratdagi izotermik jarayonda berilgan issiqlik miqdori. Bu yo'sinda joriy etilgan haroratni termodinamik harorat deyiladi.

Termodinamik harorat birligi kelvin (K) hisoblanib, u suv uchlanma nuqtasi termodinamik haroratning 1/273,16 ulushiga teng. Kelvin temperatura interval birligi sifatida, absolut nol bilan suvning uchlanma nuqtasi orasidagi termodinamik harorat intervalining 1/273,16 qismini oldi.

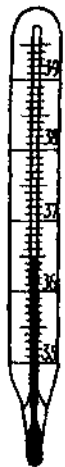
Istalgan emperik shkala shu modda termometrik xossasining haroratga bog'lanishini hisobga oluvchi tuzatmalar kiritish vositasi bilan absolut termodinamika shkalasiga aylantiriladi.

Harorat qiymati termometrik modda biror xossasining kattaligi bo'yicha belgilangani uchun uni o'lchash hajm, bosim, elektrik, mexanik, optik, magnit va shunga o'xshash fizik parametrlarni o'lchashdan iborat. Haroratni o'lchash usullarining xilma-xil bo'lishi foydalanuvchi termometrik modda va xossalari sonining ko'pligi bilan bog'liqdir.

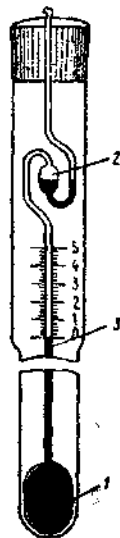
Termometr haroratni o'lchaydigan qurilma bo'lib, termometrik xossani amalga oshiruvchi sezgir elementdan (dilatometr, manometr, galvanometr, potensiometr va hokazodan) iborat. Haroratni o'lchashdagi zarur shart harorati o'lchanayotgan jism bilan sezgir element orasida issiqlik muvozanatining yuzaga kelishidir.

O'lchanadigan haroratlar oralig'iga qarab eng ko'p tarqalgan termometrlarga suyuqlikli, gazli termometrlar, qarshilik termometri, termometr kabi ishlaydigan termopara va pirometrlar kiradi.

Suyuqlikni termometrlarda hajm-termometrik xarakteristika bo'lib hisoblanadi, suyuqlik (idish odatda simobli va spirtli) esa sezgir element bo'lib hisoblanadi. Pirometrlarda termometrik xossa sifatida nurlanish intensivligidan foydalaniladi. Pirometrlarning boshqa termometrlardan prinsipial farqi shundaki, ularning sezgir elementlari jism bilan bevosita kontaktida bo'lmaydi. Pirometrlardan istalgancha yuqori haroratlarni o'lchashda qo'llaniladi.



12.12- rasm.



12.13- rasm.

O'ta past haroratlarni o'lchashda termometrik modda sifatida paramagnetiklardan, o'lchash xossasi sifatida esa ularning magnitlashining temperaturaga bog'lanishidan foydalaniladi.

Medsinada ishlatiluvchi simobli termometr maksimal haroratni ko'rsatadi, shu sababli u maksimal termometr deb ataladi. Undagi bu xususiyat uning tuzilishiga bog'liq: simobli rezervuar darajalangan kapillardan qilsimon darajada toraytirilgan qismi bilan ajratilgan bo'lib, bu torayganlik termometr sovugan vaqtda simobning rezervuarga qaytishiga imkon bermaydi (12.2- rasm). Uzoq vaqt kuzatiluvchi past temperaturalarni ko'rsatuvchi minimal termometrlar ham mavjud. Kichik intervaldagi haroratlar qiymatini yuqori aniqlikda o'lchash uchun metastatik termometrlardan (12.13- rasm) foydalaniladi. Bunday termometrlar suyuqlikli (odatda simobli) katta rezervuar 1 dan va uzun ingichka kapillar 3 dan iborat bo'ladi. 1 rezervuardagi simob massasi o'zgaruvchan bo'lib, uning qismi 2 rezervuarga qo'yilishi mumkin, buning natijasida shkalaning nol (0) belgisi o'lchanuvchi haroratlar intervalining pastki chegarasi qilib olinadi. Bunday termometr darajasining qiymati $0,01^\circ$ ga teng. Hisoblash intervali hammasi bo'lib 5° ni tashkil etadi, lekin u har xil haroratlar atrofida olinishi mumkin. Turli fizik, kimyoviy va biologik jarayonlarda ajralib chiqadigan yoki yutiladigan issiqlik miqdorini o'lchash uchun kalorimetriya deb ataladigan bir qator usullardan foydalaniladi, bu metodlar to'plamiga kalorimetriya deyiladi.

Kalorimetrik usul yordamida jismlarning issiqlik sig'imi, fazoviy aylanishlar vaqtida issiqlik miqdori, eruvchanlik, ho'llash, adsorbsiya, kimyoviy reaksiya

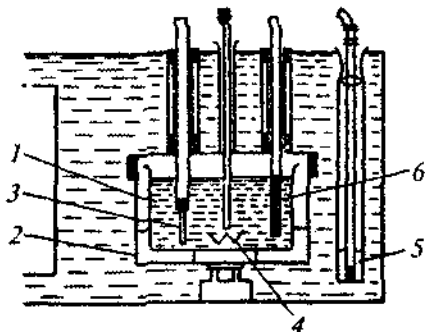
tufayli hosil bo'lgan issiqlik, nurlanish energiyasi, radioaktiv parchalanish va shu kabilar o'lchanadi.

Shunga o'xshash o'lchashlar kalorimetr yordamida amalga oshiriladi. Shu asboblarni ikki turga ajratish mumkin: ulardagi issiqlik miqdorini temperaturasining o'zgarishiga qarab aniqlaydigan kalorimetrlar va temperaturasi o'zgarmas bo'lib, issiqlik miqdori boshqa fazoviy holatga o'tgan (masalan, eriyotgan qattiq jism) modda miqdori bo'yicha aniqlaydigan kalorimetrlar.

Amalda qo'llaniladigan ko'pchilik kalorimetrlar birinchi turga tegishlidir. Bunday hollarda kalorimetr — tekshiriluvchi modda sistemasi tomonidan olingan issiqlik miqdorini quyidagi formula yordamida topish mumkin:

$$Q = c_x \Delta T,$$

bu yerda c_x — kalorimetrik sistemaning solishtirma issiqlik sig'imi, ΔT — uning atrofda jism bilan issiqlik almashinishi bo'lmaganda kuzatilishi mumkin bo'lgan haroratning o'zgarishi, ΔT ni aniqlash uchun tajribada o'lchangan haroratning o'zgarishiga atrof-muhit bilan issiqlik almashinishini hisobga oluvchi tuzatma kiritish lozim. Bu munosabatda hamma „kalorimetrlarni adiabatik va izotermik qobiqli kalorimetrlarga ajratish mumkin. Izotermik yoki adiabatik sharoitini saqlab turish uchun kalorimetr harorat regulatori bilan ta'minlanadi, ular sifatida ko'pincha kontaktli termometrlardan, shuningdek, qarshilik termometrlari va differensial termojuftlardan foydalaniladi.



12.14- rasm.

12.14- rasmda eng oddiy suyuqlikli kalorimetrning sxemasi keltirilgan: 1 — kalorimetrik idish; 2 — silindrik idish-qobiq; 3 — isitgich; 4 va 5 — aralashtirgich; 6 — termometr.

Kalorimetrlar yana termostatlar vazifasini ham bajarishi mumkin.

12.9-§. DAVOLASH UCHUN QO'LLANILADIGAN ISITILGAN VA SOVUQ MUHTLARNING FIZIK XOSSALARI

Tibbiyotda ayrim joylarni isitish yoki sovutish maqsadlarida isitilgan yoki sovutilgan jismlardan foydalaniladi. Odatda buning uchun nisbatan imkoni bo'lgan muhitar tanlanadi, bunda ulardan ba'zilar foydali bo'lgan mexanik va kimyoviy ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Bunday muhtlarning fizik xossalari ularning qanday maqsadda ishlatilishiga qarab belgilanadi. Birinchidan, nisbatan uzoq vaqt davomida kerakli effekt hosil

qilinadigan bo'lishi shart. Shuning uchun ishlatiluvchi muhitlar katta issiqlik sig'imiga (suv, balchiq) yoki fazoviy o'tish solishtirma issiqligiga (parafin, muz) ega bo'lishlari kerak. Ikkinchidan, bevosita teri ustiga yopiladigan muhitlar og'riq sezdirmasligi kerak. Bu hol bir tomondan olingan muhitlar haroratini cheklab qo'yadi, ikkinchi tomondan issiqlik sig'imi kam bo'lgan muhitlarni tanlashga majbur etadi. Masalan, davolash uchun ishlatiladigan suvning harorati 45°C gacha torf va balchiqning harorati 50°C gacha bo'ladi, chunki bu muhitlarda issiqlik almashinuvi (konvensiya) suvdagidan kam bo'ladi. Parafin $60\text{--}70^{\circ}\text{C}$ gacha isitiladi, chunki uning issiqlik o'tkazuvchanligi katta emas, teriga tegib turgan qismi esa tez sovub ketib kristallanadi — bu kristallar esa uning qolgan qismlaridan keluvchi issiqlik oqimini o'tkazmaydi.

Davolash maqsadida sovituvchi muhit sifatida muz ishlatiladi.

Keyingi yillarda past haroratlardan meditsinada yetarlicha keng ko'lamda foydalanilmoqda.

Davolash maqsadida a'zolarning bir joyini yoki qismini kesib olib boshqa joyga o'rnatish va u bularning normal ishlashi, tirik organizm o'z ish faoliyatini yetarlicha uzoq vaqt saqlashi uchun bu a'zolar past haroratda konservatsiya qilinadi.

Kriogen usulini muzlatish va eritish yo'li bilan to'qimalarni yemirishdan, tibbiyotchilar tomoq bezi, so'gal va shu kabilarni olib tashlashda ishlatishadi.

Bu maqsadda maxsus kriogenli apparatlar va kriozondlar yasaladi.

Anesteziya xossasiga ega bo'lgan sovuq yordamida asab kasalliklariga tegishli bo'lgan odam bosh miyasidagi ayrim hujayralar yadrosini yo'q qilishda ishlatiladi, masalan, parkinsonizmda shu usuldan foydalaniladi.

Mikroxirurgiyada nam to'qimalarning sovuq metall asboblari yopishib qolishidan bu to'qimalarni boshqa joyga ko'chirishda foydalaniladi.

Past haroratlarning tibbiyotda qo'llanilishi tufayli kriogen tibbiyotda krioterapiya, krioxirurgiya va shu kabi yangi terminlar yuzaga kelgan.

O'n uchinchi bob

BIOLOGIK MEMBRANALARDAGI FIZIK JARAYONLAR

Hujayralarning eng asosiy qismi membranalar hisoblanadi. Ular hujayrani atrof-muhitdan chegaralab turadi, uni ziyon yetkazuvchi tashqi ta'sirlardan himoya qiladi, hujayra bilan uning atrofini o'rab turuvchi muhit orasidagi modda almashinuvini boshqaradi, elektr potentsiallarini generatsiyalashga imkoniyat yaratadi, mitoxondriyalardagi universal akkumulatorlar energiyasi ATF ni sintez qilishda va hokazolarda ishtirok etadi. Aslini olganda membranalar hujayralarning tuzilishini shakllantiradi va uning vazifasini bajaradi. Ko'pgina kasalliklar (ateroskleroz, zaharlanish va hokazolar) membrana tuzilishining va ish faoliyatining buzilishi bilan bog'liqdir.

Ushbu bobda biologik membranalarining fizik xossalari va ularda o'tadigan asosiy fizik jarayonlar ko'rib o'tiladi.

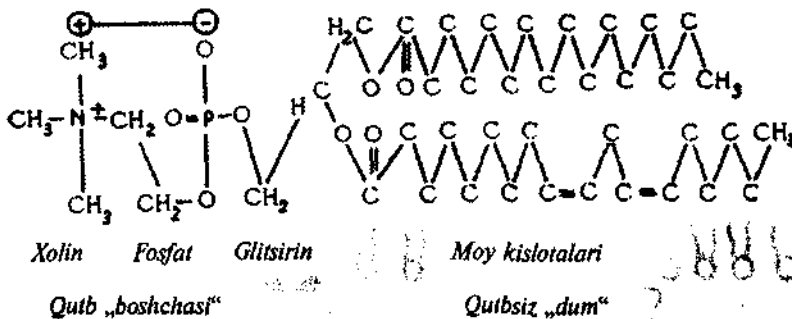
13.1-§. MEMBRANANING TUZILISHI VA MODELI

Hamma hujayralarni membranalar o'rab turadi (plazmatik yoki hujayrali tashqi membranalar). Membrana bo'lmaganda edi, hujayra ichidagi bor narsalar „yoyilib ketib“, diffuziya termodinamik muvozanatga olib kelgan bo'lar edi. Bu hol esa hayotning bo'lmasligini bildiradi.

Birinchi hujayra atrof-muhitdan membrana orqali ajratilgandan so'nggina paydo bo'lgan deb aytish mumkin.

Hujayrani hujayra ichki membranasi bir qator berk bo'lmalarga (kompartamentlarga) ajratadiki, ularning har biri ma'lum vazifani bajaradi.

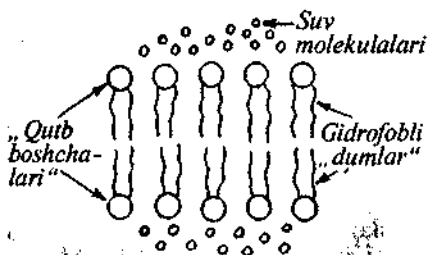
Membranalarining qalinligi bir necha nanometr chamasida bo'lgani sababli (q. 26.8-§) uni optik mikroskopda ko'rib bo'lmaydi, lekin elektron mikroskopda (q. 28.2-§) ko'rish mumkin.



13.1- rasm.

Har qanday membrananing asosini ikkilangan lipid qatlami (aytarli darajada fosfolipidlar) tashkil etadi. Membranani hosil qiluvchi lipid molekullari, amfipatik birikmalar hisoblanadi, ya'ni ikkita turli xildagi funksional qismdan: qutblangan „boshcha“ va noqutbiy gidrofob „dum“ dan iborat (13.1- rasm).

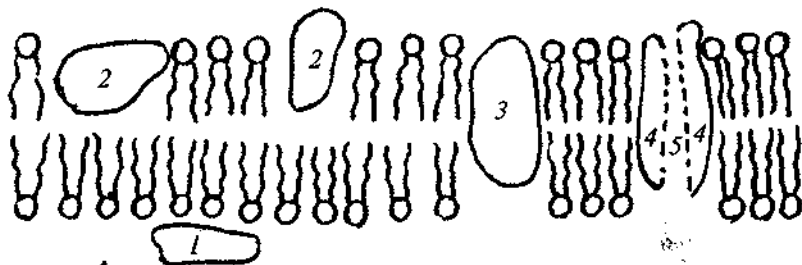
Ikkilangan lipid qatlami, lipidlarning monoqatlamidan shunday tashkil topadiki, ikkala qatlamning gidrofob „dumlari“ ichki tomonga yo'nalgan bo'ladi. Bunda gidrofob qismlardagi molekullarning suv bilan bo'ladigan eng kichik kontakti amalga oshiriladi (13.2- rasm).



13.2- rasm.

Ammo membrana strukturasi bunday tasavvur qilish, oqsilning membranadagi joylashish tartibi (ayrim membranalarda oqsil massa bo'yicha uning yarmidan ortiqroq bo'ladi) va gidrofil zarrachalar uchun membrananing o'tkazuvchanligi kabi masalalarning hech birontasiga javob berilmadi.

Keyingi paytlarda biologik membranalarining tuzilishi to'g'risida yana bir qancha gipotezalar aytib o'tilgan edi, lekin ularning hech biri qo'llash uchun umumiy holda qabul qilinmadi. Hozirgi paytda birmuncha keng yoyilgan model, 1972- yilda Sinjer va Nikolson taklif etgan suyuq holdagi mozaikadan iborat model bo'lib, uning asosida yana o'sha ikkita moy qatlamidan iborat membrana yotadi. Ushbu fosfolipidning negizini, oqsillari ozni ko'pmi botirilgan holda qalqib yuruvchi qandaydir biror ikki o'lchovli erituvchi ifodalaydi. Bu oqsillar hisobiga to'la yoki qisman miqdorda singdiruvchanlik, membrana orqali moddani aktiv ko'chirish, elektr potensialining generatsiyasi va hokazolar, membrananing o'ziga xos vaziafalari amalga oshiriladi. Membrananing suyuq holdagi mozaikadan iborat tuzilishi chizma ko'rinishda 13.3- rasmda tasvirlangan. Bu yerda 1 — sirt qatlamdagi oqsillar, 2 — yarim botirilgan holdagi oqsillar, 3 — to'la botirilgan (integrall) oqsillar, 4 — oqsillar „ionli kanal“ 5 ni shakllantiruvchi oqsillar.



13.3- rasm.

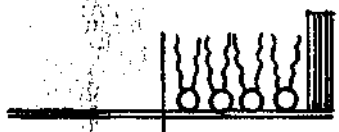
Membranalar qo'zg'almaydigan „tinch“ turuvchi strukturalar hisoblanmaydi. Lipidlar va oqsillar bir-birlari bilan o'rni almashtirib, membrana tekisligi bo'ylab lateral diffuziyani hosil qilib hamda tekislikka perpendikular — „Flip-flop“ deb ataluvchi yo'nalishda ko'chib turadi. Lateral diffuziyaga lipidlarning yuksak darajadagi, „fli p-flop“ ga esa past darajadagi qo'zg'aluvchanligi mos keladi, ya'ni membrananing turli tomonlaridagi lipidlarning bir-birlari bilan o'rin almashtirishlari juda ham kam uchraydigan jarayondir.

Biologik membranalarining tuzilishini aniqlashtirish va uning xossalarini o'rganish, membrananing (sun'iy membrananing) fizikaviy-kimyoviy modellarini qo'llash tufayligina amalga oshirilishi mumkin bo'ladi.

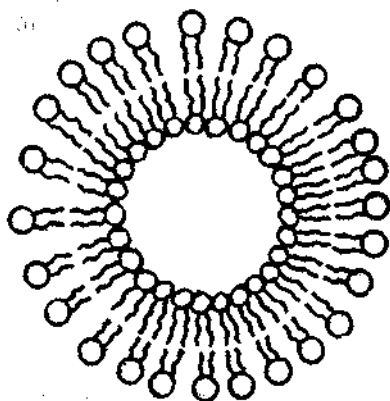
Suv-havo yoki suv-moy ajralish chegarasidagi fosfolipidlar monoqatlamidan iborat birinchi modelni ko'rib o'tamiz.

Bunday ajralish chegaralarida fosfolipid molekullari shunday joylashganki, ularning gidrofil boshchalari suvda bo'lib, gidrofob „dumlar“ esa „havoda“ yoki moyda bo'ladi. Agar sekin-asta monoqatlam egallagan yuza kamaytirib borilsa, oxirida membrananing biror bioqatlamiga o'xshash molekullari zich joylashgan monoqatlamni hosil qilish mumkin (13.4- rasm). Biomembrananing, ikkinchi, keng tarqalgan modeli liposomalardir.

Bu bilipid membranasidan tashkil topgan, suv va fosfolipid aralashmasini ultratovush bilan qayta ishlash yordamida hosil qilingan juda kichkina pufakchalar (fizikular) hisoblanadi. Liposomalar o'zida oqsil molekullardan to'liq ajralgan biologik membranalarni namoyon qiladi. Ko'pincha turlicha faktorlarning ta'sirini o'rganish uchun tajribalar liposomalarda o'tkaziladi, masalan, fosfolipidlar



13.4- rasm.



13.5- rasm.

tarkibining membrana xossalari yoki buning teskarisi, membranani o'rab olgan muhitning uning ichida o'rnatilgan oqsillar xossasiga ta'siri kabilar o'rganiladi. Liposomalarning sxematik (chizmadagi) ko'rinishi 13.5- rasmda berilgan.

Biomembranalarning ayrim xossalarini to'g'ri o'rganishga imkon beruvchi uchinchi model biolipidli (bioqatlamli lipid) membranadir (BLM).

Birinchi marta bunday modeli membranani 1962- yil P. Moller xodimlari bilan hamkorlikda kashf etgan edi. Ular ikkita suvli eritmani ajratib turuvchi teflonli to'siqdagi teshikni *geptanda eritilgan fosfolipid bilan to'ldirdilar*. Eritkich va ortiqcha lipidlar teflon bo'ylab oqib ketgandan so'ng teshikda diametri taxminan 1 mm va qalinligi bir necha nanometr bo'lgan lipidli biqatlam hosil bo'ladi. Membrananing ikki tomoniga ikkita elektrod joylashtirib, membrananing qarshiligini yoki unda generatsiyalanuvchi potensialni o'lchash mumkin. Agar to'siqning turli tomonlariga kimyoviy tarkibi jihatidan turlicha bo'lgan eritma joylashtirilsa, membrananing turli xil agentlar uchun singdiruvchanligini o'rganish mumkin.

Membranalar ikkita muhim vazifani: matritsali, ya'ni oqsillarni ushlab qolish uchun turli xildagi vazifalarni bajaruvchi matritsa asos bo'lib hisoblanadi va ikkinchidan, to'siq hujayrani va ayrim kompartamentlarni keraksiz zarrachalarning sizib kirishidan himoya qiladi. Agar membranalarining ushbu vazifalari buzilsa, u holda hujayralarning normal ishlab turishi faoiyatida o'zgarish yuz berib, oqibatda organizm kasallanadi.

13.2-§. MEMBRANALARNING AYRIM FIZIK XOSSALARI VA PARAMETRLARI

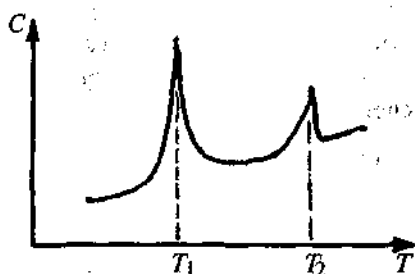
Membrana molekularining harakatlanuvchiligini va membrana orqali o'tuvchi zarrachalarning diffuziyasini o'lchash bilipid qatlami o'zini suv kabi tutishidan dalolat beradi. Ikkinchi tomondan, membrana tartibli holdagi strukturadir. Ko'rsatilgan bu ikkala fakt membranadagi fosfolipidlar uning tabiiy holdagidek ishlab turishida suyuq kristallik holatida bo'ladi, deb o'ylashga majbur etadi (q. 10.2-§). Membrananing suyuqlik xossasiga ega ekanligi EPR (Q. 30.3-§) va YaMR (q. 30.4-§) usullari orqali tasdiqlangan.

Membranalar lipid qatlamining qovushqoqligi suvning qovushqoqligidan taxminan 100 marta ortiq, u 30–100 m Pa^{'''}s ga teng, bu esa taxminan o'simlik moyining qovushqoqligiga mos keladi. Sirt tarangligi esa suvnikidan yuz va ming marta kichik, ya'ni 0,03–1 m N/m.

Harorat o'zgaranda membranada fazoviy o'tishlarni, ya'ni isitilganda lipidlarning erishi, sovitilganda esa kristallanishini kuzatish mumkin. Fazoviy o'tishlar energiyaning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgani tufayli uni, xususan, haroratning o'zgarishida issiqlik sig'imi C ning ortishiga qarab payqash mumkin (13.6- rasm; T_1 va T_2 haroratlarda fazoviy o'tishlar). Biqatlamning suyuq kristallik holati kichik qovushqoqlikka va qattiqlik holatiga qaraganda turli moddalarda

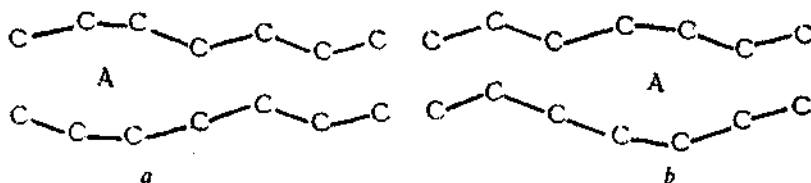
katta eruvchanlikka ega. Suyuq kristallik biqatlamning qalinligi qattiqnikiga qaraganda kichik bo'ladi.

Molekulalarning qattiq va suyuq holatdagi konformatsiyasi (strukturasi) turlichadir, bunga rentgenostruktur analiz (q., 24.7-§) tufayli ishonch hosil qilish mumkin. Suyuq fazada fosfolipid-molekulalari diffuziyalanuvchi modda molekulalarini ishga kirishishi imkoniyatiga ega bo'lgan bo'shliq („kinki“) hosil bo'ladi.



13.6- rasm.

Bu holatda „kinki“ning ko'chishi molekulalarning membranaga ko'ndalang holda diffuziyalanishiga olib keladi (13.7- a, b rasm).



13.7- rasm.

Fosfolipid qo'sh qatlamli membranani har bir 1 mm² yuzidagi elektr sig'imi 5-13 nF bo'lgan kondensatorga o'xshatiladi.

13.3-§. MOLEKULALARNING (ATOMLARNING) MEMBRANA ORQALI KO'CHISHI

Membranalarning ishlab turishidagi muhim elementlardan biri ularning molekulalar (atomlar) va ionlarni o'tkazish yoki o'tkazmaslik qobiliyati hisoblanadi.

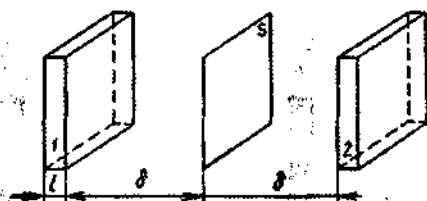
Muhimi shundaki, zarrachalarni bunday sizib o'tish ehtimoli ularni ko'chish yo'nalishiga (masalan, hujaralarning ichiga yoki hujayra ichidan tashqariga) hamda molekulalar va ionlarning xiligga bog'liq bo'ladi. Bu masalalar fizikaning ko'chish hodisasiga tegishli bo'lgan bo'limida ko'riladi.

Fizik sistemada massaning, impulsning, energiyalarning, zaryadning va boshqa fizik kattaliklarning fazoviy ko'chishlari yuz berishi oqibatidagi qaytmas jarayonlarni ko'chish hodisasi termini bilan ataladi.

Ko'chish hodidasida diffuziya (modda massasining ko'chishi), qovushqoqlik (impulsning uzatilishi), issiqlik o'tkazuvchanlik (energiyaning ko'chishi), elektr o'tkazuvchanlik (elektr zaryadining ko'chishi) hodisalari yuz beradi. Bu yerda va bundan keyingi paragraflarda biologik membranalar uchun muhim bo'lgan moddaning ko'chishi va zaryadning ko'chishi hodisalari ko'rib o'tiladi. Biofizikada

zarrachalarning ko'chishi so'ziga ma'nodosh sifatida zarrachalar transporti terminini qo'llash keng o'rin oldi.

Ko'chish jarayonlarini suyuqliklarda muhokama qilib diffuziyaning asosiy tenglamasini (FIK tenglamasini) keltirib chiqaraylik.



13.8- rasm.

Aytaylik, Syuzli biror maydon orqali (13.8- rasm) hamma yo'nalish bo'ylab suyuqlik molekullari ko'chayotgan bo'lsin. Suyuqliklarning molekular tuzilishi nazariyasini hisobga olgan holda (q. 9.6-§) aytish mumkinki, molekular yuzani bir muvozanat holatidan boshqasiga sakrab o'tish orqali kesib o'tadi.

Molekulalarning o'rtacha ko'chishi δ ga teng bo'lgan masofalarda (suyuqlik molekullari orasidagi o'rtacha masofa) olingan yuzadan o'ng va chap tomonlarda qalinligi uncha katta bo'lmagan ($l \ll \delta$) to'g'ri burchakli parallelepipedni yasaymiz. Har bir parallelepipedning hajmi $S \cdot l$ ga teng. Agar n — molekularning kontsentratsisi bo'lsa, u holda ajratilgan parallelepipedning ichida $Sl n$ ta molekula bo'ladi. Faraz qilaylik, molekularning kontsentratsiyasi fazoda o'zgarayotgan bo'lsin, chap tomondagi ajratilgan (1) parallelepipedda kontsentratsiya n_1 ga teng, o'ng tomondagi (2) parallelepipeddagi kontsentratsiya n_2 ga teng bo'lsin. Demak, parallelepi pedlarning birida $Sl n_1$ ta molekula, ikkinchisida esa $Sl n_2$ molekula bor.

Hamma molekularni ularning tartibsiz harakatlari tufayli shartli ravishda oltita guruh bilan ko'rsatish mumkin, bu guruhlarining har bir koordinata o'qlarining yo'nalishi bo'ylab va unga qarama-qarshi yo'nalishda ko'chadi. Bundan S yuzagacha perpendikular yo'nalishda, ya'ni OX o'qi yo'nalishi bo'ylab birinchi parallelepipeddan $1/6 Sl n_1$ molekula sakrab chiqadi, OX o'qi yo'nalishiga teskari yo'nalishda ikkinchi parallelepipeddan $1/6 Sl n_2$ molekula sakrab chiqadi.

Bu molekular S yuzani „uchib o'tish“ vaqti Δt quyidagicha topilishi mumkin. Faraz qilamiz, ajratilgan hajmlardagi hamma molekular bir xil o'rtacha v tezlik bilan harakatlanib chiqayotgan bo'lsin. U holda 1 va 2 hajmlardagi S yuzaga yetib kelgan molekular uni qisqa vaqt

$$\Delta t = l / \bar{v} \quad (13.1)$$

oralig'ida kesib o'tadi. (13.1)ga (9.20-§)dan o'rtacha tezlik uchun yozilgan ifodani keltirib qo'yib, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\Delta t = \frac{l}{\delta} \tau \quad (13.2)$$

bu yerda τ — molekulaning „o'troq yashashi“ o'rtacha vaqti, bu vaqtni sakrashlarning o'rtacha vaqti sifatida qarash mumkin. Juda qisqa vaqt oralig'ida S yuza orqali molekularlar ko'chishining „balansi“ quyidagiga teng:

$$1/6S \ln_1 = 1/6s \ln_2 \quad (13.3)$$

(13.3)ni ayrim molekulaning m massasiga ko'paytirib va Δt ga bo'lib, S yuza orqali o'tuvchi modda oqimini topamiz:

$$F = \frac{1}{6} \cdot \frac{S \ln m}{\Delta t} (n_1 - n_2) \quad (13.4)$$

ya'ni 1 s ichida yuza orqali olib o'tadigan modda (massa) miqdori. Molekulalarning konsentratsiyasi ($n_1 - n_2$) o'zgarishini ajratilgan hajmlar orasidagi masofa 2δ bilan dn/dx ning ko'paytmasi ko'rinishida ifodalash mumkin:

$$n_2 - n_1 = \frac{dn}{dx} \cdot 2\delta \quad (13.5)$$

(13.4) tenglamada (13.2) ga muvofiq Δt ni (13.5)ga muvofiq ($n_1 - n_2$) ni almashiramiz:

$$\Phi = \frac{1}{6} \frac{S \ln m \delta}{\tau} \frac{dn}{dx} \cdot 2\delta = \frac{1}{3} S \frac{\delta^2}{2} m \frac{dn}{dx} \quad (13.36)$$

Modda oqimining shu oqim o'tayotgan yuzaga nisbati oqim zichligi deyiladi.

$$J = \frac{\Phi}{S} = \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{\tau} m \frac{dn}{dx} \quad (13.7)$$

Molekular massasining ularning konsentratsiyasiga ko'paytmasi massa bo'yicha olingan konsentratsiyadir (berilgan komponent molekularlari massalarining hajmiga nisbati);

$$c = mn, \quad m \cdot \frac{dn}{dx} = \frac{dc}{dx} \quad (13.8)$$

Buni hisobga olgan holda (13.7) dan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$J = \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{\tau} \frac{dc}{dx}$$

Shuning o'zi diffuziya tenglamasi bo'lib, odatda quyidagi (FIK tenglamasi) ko'rinishda yoziladi:

$$J = -D \frac{dc}{dx} \quad (13.9)$$

Bu yerda „-“ ishorasi diffuziya paytida modda oqimi zichligining yig'indisi konsentratsiyaning kamayishi tomon (konsentratsiya gradiyentiga qarama-qarshi tomonga) yo'nalganligini ko'rsatadi, D — diffuziya koeffitsiyenti bo'lib, u, misol

uchun biz ko'rib o'tgan suyuqlikdagi diffuziyaga muvofiq ravishda quyidagiga teng:

$$D = 1/3 \frac{\delta^2}{\tau} \quad (13.10).$$

(13.10) dan ko'rinib turibdiki, diffuziya koeffitsiyentining birligi $1 \text{ m}^2/\text{s}$ ekan.

(13.9) tenglamada ham massa bo'yicha (kg/m^3) hamda molyar (mmol/m^3) konsentratsiyani qo'llash mumkin. Modda oqimi zichligining birligi $1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ yoki orqali $1 \text{ mol}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ifodalanadi. Diffuziya tenglamasini quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$J = -D \frac{dn}{dx} \quad (13.11)$$

Bunday holda zarrachalar oqim zichligining birligi $1 \text{ zarra}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.

Fazoda molekular konsentratsiyasining o'zgarishi $c = f(x)$ sistemaning turli joylarida kimyoviy potensialning bir xil emasligini bildiradi (q. 12.40), shu sababli modda oqim zichligini kimyoviy potensial gradiyenti orqali bog'lash mumkin. (12.40) formulani qaytadan o'zgartirib yozamiz:

$$\Delta\mu = RT \ln \frac{c_2^i}{c_1^i} = RT (\ln c_2^i - \ln c_1^i). \quad (13.12)$$

Konsentratsiyaning yetarlicha kichik o'zgarishlarida

$$d\mu = RT d \ln c = RT \frac{dc}{c}$$

yoki koordinata bo'yicha olingan hosila uchun

$$\frac{d\mu}{dx} = \frac{RT}{c} \frac{dc}{dx}$$

bu yerdan konsentratsiya gradiyenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{dc}{dx} = \frac{c}{RT} \frac{d\mu}{dx} \quad (13.13)$$

(13.9) va (13.13) dan foydalanib, quyidagini olamiz:

$$J = -D \frac{d\mu}{RT dx} \quad (13.14)$$

A.Eynshteyn diffuziya koeffitsiyentining temperaturaga proporsional ekanligini ko'rsatgan edi:

$$D = u_m RT, \text{ yoki } u_m = \frac{D}{RT}. \quad (13.15)$$

shu sababli (13.14) o'rniga quyidagiga ega bo'lamiz:

$$J = -u_m c \frac{d\mu}{dx} \quad (13.16)$$

(13.15) formulada u — mol uchun ifodalangan singib kiruvchi molekullarning (zarrachalarning) harakatchanligi. Umuman aytganda, zarrachalarning (molekula, atom, ion, elektron) singib kirishidagi u harakatchanligi deb zarrachaga boshqa, masalan, ishqalanish yoki boshqa zarrachalar bilan to'qnashgandagi kuchlar ta'sir etgandagi bir tekis ko'chganda zarrachalarning v tezligi bilan zarrachani harakatlantiruvchi f kuch orasidagi proporsionallik koeffitsiyentiga aytiladi:

$$v = uf \text{ yoki } u = v/f \quad (13.17)$$

(13.17)dan harakatchanlik birligi $1\text{ m} / (\text{s} \cdot \text{n})$ ekanligi ko'rinib turibdi.

u_m va u kattaliklar Avagadro doimiysi orqali bog'langan:

$$u = u_m N_A. \quad (13.18)$$

(13.9) tenglamani biologik membrana uchun qo'llanishga moslab qaytadan o'zgartirib yozamiz. Membrana orqali sizib o'tayotgan zarrachalarning konsentratsiyasi membranada to'g'ri chiziqli qonun bo'yicha o'zgaradi deb hisoblaymiz (13.9- rasm). Zarrachalarning hujayra ichida va tashqarisidagi konsentratsiyasi mos holda va c_i va c_o . Shu zarrachalarning konsentratsiyasi esa membrananing ichki qismidan uning tashqi qismiga o'tishda mos holda c_{mi} dan c_{mo} gacha o'zgaradi. Molekulalar konsentratsiyasining chiziqli o'zgarishini hisobga olgan holda quyidagicha yozamiz

$$\frac{dc}{dx} = \frac{c_{m0} - c_{mi}}{l}, \quad (13.19)$$

bu yerda l — membrana qalinligi, u holda (19.9) o'rniga

$$Jl = -D(c_{m0} - c_{mi}) = D(c_{mi} - c_{m0}) \quad (13.20)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

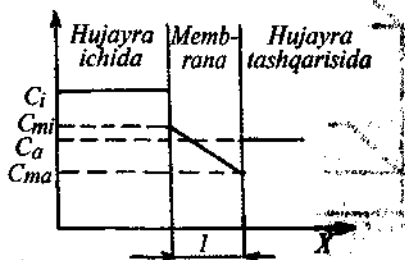
Amalda zarrachalar konsentratsiyasini membrananing ichki tomonida (c_{mi} va c_{mo}) emas, balki tashqi tomonida aniqlash oson: hujayrada (c_i) va hujayraning tashqarisida (c_o). Membranadagi konsentratsiyalarning chegaraviy qiymatlarining nisbati membranaga yaqin qatlamlardagi konsentratsiyalar nisbatlariga teng deb hisoblanadi; $c_{mo}/c_{mi} = c_o/c_i$ bu yerdan

$$\frac{c_{m0}}{c_o} = \frac{c_{mi}}{c_i} = k \quad (13.21)$$

bunda k — membrana bilan uni o'rab olgan muhit orasida moddaning (zarrachaning) taqsimlanish koeffitsiyenti (odatda kirish fazasi). (13.21)dan

$$c_{m0} = kc_o \text{ va } c_{mi} = kc_i \quad (13.22)$$

ekani kelib chiqadi.



13.9- rasm.

(13.22)ni (13.20)ga qo'yib,

$$J = \frac{Dk}{l} (c_1 - c_0)$$

$$P = DR/l$$

-o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti. Natijada, diffuziya ana orqali o'tuvchi modda oqim zichligini aniqlash

$$J = P(c_1 - c_0).$$

MEMBRANALAR ORQALI KO'CHIRISH. RNST-PLANK TENGLAMASI

siallar ayirmasi mavjud bo'lishi 13.6- §da ko'rib anada elektr maydoni bo'ladi. U zaryadlangan elektronlar diffuziyasiga ta'sir ko'rsatadi. Maydon nsial gradiyenti orasida ma'lum bo'lgan munosabat

$$E = -\frac{d\phi}{dx}$$

a teng. Bitta ionga $f = -Ze \frac{d\phi}{dx}$ kuch ta'sir etadi, l uch

$$N_A = -ZeN_A \frac{d\phi}{dx} = -ZF \frac{d\phi}{dx}$$

radey doimiysi, $F = eN_A$.

Ionlarning tartibli yo'nalishidagi harakat tezligi ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri proporsional:

$$v = u_m f N_A = -u_m ZF \frac{d\phi}{dx}$$

Ionlar oqimini topish uchun yon qirrasining uzunligi son jihatidan ionlar tezligiga teng bo'lgan to'g'ri burchakli parallelepiped ko'rinishidagi elektrolit hajmini ajratamiz (13.10-rasm). Parallelepipedda bor bo'lgan hamma ionlar l s ichida S yuza orqali o'tadi. Bu esa Φ oqim bo'ladi. Parallelepiped hajmi (Sv) ni

ionlarning molyar konsentratsiyasi s ga ko'paytirib, shu ionlar sonini topish mumkin:

$$\Phi = v \cdot S \cdot c.$$

(13.27) va (13.28) formulalardan foydalanib, oqim zichligini topamiz:

$$J = \frac{\Phi}{S} = vc = -u_m ZFc \frac{d\varphi}{dx}.$$

Umumiy holda ionlarni ko'chirish ikki faktor orqali aniqlanadi: ularning notekis taqsimlanishi, ya'ni konsentratsiya gradiyenti va elektr maydonining ta'sir ko'rsatishi tufayli

$$J = -D \frac{dc}{dx} - u_m ZFc \frac{d\varphi}{dx}$$

Bu tenglama Nernst-Plank tenglamasidir. Harakatchanlik uchun **chiqarilgan** (13.15) ifodadan foydalanib, (13.30) formulani almashtiramiz:

$$J = -D \frac{dc}{dx} - \frac{D}{RT} ZFc = -D \left(\frac{dc}{dx} + \frac{ZFc}{RT} + \frac{d\varphi}{dx} \right).$$

Bu tenglama Nernst-Plank tenglamasining boshqacha ko'rinishidir.

Diffuzion oqim zichligining ionlar konsentratsiyasiga va elektr maydoni kuchlanganligiga bog'lanishini amalga oshirish uchun Nernst-Plank tenglamasidan foydalanamiz. Faraz qilaylik, holatning stasionarligi (oqim zichligi) doimiy bo'lsin. Membranadagi elektr maydonini bir jinsli deb qabul qilamiz. Shunga asosan maydon kuchlanganligi bir xil bo'lib, potensial esa masofaga

bog'liq holda chiziqli o'zgaradi. Bu $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\varphi_m}{l}$ deb hisoblashga imkon beradi,

bu yerda φ_m — membranadagi potenciallar ayirmasi. (13.31)dagi qo'shiluvchining yozilishini soddalashtiramiz:

$$\frac{ZFc}{RT} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{ZFc}{RT} \frac{\varphi_m}{l} = \frac{\varphi}{l} c,$$

bu yerda

$$\varphi = \frac{ZF}{RT} \varphi_m$$

yordamchi kattalik (**o'lchovsiz potensial**). (13.32)ni hisobga olgan holda Nernst-Plank tenglamasini

$$J = -D \left(\frac{dc}{dx} + \frac{\varphi}{l} c \right). \quad (13.33)$$

ko'rinishda hosil qilamiz.

O'zgaruvchilarni bo'lamiz va tenglamani integrallaymiz:

$$dx = \frac{dc}{J/D + \psi c/l}$$

$$\psi = \ln \frac{J/D + \psi c_{mi}/l}{J/D + \psi c_{m0}/l} \quad (13.34)$$

(13.34)ni potensirlab,

$$e^\psi = \frac{J/D + \psi c_{mi}/l}{J/D + \psi c_{m0}/l}$$

hosil qilamiz:

$$e^\psi = \frac{J}{D} + e^\psi \frac{\psi}{l} c_{m0} = \frac{J}{D} + \frac{\psi}{l} c_{mi},$$

$$\frac{J}{D} (e^\psi - 1) = \frac{\psi}{l} (c_{mi} - e^\psi c_{m0}),$$

$$J = \frac{D\psi}{l} \frac{c_{mi} - e^\psi c_{m0}}{e^\psi - 1} \quad (13.35)$$

(13.22) va (13.23) ifodalarni hisobga olgan holda (13.35) formulani quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$J = \frac{D\psi}{l} \frac{kc_i - e^\psi kc_0}{e^\psi - 1} = \frac{D\psi k}{l} \frac{c_i - e^\psi c_0}{e^\psi - 1} = P\psi \frac{c_i - e^\psi c_0}{e^\psi - 1} \quad (13.36)$$

Umuman aytganda (13.36) formula musbat ($z > 0$, $\psi > 0$) hamda manfiy ($z < 0$, $\psi < 0$) ionlar uchun ham to'g'ridir. Ammo manfiy ionlar uchun (13.36) ifodaga o'lchovsiz potensialni keltirib qo'yib, bu ifodaning shaklini o'zgartirish maqsadga muvofiqdir:

$$J_{(-)} = -P\psi \frac{c_i - e^{-\psi} c_0}{e^{-\psi} - 1}$$

Bu ifodaning surat va maxrajini — $e^{-\psi}$ bo'lamiz:

$$J_{(-)} = -P\psi \frac{c_0 - e^\psi c_i}{e^\psi - 1} \quad (13.37)$$

Bu formuladan foydalanilganda, z va ψ ning manfiy qiymati formulaning o'zida hisobga olinganini yodda tutish zarur.

(13.36) va (13.37) tenglamalar ionlarning statsionar oqimi zichligi bilan quyidagi uchta kattalikorasida bog'lanish o'rnatadi: 1) membrana strukturasi bilan ion bilan o'zaro ta'sirini xarakterlovchi, ya'ni membrananing aynan shu ion

uchun o'tkazuvchanligi; 2) elektr maydoni bilan; 3) membranani (c_i va c_o) o'rab olgan suvli eritmadagi ionlar konsentratsiyasi bilan (13.36) tenglamaning xususiy hollarini tahlil qilamiz:

a) $\psi = 0$, bu $z = 0$ (neytral zarrachalar) ekanini yoki membranada elektr maydoni bo'lmashligini ($\psi_m = 0$) yoki unisining ham, bunisining ham bo'lmashligini bildiradi:

$$\lim_{\psi \rightarrow 0} J = P \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\psi}{e^\psi - 1} \lim_{\psi \rightarrow 0} (c_i - e^\psi c_o).$$

Ayrim ko'paytuvchilarning chegarasini topamiz.

$$1. \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\psi}{e^\psi - 1} = 0.$$

Ushbu noaniqlikning ma'nosini Lopital qoidai yordamida tushuntirib berish mumkin:

$$\lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\psi}{e^\psi - 1} = \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{1}{e^\psi} = 1$$

$$2. \lim_{\psi \rightarrow 0} (c_i - e^\psi c_o) = c_i - c_o$$

Bu yerdan, xuddi kutilganidek (13.24) tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$J = P(c_i - c_o);$$

b) elektr maydoni mavjud bo'lganda membranadan turli tomonda ($c_i = c_o = c$) ionlar konsentratsiyasining bir xilligi:

$$J = -P\psi c.$$

Bu elektrolitdagi elektr o'tkazuvchanlikka mos keladi (q. 15.30-§). Neytral zarrachalar uchun ($z = 0$ va $\phi = 0$) $I = 0$;

d) agar zarrachalar membranadan singib o'ta olmasa ($P = 0$) unda tabiiyki, oqim zichligi ham nolga teng bo'ladi.

13.5-§. AKTIV TRANSPORT

Ko'chirish hodisasi (q. 13.13, va 13.4-§) passiv transportga tegishli, bunga molekula va ionlarning konsentratsiyasi kichik bo'lgan tomonga yo'nalishidagi diffuziyasi, ionlarning elektr maydoni tomonidan ta'sir kuchi yo'nalishiga mos holdagi ko'chishi kiradi.

Passiv transport kimyoviy energiyaning sarflanishi bilan bog'liq emas, u zarrachalarning elektrokimyoviy potentsiali (12.25-§ ga q.) kichik bo'lgan tomonga ko'chishi hisobiga amalga oshiriladi. Passiv transport bilan bir qatorda, hujayra membranasida molekular va ionlar elektrokimyoviy potentsial katta bo'lgan tomonga ko'chiriladi (molekular konsentratsiyasi katta bo'lgan sohaga, ionlar

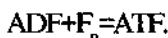
esa elektr maydoni tomonidan ularga ta'sir etuvchi kuchlarga qarama-qarshi yo'nalishda ko'chiriladi).

Bunday ko'chirilish energiya hisobiga amalga oshirilgani tufayli diffuziya bo'la olmaydi bu aktiv transportdir. K^+ va Na^+ ionlarning gradiyentini vujudga keltirishga imkon tug'diruvchi membranalar sistemasi, natriy-kaliyli nasoslar yoki oddiyroq qilib aytganda, natriyli nasoslar nomini oldi.

Natriy-kaliyli nasoslar sitoplazmatik membranalar tarkibiga kiradi, ular ATF molekularining gidrolizi paytida ADF molekulari va neorganik fosfat (F_n) bilan bir qatorda hosil bo'lgan energiya hisobiga ishlaydi:



Natriy-kaliyli nasos qaytuvchan ishlaydi: ionlarning konsentratsiya gradiyenti ADF va F_n molekularidan ATF molekularining sintez qilinishiga imkon tug'diradi:



Bir mol moddani kichik c_1 konsentratsiyali sohadan aynan shu komponentani katta c_2 konsentratsiyali sohaga ko'chirib o'tishda bajariladigan ish Gibbs energiyasining o'zgarishi yoki kimyoviy potensialning o'zgarishi kabi topilishi mumkin (q.: 12.39):

$$A = \Delta\eta = RT \ln \frac{c_2}{c_1} \quad (13.38)$$

Shunday qilib, agar K^+ ionlarning hujayra ichidagi konsentratsiyasi, hujayra tashqarisidagiga nisbatan 50 marta ortiq bo'lsa, (13.38)ga muvofiq $36^\circ C$ temperaturada bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$A = 8,31 \text{ j / (mol} \cdot \text{K)} \cdot 309 \text{ K} \cdot \ln = 50 \text{ kj / mol.}$$

Natriy kaliyli nasosning ishlash mexanizmi yetarlicha ma'lum emas, ammo u jiddiy ravishda kaliy va natriyning bir-biri bilan bog'lanishi sharoitida ishlaydi.

Bu shuni bildiradiki, agar tashqi muhitda K^+ ionlari bo'lmasa, hujayra ichidan Na^+ ionlarini, agarda hujayra ichida Na^+ ionlari bo'lmasa, u holda K^+ ionlarini hujayra ichiga aktiv ko'chirish yuz bermaydi. Yoki boshqacha qilib aytganda, natriy ionlari hujayra membranasi ichki sirtidagi, kaliy ionlari esa hujayra membranasi tashqi sirtidagi natriyli-kaliyli nasosni aktivlashtiradi.

Natriyli-kaliyli nasos hujayradan tashqi muhitga uchta natriy ionini olib chiqib (ko'chirib), uning o'rniga hujayra ichiga ikkita kaliy ionini ko'chirib kiradi. Shu paytda hujayra ichki qismi manfiy zaryadga ega bo'ladi, membranada esa potensiallar ayirmasi hosil bo'ladi va bu qo'llab turiladi (q. 13.7-§).

13.6-§. MOLEKULAR VA IONLARNING BIOLOGIK MEMBRANALAR ORQALI PASSIV KO'CHISH TURLARI

Lipid qatlami orqali oddiy diffuziyaning yuz berishi 13.11- rasm^{da} sxematik ko'rinishda ko'rsatilgan, u molekularlar uchun (13.9) FIK tenglamasiga yoki birmuncha umumiy hoda neytral va zaryadli zarrachalar uchun (13.31) Nernst-Planck tenglamasiga bo'ysunadi. Tirik hujayrada bunday diffuziya kislorodning va karbonat anhidridning o'tishini ta'minlaydi.

Bir qator dorivor moddalar va zaharli moddalar ham rasmda tasvirlangan sxema asosida lipid qatlami orqali sizib o'tadi.

13.2- §da eslatib o'tilganidek, fosfolipidlarning aniq belgilangan konformatsiyasi „kinok“larning ko'chishi tufayli diffuziyani membrananing ko'ndalang kesimi yo'nalishida yuz berishiga imkon beradi.

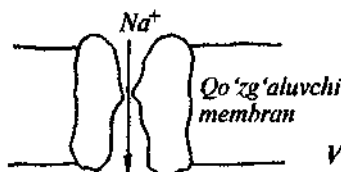
Ammo bunga o'xshagan oddiy diffuziya yetarlicha sekin o'tadi va hujayrani kerakli ozuqa moddasi bilan yetarlicha ta'minlay olmaydi. Shuning uchun membranada moddaning passiv ko'chirilishining boshqa mexanizmi mavjud. Unga kanal (teshikchalar) orqali bo'ladigan (13.12- rasm) diffuziya va yengillashtirilgan diffuziya (kompleksdagi tashuvchilari bilan) tegishlidir.

Teshikcha yoki kanal deb yog' va oqsil molekularini o'z ichiga olib, membranada o'tish joyini hosil qiluvchi membrananing juda kichik bir qismiga aytiladi. Bu o'tish joyi membrana orqali faqat kichik molekularni, masalan, suv molekularini o'tkazib qolmay, balki birmuncha katta molekularning sizib o'tishiga ham yo'l beradi. Juda mayda teshikchalar orqali yuz beradigan diffuziya hodisasi ham diffuziyaga oid tenglamalar orqali ifodalanadi, ammo teshikchalar (kovakchalar)ning bo'lishi P o'tkazuvchanlikni oshiradi. Kanallar turli xil ionlarga nisbatan o'zlarini selektor (istalgan bog'lanishni hosil qiluvchi, tanlab olish, ajratish xususiyatiga ega) kabi namoyon qiladi, bu hol turlicha ionlar uchun o'tkazuvchanlikning turlicha ekanligida ham namoyon bo'ladi.

Diffuziyani osonlashtirishning yana bir turi ionlarni maxsus molekularlar tashuvchilar yordamida ko'chirishdir (13.13- rasm). Bizga valinomitsin (antibiotik) molekulasining, membrana modelining biqatlami orqali kaliy ionlarini tashuvchanlik qobiliyati ko'proq ma'lum. Bu molekula ionini „tutib“ qolib, lipidlarda eruvchan kompleks hosil qiladi va membrana orqali o'tadi. Membrana orqali ionlarni olib o'tish qobiliyatiga qarab, valinomitsin va unga o'xshash



13.11- rasm.



13.12- rasm.



13.13- rasm.

birikmalar ionoforlar nomini oldi. Tashuvchilar yordamida transport, estafetadagi uzatishlar variantidagi kabi amalga oshirilishi mumkin. Bu holda tashuvchi molekulalar membrananing ko'ndalang kesimi bo'ylab vaqtincha zanjircha hosil qiladi va singib aralashuvchi molekulani bir-biriga uzatadi.

Ionlarni membrana orqali ko'chishini V.F. Antonov tekshirgan.

13.7-§. TINCHLIKDAGI POTENSIAL

Hujayra membranasi sirt qatlami turli xil ionlar uchun bir xil singdiruvchanlikka ega emas. Bundan tashqari qandaydir ma'lum bir xil ionlar konsentratsiyasi membrananing turli tomonlarida turlicha, hujayraning ichida esa ionlarning yaxshi ta'sir ko'rsatadigan tarkibi ta'minlab turiladi. Bu faktorlar normal ishlab turuvchi hujayrada, sitoplazma bilan atrofini o'rab turuvchi muhit orasida potentsiallar ayirmasi hosil bo'lishiga olib keldi (tinchlikdagi potentsial).

Tinchlikdagi potentsialni hosil qilish va uni ta'minlab turishdagi asosiy hissani Na^+ , K^+ va Cl^- ionlari amalga oshiradi. Bu ionlar oqimining ishoralarini hisobga olgan holdagi zichliklarining yig'indisi quyidagiga teng:

$$J = J_{\text{Na}^+} + J_{\text{K}^+} - J_{\text{Cl}^-}. \quad (13.39)$$

Statsionar holatda oqim zichliklarining yig'indisi nolga teng, ya'ni vaqt birligi ichida membrana orqali hujayra ichiga kiruvchi va hujayra ichidan membrana orqali chiquvchi turli xildagi ionlarning soni bir-biriga teng: $I = 0$.

Musbat ionlar (Na^+ va K^+) oqimlari zichligi uchun (13.36) ifodani, manfiy xlor ionlari oqimi zichligi uchun esa (13.37) ifodani yozamiz. Bu oqimlarni qo'shib olamiz:

$$p_{\text{Na}} \psi = \frac{[\text{Na}^+]_i - e^\psi [\text{Na}^+]_0}{e^\psi - 1} + p_{\text{K}} \psi = \frac{[\text{K}^+]_i - e^\psi [\text{K}^+]_0}{e^\psi - 1} + p_{\text{Cl}} \psi \frac{[\text{Cl}^-]_0 - e^\psi [\text{Cl}^-]_i}{e^\psi - 1} = 0 \quad (13.40)$$

Bu yerda $[\]_i$ va $[\]_0$ kvadrat qavslar orqali mos holda hujayra ichidagi va tashqarisidagi ionlar konsentratsiyasi ifodalangan. (13.40)ni $\frac{\psi}{e^\psi - 1}$ qisqartirib, ifodani ochib va ularni qaytadan guruhlab, quyidagini olamiz:

$$p_{\text{Na}} = [\text{Na}^+]_i + p_{\text{K}} [\text{K}^+]_i + p_{\text{Cl}} [\text{Cl}^-]_0 =$$

$$= e^\psi \{ p_{\text{Na}} [\text{Na}^+]_0 + p_{\text{K}} [\text{K}^+]_0 + p_{\text{Cl}} [\text{Cl}^-]_i \}$$

yoki

$$e^\psi = \frac{p_{\text{Na}} [\text{Na}^+]_i + p_{\text{K}} [\text{K}^+]_i + p_{\text{Cl}} [\text{Cl}^-]_0}{p_{\text{Na}} [\text{Na}^+]_0 + p_{\text{K}} [\text{K}^+]_0 + p_{\text{Cl}} [\text{Cl}^-]_i}$$

Bu ifodani logarifmlab, topamiz:

$$\psi = \ln \frac{P_{Na}[Na+]_i + P_K[K+]_i + P_{Cl}[Cl-]_0}{P_{Na}[Na+]_0 + P_K[K+]_0 + P_{Cl}[Cl-]_i} \quad (13.41)$$

Agar o'chovsiz potensialdan elektr potensialiga qaytilsa, u holda (13.41)dan

$$\phi_m = \frac{RT}{F} \ln \frac{P_{Na}[Na+]_i + P_K[K+]_i + P_{Cl}[Cl-]_0}{P_{Na}[Na+]_0 + P_K[K+]_0 + P_{Cl}[Cl-]_i} \quad (13.42)$$

— Goldman — Xodjkin — Kats tenglamasiga ega bo'lamiz.

Hujayra ichidagi va tashqarisidagi ionlarning turlicha konsentratsiyasi ionli nasoslar bilan, aktiv transport sistemalari bilan yuzaga keltirilgan. Tinchlikdagi potensial aktiv ko'chirishga majbur etilgan, deb aytish ham mumkin. Goldman — Xodjkin — Kats tenglamasining qo'llanilishi misoli sifatida juda katta akson kalmarning tinchlikdagi potensialini hisoblaymiz.

Konsentratsiyannig qiymatlari 15-jadvalda berilgan.

15- jadval

Ionlar	Konsentratsiya, 1 kg H ₂ O dagi misollarda	
	hujayra ichida	hujayra tashqarisida
Na ⁺	340	10,4
K ⁺	49	463
Cl ⁻	114	592

Ionlarning o'tuvchanlik qobiliyati jiddiy ravishda organizmning holatiga bog'liq. Ionlarning singdiruvchanligi organizmning holatiga juda qattiq bog'liq. Tinchlik holatida fiziologik holatlar singdiruvchanlik koeffitsiyentlarining nisbatlari quyidagiga teng:

$$P_K : P_{Na} : P_{Cl} = 1 : 0,04 : 0,45.$$

Shunday qilib, tinchlikdagi potensialning yuzaga kelishida asosiy hissani faqat K⁺ va Na⁺ ionlari qo'shadi. (13.42)ga binoan haroratda quyidagini topamiz:

$$\phi_m = \frac{8,3 \cdot 303}{9,6 \cdot 10^4} \ln \frac{340 + 0,45 \cdot 592}{10,4 + 0,45 \cdot 114} \approx 59,7 \text{ mV.}$$

Bu eksperimentda olingan 60 mV qiymatga mos keladi.

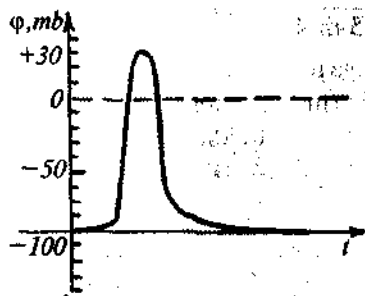
Goldman — Xodjkin — Kats tenglamasidan muvozanatli holat uchun Nernst tenglamasi (12.46)ni keltirib chiqarishi mumkin. Bu holda hamma ionlarning o'tkazuvchanligini hisobga olmaslikka to'g'ri keladi. Masalan, $P_{Na} = 0$ va $P_{Cl} = 0$ faqat bitta sortli iondan tashqari ($P_K \neq 0$). U holda K⁺ ionlari uchun

$$\phi_m = - \frac{RT}{F} \ln \frac{[K+]_i}{[K+]_0}$$

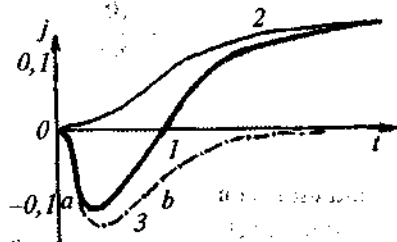
13.8-§. HAKARAT POTENSIALI VA UNING TARQALISHI

G'alayonlanish paytida hujayra va atrofini o'rab olgan muhit o'rtasida potentsiallar ayirmasi o'zgaradi, ya'ni harakat potentsiali hosil bo'ladi (13.14-rasm). U kondensator zaryadlanishi va zaryadsizlanishi paytida yuz beradigan aperiodik jarayonlarni eslatadi (q. 18.1-§). Nerv to'qimalarida harakat potentsiali tarqaladi. Harakat potentsialining paydo bo'lishida membrana qarshiligini o'lchash shuni ko'rsatdiki, u harakat potentsialining vaqtga bog'liq ko'rinishini takrorlab, o'zgarib turadi. Membrananing o'tkazuvchanligi qaysi ionlar uchun o'zgaradi, degan savolga javob berish uchun diqqatni harakat potentsiali, hujayra ichidagi potentsialni qisqa muddatli oshuviga olib kelishiga jalb qilish lozim (13.14-rasm). Tashqi muhitga nisbatan manfiy bo'lgan potentsial musbat bo'lib qoladi. Agar (12.46) Narnst tenglamasi bo'yicha „aksona-kalmar“ membranasidagi muvozanatli potentsiallarni hisoblasak, bunda K^+ , Na^+ va Cl^- ionlari uchun mos -90 , $+46$ va -29 mV holda kattaliklarga ega bo'lamiz. Membrananing qandaydir bir ionga nisbatan o'tkazuvchanligining o'zgarishida ushbu ion membrana orqali sizib o'tadi va muvozanatli holatni yuzaga keltirishga harakat qiladi, lekin topilgan son qiymatlari bergan ma'lumotlarning ko'rsatishicha, hujayra ichiga Na^+ ionlari sizib o'tadi va u yerda musbat potentsialni hosil qiladi. Demak, hujayra g'alayonlanishi davrida membrananing singdiruvchanligi faqat natriy ionlari uchun ortar ekan.

Agar Om qonuniga asosan tok kuchining kuchlanishga bo'lgan nisbati yoki buning teskarisi topilsa, qandaydir bir ion uchun membrananing singdiruvchanligini (boshqacha aytganda, elektr o'tkazuvchanligini yoki membrananing ushbu ionlarga bo'lgan qarshiligini) o'lchash mumkin. Amalda esa membrana singdiruvchanligining (o'tkazuvchanligining) qo'zg'atilishi paytida vaqtga bog'liq holda o'zgarishi bu masalaning hal etilishini qiyinlashtiradi. Bu hol zanjirda elektr kuchlanishinig qaytadan taqsimlanishiga olib keladi va membranada potentsiallar ayirmasi o'zgaradi. Xodjkin, Xakeli va Kats membranadagi potentsiallar ayirmasining ma'lum bir qiymatini tajribada qayd



13.14- rasm.



13.15- rasm.

qilishga muvaffaq bo'ldilar. Bu ularga ionlar tokini va shunday qilib membrananing singdiruvchanligini (qarshiligini) aniqlash uchun o'lachashlar o'tkazishga imkon beradi.

Bunday qiziqarli ishlarining natijasi 13.15- rasmda keltirilgan 1 egri chiziq juda katta akson kalmar membranasi orqali o'tayotgan ion tokining vaqtga bog'lanishiga mos kelib, membranada potensialining +56 mV o'zgarishida olingan (tinchlikdagi potentsiali — 60 mV ga teng). Tokning yo'nalishi manfiy, bu esa musbat ionlarning membrana orqali hujayra ichiga o'tishini bildiradi. Bu tok, oldin aniqlanganidek, uyg'onish davrining boshida membrananing tashqarisiga nisbatan konsentratsiyasi kichik bo'lgan ichki tomoniga Na⁺ ionlarining o'tishi bilan bog'liq.

Tabiiyki, muvozanatning bunday tartibda buzilishi tufayli ionlari konsentratsiyasi aytarli darajada kichik bo'lgan tashqi tomonga ko'cha boshlaydi. Tokning qanday qismi „natriyniki“ va qanchasi „kaliyliniki“ ekanini aniqlash uchun muhitda aksonni o'rab turuvchi Na⁺ ionlari bo'lmagan chog'da, lekin sun'iy ravishda o'sha avvalgidek qo'zg'atishni o'tkazish lozim. Bu holda (q. 2 egri chiziq) tok faqat K⁺ ionlarining hujayra ichidan tashqarisiga chiqishi bilan bog'liq. Ikkala egri chiziqning farqi uchinchi egri chiziqda ko'rsatilgan: 3-1-2, u Na⁺ ion tokining vaqtga bog'lanishini beradi. Bu egri chiziqdagi α qism natriy ion o'tuvchi kanalning ochilishiga, bu esa ularning yopilishiga (inaktivatsiyaga) mos keladi. Kelib chiqishi oqsillardan bo'lgan ion kanallari 13.3 va 13.11- rasmlarda ko'rsatilgan. Ular turli xildagi ionlarni selektiv (tanlab olib) o'tkazadi. Kanallar zaharli moddalar molekulalari bilan „yopilgan“ (to'silgan) bo'lishi mumkin, uning o'tkazuvchanlik qobiliyati ayrim dorivor moddalarning ta'siriga bog'liq. Shu sababli membranalaridagi ion kanallari nazariyasi molekular farmakologiyaning muhim qismi hisoblanadi.

Xodjkin va Xakslri ko'rib o'tilgan tajribalar asosida matematik modellashtirish doirasida turli xil qo'zg'aluvchan strukturalar harakat potensialining yaxshi ifodalovchi egri chiziqni olishdi. Ular xususan, membrana orqali o'tayotgan toklar yig'indisining zichligini aniqlash formulasini topishgan:

$$j = C \frac{d\varphi}{dt} + (\varphi - \varphi_K) \bar{g}_K n^4 + (\varphi - \varphi_{Na}) \bar{g}_{Na} m^3 h + (\varphi - \varphi_Y), \quad (13.43)$$

bu yerda c — membraning birlik yuzasiga to'g'ri keluvchi elektr sig'imi; φ — harakat potentsiali (membrananing tashqi va ichki sirt yuzalari orasidagi potentsiallar ayirmasi); φ_K , φ_{Na} , φ_Y lar K⁺, Na⁺ va qolgan hamma boshqa ionlar uchun mos ravishdagi muvozanatdagi potentsiallari; \bar{g}_K , \bar{g}_{Na} , \bar{g}_Y kanallar to'la ochiq bo'lganda unga mos keladigan ionlar uchun membrananing solishtirma o'tkazuvchanligi; n — aktiv (ochiq) kanallarning hissasi K⁺ uchun; m — shuning

o'zi Na^+ uchun, n — noanaktivlashishdan ham boshqacha bo'lgan, ya'ni yopilmaydigan natriyga tegishli kanallar hissasi. Shunday qilib, membrana orqali o'tayotgan tokning zichligi membrananing tashqi va ichki sirt yuzalaridagi

zaryadlarning o'zgarishi $\left(C \frac{d\varphi}{dt} \right)$ orqali ifodalanuvchi sig'im toki (siljish toki)

va (13.43) tenglamaning o'ng tomonidagi qolgan uchta qo'shiuvchi turli xil ionlarning membrana orqali o'tishi bilan bog'liq holda yuzaga kelgan o'tkazuvchanlik toki orqali aniqlanadi.

Harakat potensialining nerv tolalari bo'ylab tarqalishi mexanizmi normal fiziologiya kursida o'rganiladi. Bu jarayonning matematik ta'rifi, koaksial kabel bo'ylab yoki ikki o'tkazgichli liniya orqali tarqaluvchi elektromagnit to'lqinlarini tasvirlovchi va u bilan bir tipdagi xususiy hosilali tenglamaga (telegraf tenglamasiga) olib keladi. Telegraf tenglamasining bir necha xil ko'rinishda yozilgan shakllari bor. Ulardan birini keltiramiz:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{dx^2} = \frac{2\rho_a}{r} \left(C_M \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\varphi}{\rho_M l} \right) \quad (13.44)$$

Bu yerda φ tinchlikdagi potensialga nisbatan o'lchanadigan hujayraning ichki potentsiali. U nerv tolasi bo'ylab olingan masofaga va vaqt t ga bog'liq; ρ_a va ρ_M aksoplazma va membranaga mos holdagi solishtirma qarshiliklar; r — nerv tolasi radiusi; C_M — membrana yuz birligidagi elektr sig'imi. (13.44) va xususiy hosilali tenglama ushbu kurs doirasidan tashqarida ko'riladi.

Uyg'otilgan to'lqin (harakat potensialining nerv tolasi bo'ylab tarqalishi) bilan ikki o'tkazgichli liniyadagi elektromagnit to'lqini orasidagi ayrim formal o'xshashlik bilan bir qatorda bu to'lqinlar orasida prinsipial farq bor.

Elektromagnit to'lqinlari muhitda tarqalayotib, o'z energiyasini sraf qila boradi va kuchsizlanadi. Tebranish energiyasining dispatsiyasi, ya'ni tebranish (to'lqin) energiyasining molekular issiqlik harakati energiyasiga aylanishi yuz beradi. Elektromagnit to'lqinlarining energiya manbai shu to'lqinlarni hosil qiluvchi manba hisoblanadi, ya'ni generator, elektr uchquni va hokazo.

Uyg'onish to'lqini so'nmaydi, chunki u o'zi tarqalayotgan muhitning o'zidan energiya oladi (ko'rib o'tiladigan misolda zaryadlangan membrana energiyasi). Tarqalish jarayonida muhitdan energiya oladigan to'lqinlar avtoto'lqinlar, muhit esa aktiv muhit deyiladi.

Shunday qilib, nerv tolasi bo'ylab harakat potensialining tarqalishi avtoto'lqinlar shaklida yuz beradi. Qo'zg'aluvchan hujayralar aktiv muhit hisoblanadi.

Hisoblashning ko'rsatishicha, qo'zg'alishlarining silliq mielinlashtirilmagan nerv tolalari bo'ylab tarqalishi taxminan ular radiuslarining kvadrat ildiz ostida chiqarilgan qiymatiga proporsional ekan ($v \sim \sqrt{r}$). Ayrim umurtqasizlarda harakat potensialining nisbatan katta tezlik bilan tarqalishini (20–30m/s) ulardagi katta diametrlil (1 mm gacha) nerv tolalari ta'minlaydi.

Umurtqali hayvonlarda qo'zg'alishining tarqalish tezligi oshuvida tolalarning mielinizatsiyasi tufayli erishiladi. Mielinning solishtirma qarshiligi boshqa biologik membranalarnikiga qaraganda katta, mielin qatlaminin qalinligi o'xlatdagi hujayra membranasidan yuzlab marta katta bo'ladi. Tarqalish tezligi membrananing qalinligiga hamda solishtirma qarshiligiga bog'liq bo'lgani sababli tezlik umurtqali hayvonlarda yetarli darajada yuqori bo'ladi. Mielin qatlamidagi buzilish harakat potensialining nerv tolalari bo'ylab tarqalishidagi buzilishiga olib keladi.

IV bo'lim

ELEKTRODINAMIKA

Elektr va magnit hodisalar materiya mavjudligining alohida shakllari — elektr va magnit maydonlari hamda ularning o'zaro ta'sirlari bilan bog'lanadi. Bu maydonlar, umuman olganda, o'zaro bir-biriga shunchalik bog'langanki, bunda yagona elektrmagnit maydon haqida so'z yuritish qabul qilingan.

Elektrmagnit hodisalarining tibbiy biologik qo'llanilishining uchta yo'nalishi mavjud. Ulardan birinchisi — organizmda sodir bo'ladigan elektr hodisalarini tushunish hamda biologik muhitning elektr va magnit xossalari bilish. Masalan, elektrokardiografiyaning fizik asoslari, biologik to'qima va suyuqliklarning elektr o'tkazuvchanligi, magnitobiologiyaning fizik asoslari, reografiyaning fizik asoslari va boshqalar.

Ikkinchi yo'nalish elektrmagnit maydonning organizmga ta'sirining mexanizmini tushunish bilan bog'liq. Bu ta'sir davolash, ishlab chiqarish yoki iqlim faktori sifatida namoyon bo'ladi.

Uchinchi yo'nalish — asbob, apparatura yo'nalishi. Elektrodinamika elektronikaning va, xususan, tibbiy elektronikaning nazariy asosidir. Bu jihatdan elektrodinamikaning tibbiyot uchun ahamiyati yana shuning uchun ham oshmoqdaki, biologik sistemalarning ko'pgina noelektrik parametrini, masalan haroratni o'lchash va qayd qilish uchun qulay bo'lgan elektr signallariga aylantirishga harakat qilinmoqda.

O'n to'rtinchi bob

ELEKTR MAYDONI

Elektr maydoni materiyaning ko'rinishlaridan biri bo'lib, uning yordamida shu maydonda turgan elektr zaryadlariga kuch ta'siri vujudga keltiriladi. Biologik tuzilishlarda generatsiya qilinadigan elektr maydonining xossasi shundaki, u organizm holatini aniqlashda axborot manbaidir.

14.1-§. ELEKTR MAYDONNING XARAKTERISTIKALARI — KUCHLANGANLIK VA POTENSIAL

Kuchlanganlik — elektr maydonining kuch xarakteristikasi bo'lib, u maydonning berilgan nuqtasiga qo'yilgan nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuchning shu zaryadga bo'lgan nisbatiga tengdir:

$$E = F / q \quad (14.1)$$

Kuchlanganlik — vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning berilgan nuqtasida joylashgan nuqtaviy musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi.

Ixtiyoriy nuqtalardagi elektr maydonining kuchlanganligi analitik ravishda quyidagi uchta tenglama bilan beriladi:

$$E_x = f_1(x, y, z); E_y = f_2(x, y, z); E_z = f_3(x, y, z) \quad (14.2)$$

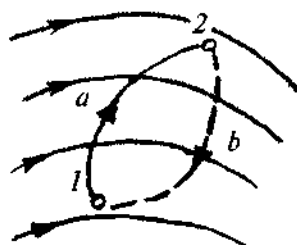
bu yerda E_x, E_y, E_z — kuchlanganlik vektorining maydonni tasvirlash uchun kiritilgan mos koordinata o'qlariga tushirilgan proyeksiyalari. Elektr maydonini grafik ravishda kuch chiziqlari yordamida tasvirlash qulay, ularga o'tkazilgan urinmalar maydonning tegishli nuqtalaridagi kuchlanganlik vektori yo'nalishiga mos keladi. Odatda *kuch chiziqlari* shunday zichlikda o'tkaziladiki, ularga perpendikular qilib qo'yilgan birlik yuzadan o'tadigan chiziqlar soni joylashgan yerdagi elektr maydoni kuchlanganligining qiymatiga teng bo'ladi.

Elektr maydonining energetik xarakteristikasi potensialdir.

Elektr maydonida q zaryad 1-a-2 trayektoriya bo'yicha siljiydi, deylik (14.1-rasm). U holda maydon kuchlari ish bajaradi, bu ishni kuchlanganlik orqali ifodalash mumkin (14.1) formulaga va ilovadagi 12-§ ga qarang:

$$A = \int_1^2 E_1 q dl = q \int_1^2 E_1 dl \quad (14.3)$$

bu yerda dl — elementar siljish; $E_1 - \vec{E}$ ning \vec{dl} yo'nalishida olingan proyeksiyasi.



14.1- rasm.

Elektrostatik maydon kuchlarining ishi zaryadning shu maydon ichida siljish trayektoriyasiga bog'liq emasligini ko'rsataylik. Bunday xossaga ega bo'lgan maydon potensial maydon deb ataladi.

Zaryad q yopiq 1-a-2-b-1 trayektoriya bo'yicha siljisin (14.1- rasm) Maydon elektrostatik maydon bo'lgani uchun bu holda maydonni hosil qilgan zaryadlar vaziyati o'zgar olmaydi va ularning o'zaro joylashishiga bog'liq bo'lgan potensial energiya ham avvalgisicha qolaveradi. Shuning uchun elektrostatik maydon kuchlarining zaryadni yopiq trayektoriya bo'yicha siljitishdagi bajaradigan ishi nolga tengdir*.

$$A = q \oint E_1 dl = q \int_1^2 E_1 dl + q \int_2^1 E_1 dl = 0 \quad (14.4)$$

Zaryad q ga ta'sir qiluvchi kuch faqat zaryadning maydondagi boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq bo'lgani uchun zaryadni bir xil trayektoriya bo'yicha qarama-qarshi yo'nalishda siljitganda maydon kuchlarining bajaragan ishi uchun yoziladigan ifoda faqat ishoralari bilan farqlanadi.

$$\begin{aligned} q \int_2^1 E_1 dl &= -q \int_1^2 E_1 dl \\ q \int_1^2 E_1 dl &= q \int_1^2 E_1 dl \end{aligned} \quad (14.5)$$

Elektrostatik maydon kuchlarining ishi zaryad trayektoriyasiga bog'liq bo'lmasdan, balki zaryadga, siljishning boshlang'ich va oxirgi nuqtalariga va maydonning o'ziga bog'liq ekanligini (14.5) tenglik bildirib turibdi.

Bu xossaga asosan potenciallar ayirmasi yoki kuchlanish tushunchasi kiritiladi.

Son jihatdan maydon kuchlarining birlik musbat zaryadi maydonning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga siljitganda bajaradigan ishiga teng bo'lgan kattalik maydon ikki nuqtasi orasidagi *potensiallar ayirmasi* deb ataladi:

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q} = \frac{q \int_1^2 E_1 dl}{q} = \int_1^2 E_1 dl \quad (14.6)$$

bu yerda elektr maydonining φ_1 va φ_2 nuqtalarga mos potenciallari (14.6) dan ko'rinadiki, ikki nuqta orasidagi potenciallar ayirmasi maydonga va tanlangan nuqtalar vaziyatiga bog'liq bo'lar ekan.

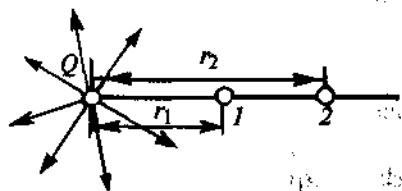
* Nurlanish tufayli yo'qolish juda kichik deb faraz qilinadi.

Elektr maydonining xarakteristikasi sifatida potentsiallar ayirmasi bilan bir qatorda potentsial tushunchasidan ham foydalaniladi. Biroq maydonning berilgan nuqtasi uchun bu tushuncha ixtiyoriy olingan birorta maydon nuqtasining potentsiali berilgan holdagina bir xil ma'noga ega bo'ladi. Amalda Yer bilan ulangan o'tkazgichlar potentsialini, radioqurilmalar montajlangan shassis potentsialini (har ikki holda ham yerga ulanganlik to'g'risida gap boradi) nolga teng, deb hisoblash qabul qilingan. Nazariy masalalarda odatda cheksiz uzoqlashtirilgan nuqtalar potentsialini nolga teng deb qabul qilinadi.

Nisbiy dialektik singdiruvchanligi yer bo'lgan bir jinsli izotrop dielektrik ichida joylashgan nuqtaviy zaryad maydonining potentsialini hisoblaymiz (14.2-rasm). 1- va 2-nuqtalar, maydon manbai zaryaddan bitta kuch chizig'i ustida tegishli masofalarda turgan bo'lsin.

Nuqtaviy zaryad uchun
$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r^2}$$

ekanini va $dr = dl$ ni hisobga olib (14.6), ifodani 1-2 kesma bo'yicha integrallaymiz:



14.2- rasm.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E dr = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r_1} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r_2} \quad (14.7)$$

bu yerda elektr doimiysi: $E_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ } \phi / m$.

Cheksiz uzoqlikdagi nuqta potentsialini nolga teng deb faraz qilamiz: $r_2 \rightarrow \infty$ bo'lganda $\varphi_2 \rightarrow 0$ u holda (14.7)dan

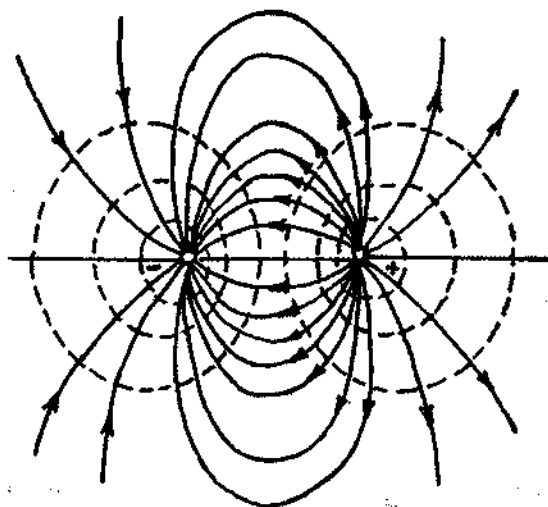
$$\varphi_1 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r_1}$$

ga ega bo'lamiz yoki umumiyroq shaklda:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r} \quad (14.8)$$

Cheksiz uzoqlashtirilgan nuqta potentsiali to'g'risida boshqacha mulohaza yuritish ham mumkin, biroq yuqorida qilingan faraz eng sodda (14.8) ifodaga olib keldi, odatda, nuqtaviy zaryad maydoni potentsiali shu ifoda yordamida hisoblanadi.

Turli nuqtalar potentsiallarini ko'rgazmali ravishda bir xil potentsialli sirtlar (ekvipotentsial sirtlar) shaklida tasvirlash mumkin. Odatda ekvipotentsial sirtlarni



14.3- rasm.

chizganda ularning potensialini qo'shib sirtlar potensialidan bir xil qiymatga farqlanadigan qilib chiziladi.

14.3- rasmda ekvipotensial sirtlar* (punktir chiziqlar) va ikkita har xil nomli birday nuqtaviy zaryadlar maydonining kuch chiziqlari (tutash chiziqlar) ko'rsatilgan.

Maydonning turli nuqtalarida elektr potensialining koordinatalariga analitik ravishda bog'liqligi quyidagi

$$\varphi = f(x, y, z) \quad (14.9)$$

yoki xususiy boshqa tenglama, masalan, (14.8) bilan beriladi.

Elektr maydoni kuchlanganligi kuch orqali, potentsiali esa maydon kuchining ishi orqali aniqlangani uchun, bu xarakteristikalar o'zaro kuch va ishning bog'lanishlariga o'xshash bog'lanadi. Integral bog'lanish (14.6) formulada berilgan edi, yoki

$$U_{21} = \varphi_2 - \varphi_1 = - \int_1^2 E_l dl \quad (14.10)$$

Bu yerda, matematika qoidalariga ko'ra, integralning yuqori chegarasiga chap tomondan kamayuvchi ψ_2 pastki chegarasiga ayriluvchi φ_1 mosdir.

E va φ orasidagi differensial bog'lanishni topamiz. 2- va 1- nuqtalar istagancha yaqin joylashgan, deb faraz qilaylik, u holda (14.10)dan

$$d\varphi = -E_l dl, \text{ yoki } E_l = -d\varphi / dl \quad (14.11)$$

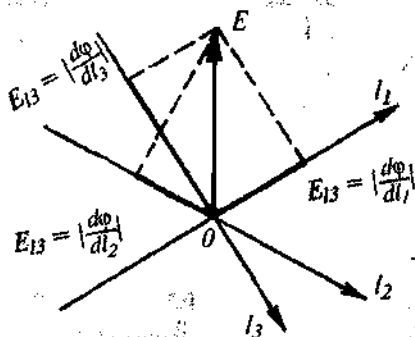
ni yozishimiz mumkin. Yo'nalish bo'yicha olingan potensial hosilasi $\frac{d\varphi}{dl}$ potensialning qandaydir yo'nalishdagi uzunlik birligida o'zgarishini ifodalaydi; E_1 —vektor E ning shu yo'nalishga proyeksiyasi.

(14.11) formulaning ma'nosi 14.4- rasmdan ko'rinadi. 0 nuqtaga E vektor chizilib, l_1 , l_2 va l_3 yo'nalishlarga proyeksiyalangan. Bu proyeksiyalar son jihatdan mos yo'nalishlar bo'yicha olingan potensial hosilalari:

* Rasm tekisligida ekvipotensial sirtlar ekvipotensial chiziqlar yordamida tasvirlanadi.

$$\frac{d\varphi}{dl_1}, \frac{d\varphi}{dl_2}, \frac{d\varphi}{dl_3}$$

ga teng. Uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi eng katta potensial o'zgarishi $E(b)$ bilan ustma-ust tushuvchi to'g'ri chiziq bo'yicha bo'ladi. Minus ishorasi potensialning E yo'nalishida tezda kamayib borishini va $-E$ yo'nalishida esa kattalashib borishini ko'rsatadi. E ni potensialning teskari ishorasi bilan olingan gradiyentiga teng deyish mumkin:



14.4- rasm.

$$E = -\text{grad}\varphi \quad (14.12)$$

Kuch chizig'iga perpendikular bo'lgan yo'nalishda

$$E_{\perp} = 0 \rightarrow d\varphi / dl = 0 \rightarrow \varphi = \text{const.} \quad (14.13)$$

bo'ladi. Bundan kuch chiziq lari bilan ekvipotensial sirtlarning o'zaro perpendikular ekanligi kelib chiqadi. Agar maydon bir jinsli, masalan, yassi kondesator maydoni bo'lsa, u holda (14.6) formuladan bir kuch chizig'i ustida l masofada joylashgan ikki nuqta uchun

$$E = (\varphi_1 - \varphi_2) / l = U_{12} / l \quad (14.14)$$

ni topamiz. (14.11) va (14.9) ni hisobga olgan holda uchta koordinata o'qlari bo'yicha elektr maydonining kuchlanganlik vektori proyeksiyasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$E_y = -d\varphi / dy, \quad E_x = -d\varphi / dx, \quad E_z = -d\varphi / dz \quad (14.15)$$

Bu holda kuchlanganlik qiymati

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} \quad (14.16)$$

formula bo'yicha, E ning yo'nalishi esa mazkur vektor bilan koordinata o'qlari orasidagi burchaklar kosinuslarining qiymatlari bo'yicha aniqlanadi.

$$\cos(E, x) = E_x / E; \quad \cos(E, y) = E_y / E; \quad \cos(E, z) = E_z / E.$$

Agar maydonni N ta nuqtaviy zaryad hosil qilgan bo'lsa, u holda superpozitsiya qonuniyatidan foydalanib, biror nuqtadagi kuchlanganlikni shu nuqtada har bir zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisi sifatida hisoblab topish mumkin:

$$E = \sum_{i=1}^N E_i \quad (14.17)$$

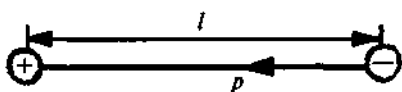
shu nuqtadagi maydon potensialini esa cheksiz uzoqdagi nuqtalar potensialini nolga teng deb hisoblab, har bir zaryad maydoni potensiallarining algebraik yig'indisi kabi aniqlash mumkin:

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = \sum_{i=1}^N \frac{Q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r_i} \quad (14.18)$$

Mavjud elektr o'lovchilari kuchlanganlikni emas, balki potentsiallar ayirmasini o'lovchilarga mo'ljallangan. Uni esa shu o'lovchilardan E va φ orasidagi bog'lanishdan foydalanib aniqlash mumkin.

14.2-§. ELEKTR DIPOLI

Bir-biridan biror masofada (dipol yelkasi) joylashgan ikkita teng, lekin qarama-qarshi ishorali nuqtaviy elektr zaryadlaridan iborat sistema *elektr dipoli* (dipol) deb ataladi.



14.5- rasm.

Dipolning asosiy xarakteristikasi uning *elektr momenti* yoki *dipolmomentidir* (14.5- rasm). Dipol momenti — vektor bo'lib, zaryadning masofa (dipol elikasi) bilan ko'paytmasiga, ya'ni

$$\vec{p} = q\vec{l} \quad (14.19)$$

ga teng va manfiy zaryaddan musbat zaryad tomonga yo'nalgan bo'ladi.

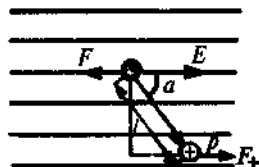
Dipol momentining birligi *kulon-metr*. Dipolni kuchlanganligi E bo'lgan bir jinsli elektr maydoni ichida joylashtiramiz (14.6- rasm). Dipolning har bir zaryadiga $F_+ = qE$ va $F_- = -qE$ kuchlar ta'sir etadi; bu kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib, kuchlar jufti momentini hosil qiladi. 14.6- rasmdan ko'rinadiki, u

$$M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha \quad (14.20)$$

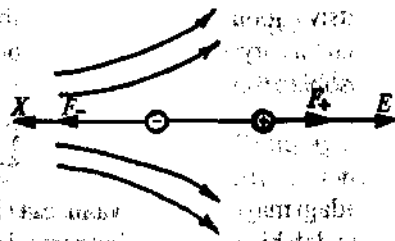
ga yoki vektor shaklda

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E} \quad (14.21)$$

ga teng. Shunday qilib, bir jinsli maydondagi dipolga — elektr momentga, maydondagi dipolning orientatsiyasiga va maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'lgan aylantiruvchi moment ta'sir etadi.



14.6- rasm.



14.7- rasm.

Endi bir jinsli bo'lmagan elektr maydonidagi dipolni ko'rib chiqamiz. Sodda bo'lsin uchun dipol maydon kuch chizig'i bo'ylab joylashgan bo'lsin deylik (14.7-rasm). Unga $F_+ = qE$ va $F_- = -qE$ kuchlar ta'sir etadi, bu yerda E_+ va E_- — musbat va manfiy zaryadlar turgan joylardagi mos maydon kuchlanganliklari (14.7-rasmda $E_- > E_+$). Bu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi

$$F = F_- - F_+ = qE_- - qE_+ = q(E_- - E_+) \quad (14.22)$$

Kuchlanganlikning dipolning uzunlik birligiga mos kelgan o'rtacha o'zgarishini xarakterlovchi kattalik $(E_- - E_+)/l$ ni kiritamiz. Odatda dipol zaryadlari orasidagi masofa kichik bo'ladi, shuning uchun taqriban

$$(E_- - E_+)/l \approx dE/dx \quad (14.23)$$

deb hisoblash mumkin, bu yerda dE/dx kattalik elektr maydoni kuchlanganligidan olingan OX yo'nalish bo'yicha hosila bo'lib, elektr maydonining mos yo'nalish bo'yicha qanchalik bir jinsli emasligini ko'rsatuvchi o'lchovidir. (14.23)dan

$$E_- - E_+ = l \frac{dE}{dx}$$

kelib chiqadi va shunda (14.22) formulani

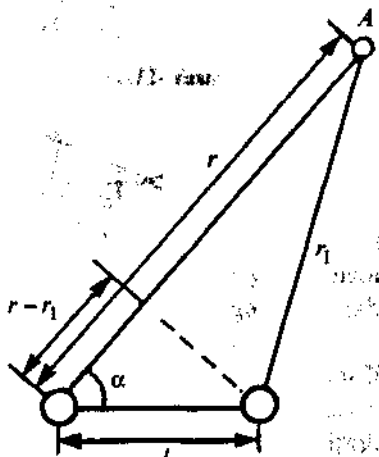
$$F = ql \frac{dE}{dx} = p \frac{dE}{dx} \quad (14.24)$$

shaklda ifodalash mumkin.

Shunday qilib, dipolga uning elektr momentiga va maydon bir jinsli emaslik darajasi dE/dx ga bog'liq bo'lgan kuch ta'sir etadi.

Agar dipol bir jinsli bo'lmagan elektr maydonida kuch chizig'i bo'ylab orientatsiyalanmagan bo'lsa, u holda unga qo'shimcha yana aylantiruvchi moment ham ta'sir etadi. Natijada erkin dipolamalda hamisha maydon kuchlanganligining qiymatlari kattaroq bo'lgan joylariga tortilib ketadi.

Shu vaqtgacha elektr maydoniga qo'yilgan dipol tekshirildi, lekin dipolning o'zi ham maydon manbaidir. (14.18)ga asosan zaryadlardan r va r_1 masofadagi biror A nuqtada dipol hosil qilgan maydon potentsiali ifodasini yozamiz (14.8-rasm);



14.8- rasm.

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \left(\frac{1}{\eta} - \frac{1}{r} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0\eta} \frac{r-\eta}{r} \quad (14.25)$$

deb faraz qilamiz, u holda $i \ll r$, $i \ll \eta$

$$r \approx \eta \text{ va } r\eta \approx r^2, \quad r - \eta = i \cos \alpha \quad (14.26)$$

bu yerda α Dipoldan. A nuqta tomon bo'lgan yo'nalish bilan p orasidagi burchak (14.8- rasmga qarang). (14.26) dan foydalanib (14.25) dan

$$\varphi = \frac{qi \cos \alpha}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{p \cos \alpha}{r^2} \quad (14.27)$$

ga ega bo'lamiz.

(14.27) formulaning ba'zi tatbiqlarini ko'rib chiqamiz. Elektr momenti p bo'lgan dipol O nuqtada turgan bo'lsin (14.9- rasm), uning elkasi kichik. (14.27) dan foydalanib maydonning dipoldan birday uzoqlikda yotigan ikkita A va B nuqtalardagi potentsiallar ayirmasini yozamiz:

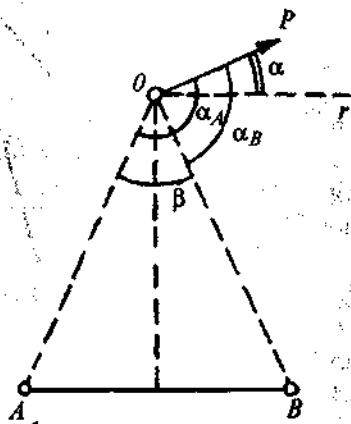
$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{p}{r^2} \times (\cos \alpha_B - \cos \alpha_A) \quad (14.28)$$

p bilan to'g'ri chiziq AB yoki OC orasidagi burchakni α bilan belgilaymiz, $AOB = \beta$, u holda (14.9- rasmga qarang):

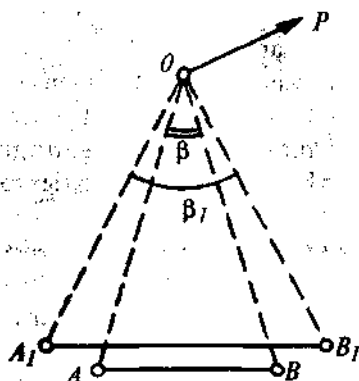
$$\alpha_A = \alpha + \beta/2 + \pi/2, \quad \alpha_B = \alpha - \beta/2 + \pi/2$$

Bu tengliklarni hisobga olib, trigonometrik almashtirishlarni bajaramiz:

$$\cos \alpha_B - \cos \alpha_A = -2 \sin \frac{2\alpha + \pi}{2} \sin \left(-\frac{\beta}{2} \right) = 2 \sin \frac{\beta}{2} \cos \alpha \quad (14.29)$$



14.9- rasm.



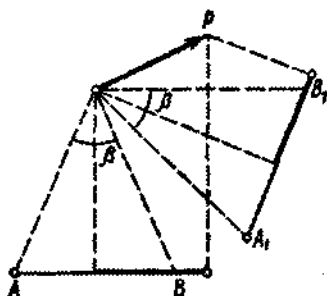
14.10- rasm.

(14.29)ni (14.28)ga qo'ysak;

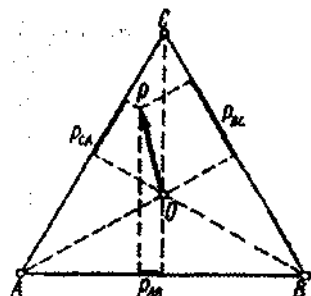
$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{p}{r^2} 2 \sin \frac{\beta}{2} \cos \alpha = \frac{\sin(\beta/2)}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r^2} p \cos \alpha \quad (14.30)$$

ga ega bo'lamiz.

(14.30)dan dipolmaydonchadagi ikki nuqta potentsiallarining ayirmasi (E_r va r berilganda) shu nuqtalarning Dipoldan qaralganda ko'ringan burchak yarmining ($\beta/2$) sinusiga (14.10- rasm) va dipol elektr momentining shu nuqtalarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziqqa tushirilgan proyeksiyasi $p \cos \alpha$ ga (14.11- rasm) bog'liqligi ko'rinib turibdi. Bu izohlar (14.27) formulani chiqarishda qilingan cheklashlar miqyosida o'rinli bo'ladi. Elektr maydonini hosil qiluvchi dipol teng tomonli uchburchak ABC markazida turgan bo'lsin (14.12- rasm). U holda (14.30)ga mazkur uchburchak tomonlaridagi kuchlanishlarning nisbati uning tomonlariga tushirilgan p ning proyeksiyalari nisbati kabi bo'lishini grafik usulda ko'rsatish mumkin, ya'ni



14.11- rasm.



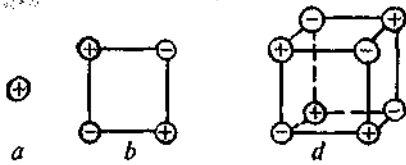
14.12- rasm.

$$U_{AB} : U_{BC} : U_{CA} = P_{AB} : P_{BC} : P_{CA} \quad (14.31)$$

14.3-§. MULTIPOL HAQIDA TUSHUNCHA

Dipol ma'lum simmetriyaga ega bo'lgan elektr zaryadlari sistemalarining xususiy holdir. Zaryadlarning simmetriya sistemalari uchun yana misol keltirishimiz mumkin (14.13- rasm). Zaryadlarning shunga o'xshash taqsimlanishining umumiy atalishi elektr multipollardir.

Ular har xil tartibli bo'ladi ($l = 0, 1, 2$ va h.k), multipollar zaryadlari soni 2^l ifoda orqali aniqlanadi. Masalan, nol tartibli multipol ($2^0 = 1$) bitta nuqtaviy zaryad hisoblanadi (14.13- rasm, a). Birinchi tartibli multipol ($2^1 = 2$) dipol, ikkinchi tartibli multipol ($2^2 = 4$) kvadrupol (14.13- rasm, b), uchinchi tartibli multipol ($2^3 = 8$) oktupol (14.13- rasm, d) hisoblanadi va h.k. Multipol maydonning potentsiali undan uzoqroq masofalarda ($R \gg d$, d — bunda



14.13- rasm.

multipolning o'lchamlari $\frac{1}{R^{l+1}}$ ga proporsional ravishda kamayadi. Zaryad uchun ($l=0$) $\varphi \sim \frac{1}{R}$, dipol uchun ($l=1$)

$\varphi \sim \frac{1}{R^2}$, kvadrupol uchun ($l=2$) $\varphi \sim \frac{1}{R^3}$ va h.k. bo'ladi.

Agar zaryad fazaning biror sohasida taqsimlangan bo'lsa, zaryadlar sistemalarining tashqarisida elektr maydonining potensialini quyidagi taqribiy qator ko'rinishida tasavvur etish mumkin:

$$\varphi = \frac{f_1}{R} + \frac{f_2}{R^2} + \frac{f_3}{R^3} + \dots \quad (14.32)$$

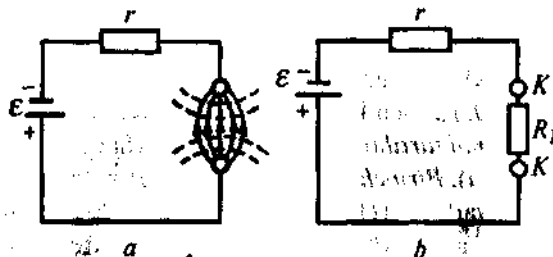
Bunda R zaryadlar sistemasidan potentsiali — ψ bo'lgan A nuqtagacha bo'lgan masofa;

f_1, f_2, f_3 multipolning ko'rinishiga, uning zaryadlariga va A nuqtaga nisbatan yo'nalishga bog'liq bo'lgan funksiyalar. (14.32)ning birinchi qo'shiluvchisi monopolga tegishli bo'lsa, ikkinchisi — dipolga, uchinchisi — kvadrupolga tegishli va hokazo. Zaryadlarning neytral sistemasi bo'lgan holda birinchi qo'shiluvchi nolga teng bo'ladi. Agar R juda katta bo'lsa, uchinchisidan boshlab boshqa barcha hadlarni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. U holda (14.32)dan dipolpotensialini olish mumkin [(14.27) ga qarang].

14.4-§. DIPOL ELEKTR GENERATORI (TOKLI DIPOL)

Vakuumba yoki ideal izolatorda elektr dipolni istalgancha uzoq saqlash mumkin. Biroq real vaziyatda (elektr o'tkazuvchi muhit) dipolning elektr maydoni ta'sirida erkin zaryadlar harakati vujudga keladi va dipolekranlanadi yoki neytrallanadi.

Dipolga kuchlanish manbaini ulash mumkin, boshqacha aytganda, kuchlanish manbai klemmalarini dipol deb tasavvur etish mumkin. U holda,



14.14- rasm.

o'tkazuvchi muhitda tok bo'lishiga qaramasdan, dipol saqlanib qoladi (14.14-a rasm), R_T rezistor o'tkazuvchi muhit qarshiligining ekvivalenti hisoblanadi, ε manbaning e.y.k., r — uning ichki qarshiligi (14.4-b rasm).

Butun zanjir uchun Om qonuniga asosan

$$I = \frac{E}{r + R_1}$$

agar $r \gg R$ bo'lsa:

$$I = R/r$$

bo'ladi.

Bu holda tashqi zanjirda tok kuchi doimo o'zgarmay qoladi, u muhitning xossalriga bog'liq emas ($r \gg R_1$ shart bajarilganda), deb xulosa chiqarish mumkin. Tokning elektr zanjiriga oqib kirishi va undan oqib chiqishidan iborat bo'lgan ikki qutbli sistemaga dipolelektrogeneratori yoki tokli dipol deyiladi.

Dipol elektr generatori va elektr dipoli o'rtasida katta o'xshashlik bor bo'lib, u o'tkazuvchi muhitda elektr maydoni va elektrostatik maydon o'rtasidagi umumiy o'xshashlikka asoslanadi. Yassi kondensator misolida bu o'xshashlikning namunasini keltiramiz. Yassi kondensator plastinkalari orasida solishtirma qarshiligi yoki solishtirma elektr o'tkazuvchanligi γ ($\gamma = 1/\rho$) bo'lgan muhit bo'lsin. O'tkazgich kabi ko'ndalang kesimi s va uzunligi l bo'lgan kondensator plastinkalari orasidagi qarshilik

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{\gamma S}$$

bo'ladi.

Elektr o'tkazuvchanlik

$$G = \frac{1}{R} = \gamma \frac{S}{l} \quad (14.33)$$

teng. Agar (14.33)ni yassi kondensator uchun ifoda bilan solishtirilsa

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l} = \frac{\epsilon_a S}{l}, \quad (14.34)$$

unda quyidagi xulosaga kelish mumkin: o'tkazuvchanlik uchun (14.33) formula, sig'im uchun (14.34) formuladan absolyut dielektrik singdiruvchanlik $\epsilon_a = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ ni γ bilan almashtirish yo'li bilan hosil qilinadi.

O'tkazuvchan muhitdagi elektr maydonining elektrostatik maydon bilan o'xshashligining mohiyati quyidagilarga olib keladi: — tok chiziqlari (o'tkazuvchan muhitdagi elektr maydoni) elektrodning shakli bir xil bo'lganda elektrostatik maydon chiziqlariga mos keladi;

— bu va boshqa hollardagi ko'pgina formulalarning aynan o'xshashligi bor, bir qator formulalardan boshqalariga o'tish ϵ_0 ni γ ga, q ni J ga, C ni G ga (yoki r ni R ga) almashtirish bilan amalga oshiriladi. Om qonuni $G = I/U$, $C = q/U$ formulaga o'xshash.

Shu o'xshashlikdan foydalanib tokli dipol uchun ham ifoda olamiz. Dipolning elektr momentiga o'xshab, dipol elektr generatorining dipol momentini kiritamiz:

$$p = Il,$$

bunda, l — tokning oqib kirish va chiqishi nuqtalari orasidagi masofa.

Dipol elektr generatorining maydon potentsiali (14.27) formulaga o'xshab, quyidagicha ifodalanadi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\gamma} \frac{p_l \cos \alpha}{r^2} \quad (14.35)$$

(cheklanmagan muhitda).

Elektrostatik maydon kuchlanganlik chiziqlari tokli dipolning elektr maydoni kuchlanganligi chiziqlari bilan bir xil (ular tok chiziqlari bilan ham mos keladi) (14.3- rasmga qarang). 14.3- §da bayon etilishiga ko'ra multipol elektr generatori tushunchasini kiritish mumkin.

Mohiyatiga ko'ra elektr multipol generatori bu qandaydir elektr toklarining fazoviy to'plamidir (har xil tokning oqib kirishi va chiqishi to'plami).

Zaryadlar sistemalarining maydon potentsiallari uchun yuqorida aytib o'tilganlar kuchsiz o'tkazuvchan muhitdagi tok generatori (tokli multipol) uchun ham o'rinni bo'ladi.

14.5-§. ELEKTROKARDIOGRAFIYANING FIZIK ASOSLARI

Tirik to'qimalar elektr potentsillarning (biopotensiallarning) manbaidir.

To'qima va organ biopotensiallarining diagnostika (tekshirish) maqsadlarida qayd qilish elektrografiya deb nom olgan. Bunday umumiy termin nisbatan kam ishlatiladi, ko'pincha diagnostika metodlariga tegishli uning aniq nomlari keng tarqalgandir: elektrokardiografiya (EKG) — yurak muskullarida, ularning uyg'otilishida vujudga keladigan biopotensiallarni qayd qilish, elektrmiografiya muskullarning bioelektrik aktivligini qayd qilish metodi, elektroensefalografiya (EEG) — bosh miya bioelektrik aktivligini qayd qilish metodi va h.k.

Ko'pgina hollarda biopotensiallar elektrodlar yordamida organning (yurak, bosh miya) xuddi o'zidan olinmasdan, balki elektr maydoni shu organlardan hosil qilingan boshqa — „qo'shni“ to'qimalardan olinadi. Klinik jihatdan qaralganda bu qayd qilish davolash tadbirlarining o'zini birmuncha soddalashtiradi, uni xavfsiz qiladi va yengillashtiradi.

Elektrografiya fizik yondashish „olinayotgan“ biopotensiallarning manzarasiga mos keladigan elektr generatorining modelini yaratishdan (tanlashdan) iborat. Shunga asosan bu yerda ikkita asosiy nazariy masala tug'iladi: elektr generatorining (modeli) bergan xarakteristikalari asosida, o'lchash sohasida potentsialni hisoblash — to'g'ri masala, o'lchangan potentsial yordamida elektr generatorining xarakteristikalarini o'lchash-teskari masala.

Elektrografiyaning fizik savollarini keyingi, elektrokardiografiya misolida aniq ko'rib chiqiladi.

Elektrokardiografiyaning asosiy nazariy masalalaridan biri yurakdan tashqari o'lgangan potentsiallar yordamida yurak muskullari to'qimalarida transmembrana potentsiallarining taqsimlanishini hisoblab chiqishdan iboratdir. Biroq bunday masalani nazariy jihatdan puxta yechib bo'lmaydi. Chunki yurak biopotentsiallarining birma-bir „tashqarida“ namoyon bo'lishining o'zi uning har xil „ichki“ taqsimlanishidan bo'ladi.

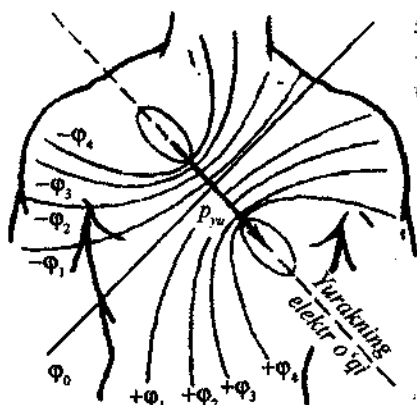
Yurak biopotentsiallari va ularning tashqarida namoyon bo'lishi orasidagi bog'lanishni aniqlashga fizik (biofizik) yondashish bu biopotentsiallarning manbalarini modellashtirishdan iboratdir.

Butun yurak elektrik jihatdan birorta ekvivalent elektr generatori sifatida yo sof faraziy (gipotetik), yoki odam tanasi shakli ko'rinishida bo'lgan o'tkazgichdagi elektr manbalarining yig'indisidan iborat real qurilma ko'rinishida tasavvur qilinadi. O'tkazgichning sirtida, ekvivalent elektr generatorining ishlashi natijasida elektr kuchlanishi bo'ladi, u yurak faoliyati jarayonida odam tanasi sirtida yuzaga keladi. Yurakni o'rab olgan muhit cheklanmagan va solishtirma elektr o'tkazuvchanligi γ bo'lgan bir jinsli deb faraz qilinadi.

Bu holda biror nuqta potentsiali uchun (14.32)ga o'xshash formulani yozish mumkin. R ning katta qiymatlarida, 14.3-§da qilingan cheklanishlar doirasida, bu holda ham dipolga yaqinlashtirish bilan chegaralanish mumkin, natijada (14.35) formula hosil bo'ladi.

Shunday qilib, dipol maydon potentsiali uchun ifoda topildi. Bu shuni bildiradiki, yurakning tanasi sirt potentsialining asosiy qismini uning dipoltashkil etuvchisi hosil qiladi, boshqacha qilib aytganda, agar dipolekvivalent elektr generatoridan foydalanilsa, yurakning elektr faoliyatini modellashtirishga butunlay erishiladi. Atrof-muhitning cheklanmaganligini hisobga olinsa, (14.32) ifodadan faqat biror ko'paytuvchisi bilan farq qiluvchi boshqa ifodaga o'tish mumkin.

Yurak haqidagi dipolli tasavvurni *Eyntxovenning tarmoqlanish nazariyasi* asosida tushuntirish mumkin. Bu nazariyaga binoan, yurak dipol momenti P_{yw} bo'lgan tokli dipolbo'lib, yurak sikli davomida u buriladi, holatini va qo'yilgan nuqtasini o'zgartiradi (ko'pincha bu vektorning quyilish nuqtasining o'zgarishi e'tiborga olinmaydi).



14.15- rasm.

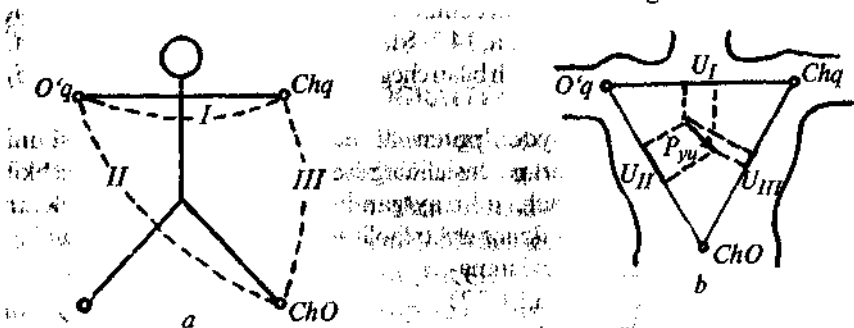
14.15- rasmda P_{yu} vektorining vaziyati va dipolmomenti maksimal bo'lgandagi vaqt momenti uchun ekvipotensial chiziqlar ko'rsatilgan; bu elektrkardiogrammaning R cho'qqisiga to'g'ri keladi (14.17- rasimga qarang).

16- jadvalda odam va bir qancha hayvonlar uchun maksimal dipolmomentining qiymatlari keltirilgan, ular yurak va tananing massalari bilan solishtirilgan.

16- jadval

Obyekt	Yurak massasi, g	Tana massasi, kg	Yurakning maksimal dipole momenti, $\mu A \cdot sm$
Qurbaqa	0,16	0,036	0,005
Kalamush	1,10	0,277	0,107
It	108	14,2	1,63
Odam	300	71,5	2,32
Ot	3060	419	13,0

V. Eyntxoven yurak biopotensiallari ayirmasini uchlarini taxminan o'ng qo'lda — $O'Q$, chap qo'lda — ChQ va chap oyoqda — ChO joylangan teng tomonli uchburchak uchlarini orasidan olishni taklif qildi (14.16- *a* rasm). Bu uchburchak sxematik ravishda 14.16- *b* rasmda tasvirlangan.



14.16- rasm.

Fiziologlar terminologiyasi bo'yicha, tananing ichki nuqtasi orasida qayd qilinuvchi biopotensiallar ayirmasi *tarmoq* deb ataladi.

I tarmoq (o'ng qo'l — chap qo'l), II tarmoq (o'ng qo'l — chap oyoq) va III tarmoq (chap qo'l — chap oyoq)qa tegishli mos U_I , U_{II} , U_{III} potensiallar ayirmalari bir-biridan farq qilinadi. Eyntxoven bo'yicha yurak uchburchakning markazida joylashgan. Tarmoqlar (14.31) formula bo'yicha uchburchak tomonlariga tushirilgan yurak elektr momentining proyeksiyalari orasidagi munosabatlarni aniqlashga imkon beradi. Yurak-dipolning elektr momenti vaqt davomida o'zgarib turgani uchun tarmoqlarda kuchlanishning vaqtga bo'lgan bog'lanishlari olinadi, mazkur bog'lanish elektrkardiogramma deb ataladi.

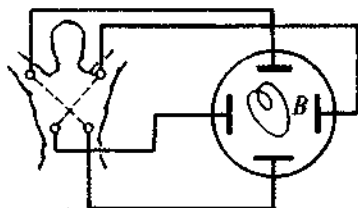
14.17- rasmda tarmoqlarning bittasidan olingan normal odamning elektrokardiogrammasi ko'rsatilgan.

Elektrokardiogramma P_{vu} vektorning fazoviy orientatsiyalanishi haqida tasavvur bermaydi. Biroq diagnostika maqsadlari uchun bunday ma'lumot muhimdir. Shuning uchun yurak elektr maydonini tekshirishda fazoviy tekshirish uslubidan foydalaniladi. Bu uslub vektor elektrokardiografiya deyiladi.

Vektor kardiogramma P_{vu} vaziyati yurak sikli vaqtida o'zgaruvchi — vektorning uchiga mos nuqtalarning geometrik o'rnidir.



14.17- rasm.



14.18- rasm.

Vektor kardiogrammaning tekislik, masalan, frontal tekislikdagi proyeksiyasini amalda ikki o'zaro perpendikular tarmoqlar kuchlanishlarini qo'shish bilan olish mumkin. Bunday qo'shishni ekranida B egri chizig'i kuzatiladigan elektron ossillografdan foydalanib bajarilishi 14.18- rasmda ko'rsatilgan. Bu egri chiziqning shakliga qarab diagnostik xulosalar chiqaradi. Yurakning elektr aktivligini modellashtirishda L.I.Totomir katta ishlar qilgan.

14.6-§. DIELEKTRIKLAR ELEKTR MAYDONDA

Elektr tokini o'tkazmaydigan jismlar dielektriklar deyiladi.

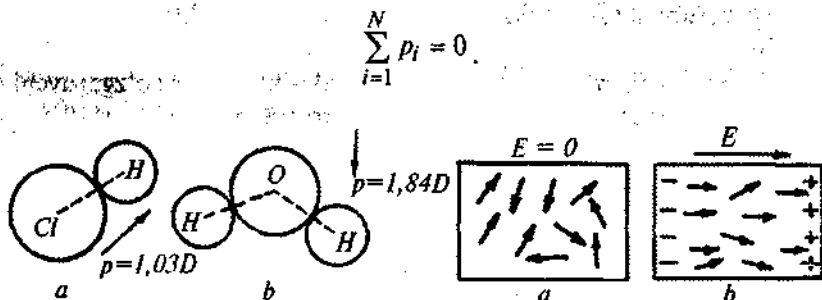
„Dielektrik“ termini moddalarni belgilash uchun M.Faradey tomonidan kiritilgan bo'lib, ular orqali elektr maydoni kirib boradi, metallardan farqli o'laroq, ularning ichida elektrostatik maydon bo'lmaydi. Ebonit, chinni, turli xi'syuqliklar (masalan, toza suv), gazlar dielektrik bo'ladi.

Tashqi sharoit o'zgarishi (qizdirish, radioaktiv nurlanish va h.k.) natijasida dielektrik elektr tokini o'tkazishi mumkin. Elektr maydoniga joylashtirilgan dielektrik holatining o'zgarishini uning molekular tuzilishi yordamida tushuntirish mumkin. Dielektrikni shartli ravishda uch turga ajratamiz: 1) qutblangan (polyar) molekulari; 2) qutblanmagan (nopolyar) molekulari; 3) kristall dielektriklar.

Suv, nitrobenzol va boshqalar birinchi tur dielektrik moddalarga kiradi. Bunday dielektriklarning molekulari nosimmetrik, ulardagi musbat va manfiy zaryadlarning „og'irlik markazlari“ bir-biriga to'g'ri kelmaydi va ular hatto elektr maydoni yo'qligida ham dipolmomentiga ega bo'ladi.

14.19- rasmda xlorid kislotaning (a), suvning — (b) molekulari va ularga mos debaylarda* ifodalangan dipolmomentlari sxematik ravishda ko'rsatilgan.

Elektr maydoni bo'lmaganda molekularning dipol momentlari xotik oriyentatsiyalangan bo'ladi (14.20- a rasm) va barcha N ta molekula momentlarining vektor yig'indisi nolga teng:



14.19-rasm

14.20-rasm

Agar dielektrik elektr maydoniga joylashtirilsa, molekularning dipol momenti maydon bo'yicha oriyentatsiyalanishga intiladi (14.20- b rasm), biroq xotik issiqlik-molekular harakat natijasida to'la oriyentatsiyalanish vujudga kelmaydi. Bu holda

$$\sum_{i=1}^N p_i \neq 0$$

Ikkinchi tur dielektrlarga molekulari elektr maydoni bo'lmaganda dipol momentiga ega bo'lmaydigan moddalar (masalan, vodorod, kislorod va boshqalar) kiradi. Bunday molekularlarda elektronlar va yadrolar zaryadlari ulardagi musbat va manfiy zaryadlarning „og'irlik markazlari“ bir-biriga to'g'ri keladigan bo'lib joylanadi. Agar qutblanmagan molekula elektr maydoniga kiritilsa, ulardagi har xil zaryadlar qarama-qarshi tomonga bir oz siljiydi va molekula dipolmomentiga ega bo'ladi. 14.21- rasmda bunday dielektrikning molekulari doirachalar shaklida maydon yo'qligida — (a) va maydon borligida (b) sxematik ravishda ko'rsatilgan. Doirachalardagi strelkalar molekularning dipolmomentlarini bildiradi. Uchinchi tur kristall dielektrlar (masalan, NaCl) ularning panjarsi musbat va manfiy ionlardan iborat. Bunday dielektrikni, sxematik ravishda, biri musbat, ikkinchisi manfiy zaryadlangan ikkita panjara birlashmasi kabi tasavvur etish mumkin. Maydon bo'lmaganda panjaralar simmetrik joylashadi. Bunday dielektrikning

* Debay (D) — dipol momentining sistemadan tashqari o'lchov birligi,

1 D = $3,33565 \cdot 10^{-30}$ Kl · m.

elektr momentining yig'indisi nolga teng*. Agar dielektrik elektr maydoniga joylashtirilsa, u holda panjaralar biroz qarama-qarshi tomonga siljiydi va dielektrik elektr momentga ega bo'lib qoladi.

Elektr maydonidagi dielektriklarda yuz beradigan barcha jarayonlarni umumiy — qutblanish termini, ya'ni dielektrikda qutblanganlik paydo bo'lganligini ko'rsatuvchi termin bilan atash mumkin.

Birinchi tur dielektriklar uchun oriyentatsion qutblanish, ikkinchilarga elektroni, ya'ni asosan elektronlarning siljishi yuzaga kelgan qutblanish, uchinchi turga — ionli qutblanish xarakterlidir. Real dielektriklarda hamma ko'rinishdagi qutblanishning bir vaqtda ro'y berishi mumkin bo'lganligi uchun uni bunday turlarga bo'lish birmuncha shartlidir.

Elektr maydonida joylashtirilgan dielektrikning qutblanish holatiga maydon kuchlanganligining o'zgarishi ta'sir etadi. Dielektrikning qutblanish darajasini

yolg'iz undagi molekular elektr momentlarining yig'indisini $\sum_{i=1}^N p_i$ bilan

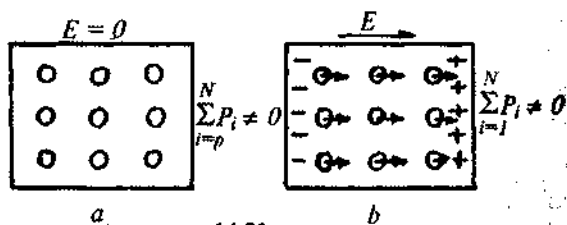
xarakterlab bo'lmaydi, chunki bu kattalik, xususan, hajmga bog'liq bo'ladi. Dielektrikning qutblanish holatini baholash uchun qutblanish vektori (yoki qutblanganlik) deb ataluvchi kattalikni kiritamiz. Uning o'rtacha qiymati dielektrik elementi elektr momentining shu element hajmiga nisbatining yig'indisiga tengdir:

$$P_e = \sum_{i=1}^N \frac{p_i}{V} \quad (14.36)$$

Qutblanganlik birligi *kvadratmetrga kulon* (Kl/m^2) hisoblanadi.

Dielektrik qutblanganda uning sirtlaridan (yoqlaridan) birida musbat, ikkinchisida manfiy zaryadlar hosil bo'ladi (14.20- b va 14.21- b rasmga qarang). Bu elektr zaryadlariga — *bog'liq zaryadlar* deyiladi, chunki ular dielektrikning molekulariga (yoki ion qutblanish bo'lganda kristall panjaraga) tegishli bo'ladi va molekularlardan ajralgan holda siljiy olmaydi yoki dielektrik sirtidan erkin zaryadlar singari uzoqlasha olmaydi, ideal dielektrikda esa bunday zaryadlar bo'lmaydi.

Elektr maydonining kuchlanganligi ortib borganda molekular oriyentatsiyasi tartiblanadi (oriyentatsion qutblanish),



14.21- rasm.

* Qat'iy qilib aytganda, ionli kristallar tashqi maydon yo'qligida ham elektr momentiga ega bo'lishi mumkin, biroq bu yerda u hisobga olinmaydi.

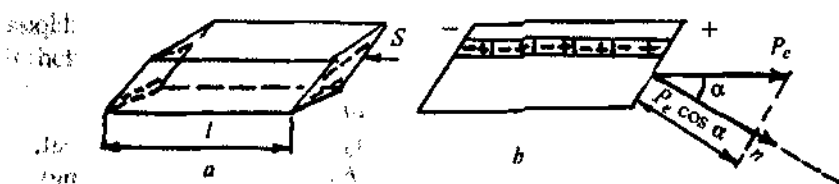
molekulalarning dipol momentlari kattalashadi (elektron qutblanish), shuningdek, „qism panjara“ (ion qutblanish) ko'chishi ham o'zgaradi. Bularning hammasi bog'langan elektr zaryadlari π_{bog} — sirt zichligining kattalashishiga olib keladi. Shunday qilib, ham elektrik qutblanish darajasini xarakterlaydi.

Parallelepiped shaklida yasalgan qutblangan dielektrik misolida P_e va σ_{bog} orasidagi bog'lanishni aniqlaymiz (14.22-*a* rasm). Bunday parallelepiped dipollar yig'indisidan iborat bo'lib, ularni sodda bo'lsin uchun, „zanjirchalar“ kabi tasavvur etish mumkin, ulardan biri 14.22-*b* rasmda ko'rsatilgan. Dipol „zanjirchalarining“ ichki qismlari elektrik jihatdan qoplangani uchun bunday „zanjircha“ zaryadlari orasidagi masofa parallelepiped qirrasiga teng bo'lib, uzun dipolga o'xshaydi.

Agar parallelepipedning s yuzli yog'ida q bog'langan zaryad paydo bo'lsa,

unda butun parallelepipedning umumiy elektr momenti $\left| \sum_{i=1}^N p_i \right|$ son jihatdan q_{bog}

l ga teng, lekin $q_{\text{bog}} = \sigma_{\text{bog}} \cdot s$ bo'lgani uchun $\left| \sum_{i=1}^N p_i \right| = \sigma_{\text{bog}} \cdot St$ deb yozish mumkin.



14.22- rasm.

Parallelepipedning hajmi $V = sl \cos \alpha$.

Keyingi ikki tenglikka asosan

$$\left| \sum_{i=1}^N p_i \right| = \frac{\sigma_{\text{bog}} \cdot V}{\cos \alpha} \text{ ga ega bo'lamiz.} \quad (14.37)$$

(14.36) va (14.37)ni hisobga olsak:

$$P_e = \left| \sum_{i=1}^N p_i \right| / V = \frac{\sigma_{\text{bog}}}{\cos \alpha}$$

ga ega bo'lamiz. Bundan

$$\sigma_{\text{bog}} = P_e \cos \alpha \quad (14.38)$$

Shunday qilib, bog'langan zaryadlarning sirt zichligi P_e vektorining paralelepiped tomonidan perpendikular bo'lgan tashkil etuvchisiga teng.

Misol sifatida bir jinsli elektr maydoniga joylangan yassi dielektrikni ko'rib chiqamiz (14.23-rasm); E_0 — maydonning dielektrik yo'qligidagi kuchlanganligi (vakuumdagi maydon). Bog'langan zaryadlar kuchlanganligi E_{bog} bo'lgan bir jinsli maydon hosil qiladi. Natijada dielektrik ichida kuchlanganligi son jihatdan

$$E = E_0 - E_{bog} \quad (14.39)$$

bo'lgan elektr maydoni vujudga keladi.

Ma'lumki, nisbiy dielektrik singdiruvchilik zaryadlarning vakuumdagi o'zaro ta'sir kuchining, ularning shu masofada muhitdagi o'zaro ta'sir kuchiga nisbatiga teng:

$$F_0 / F = \epsilon_r \text{ yoki } F_0 = \epsilon_r F$$

Elektr maydoni kuchlanganligi zaryadga ta'sir etuvchi kuchga proporsional bo'lganidan (14.1-§ga qarang) E_0 va E uchun shunga o'xshash munosabatlarni yozish mumkin:

$$E_0 = \epsilon_r E \quad (14.40)$$

Bog'langan elektr zaryadlari hosil qilgan elektr maydonining kuchlanganligi $E_{bog} = y_{bog} / \epsilon_0$. Mazkur misol uchun (14.39)dan $\sigma_{bog} = P_e$, u holda $E_{bog} = P_e / \epsilon_0$. Bu formulani (14.40) va (14.39)ga qo'yib $E = \epsilon_r E - P_e / \epsilon_0$ yoki $E(\epsilon_r - 1) = P_e / \epsilon_0$ ni olamiz, bundan

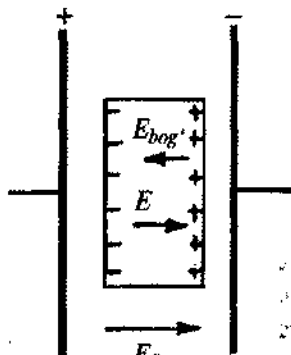
$$P_e = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)E \quad (14.41)$$

Qutblanish vektori elektr maydonining dielektrikdagi kuchlanganligiga proporsionaldir. (14.41) ga asosan muhitning dielektrik qabul qiluvchanligi tushunchasi kiritiladi:

$$\chi = \epsilon_r - 1 \quad (14.42)$$

bu tushuncha ham dielektrik singdiruvchanlik bilan bir qatorda dielektrikning qutblanish qobiliyatini xarakterlaydi va uning molekular tuzilishiga hamda haroratiga bog'liq bo'ladi. O'zgaruvchan elektr maydonida va kattalik chastotaga bog'liq ravishda o'zgaradi. 17- jadvalda turli biologik muhit va ba'zi moddalar uchun uy haroratida o'zgarmas elektr maydonidagi qiymatlari keltirilgan.

O'zgarmas va o'zgaruvchan elektr maydonlarning ichida normal va patologik to'qimalar hamda muhitning dielektrik singdiruvchanligidagi o'zgarishlardan diagnostika maqsadlari uchun foydalanilmoqda.



14.23- rasm.

ϵ_r		ϵ_r	
Kerosin	2	Tuxum	72
O'simlik yog'i	2-4	Suv	81
Shisha	6-10	Sof qon	85
Kraxmal	12	Miyaning kulrang moddasi	
Sigir suti	66	Ko'ruv nervi	85
		Miya oq moddasi	89
			90

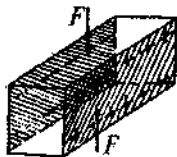
14.7-§. PYEZOELEKTRIK EFFEKT

Kristallik dielektriklarda diformatsiya vaqtida qutblanish elektr maydoni bo'lmaganda ham vujudga kelishi mumkin. Bu hodisa pyezoelektrik effekt (pyezoeffekt) deb ataladi.

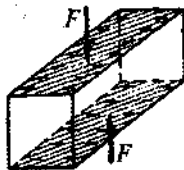
Pyezoeffektlar ko'ndalang (14.24- rasm) va bo'ylama (14.25- rasm) xillariga ajratiladi. Strelkalar kristalligi ta'sir etuvchi kuchlarni ko'rsatadi. Deformatsiya ishorasi o'zgarsa, masalan, siqilishdan cho'zilishga o'tilsa, hosil bo'luvchi qutblanish zaryadlarining ishorasi ham o'zgaradi.

Pyezoelektrik effekt mexanik deformatsiya vaqtida elementar kristall yacheykalarining bir-biriga nisbatan siljishi tufayli yuzaga keladi. Qutblanish vektori mexanik deformatsiyalanish katta bo'lmaganda uning kattaligiga proporsional bo'ladi. Panjaraning elementar yacheykasi simmetriya markaziga ega bo'lmagan moddalarda, masalan, kvarsda, segnet tuzi va boshqa kristallarda pyezoeffekt hosil bo'ladi.

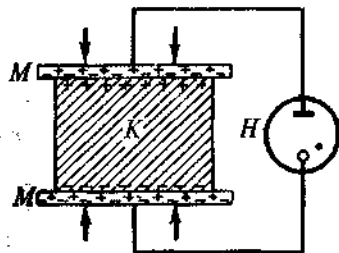
Pyezoeffektni namoyish qilish uchun sxemasi 14.26- rasmda ko'rsatilgan qurilmadan foydalanish mumkin. Pyezoelektrik xossaga ega kristall K ga metall plastinka M birlashtirilib, ular neon lampa H orqali ulanadi. Bu lampa ozgina tok iste'mol qiladi va muayyan kuchlanishda yonadi, ya'ni o'ziga xos kuchlanish indikatoridir. Kristallni urish (deformatsiyalash) vaqtida uning yonlarida, demak, metall plastinkalarda ham kuchlanish paydo bo'ladi va neon lampa birdaniga yonadi.



14.24-rasm.



14.25-rasm.



14.26-rasm.

Ko'rib o'tilgan bevosita to'g'ri pyezoelektrik effekt bilan bir qatorda kristallarga elektr maydoni qo'yilganda ularning deformatsiyalanishi kabi teskari (to'g'ri va teskari) mexanik kattalikni elektr kattalikka va teskarisiga almashtirish zarur bo'lgan hollarda ishlatiladi. Masalan, tabobatda to'g'ri pyezoeffektdan pulzni o'lchash datchiklarida, texnikada adapterlar, mikrofonlarda vibratsiyalarni o'lchashda, teskari pyezoeffektdan esa — ultratovush chastotali to'lqinlar va mexanik tebranishlar hosil qilishda foydalaniladi.

Suyak to'qimasida siljish deformatsiyasi bo'lganda pyezoeffekt hodisasi yuzaga keladi. Effektning sababi — birlashtiruvchi to'qimadagi asosiy oqsilning — kollagenning deformatsiyasidir. Shuning uchun ham pay va teri pyezoelektrik xossaga ega. Normal funksional nagruzkada hamda suyak tuzilishida defektlar bo'lmaganda unda faqat siqilish — cho'zilish deformatsiyasi paydo bo'ladi va pyezoeffekt ro'y bermaydi. Agar birorta kamchilik bo'lsa, siljish deformatsiyasi vujudga keladi va pyezoeffekt ro'y beradi. U suyakda doimo bo'ladigan yemirilish-yaratilish jarayonlariga ta'sir ko'rsatadi va siljishini yo'qotishda yordam ko'rsatadi (suyakning arxitekturasi va shakli ham o'zgaradi). Pyezoeffekt ta'sirining mumkin bo'lgan ikkita mexanizmi quyidagilardir: a) elektr maydoni kollagen hosil qiluvchi to'qimalarning aktivligini o'zgartiradi va b) elektr maydoni makromolekulalarni joylashishida ishtirok etadi. Bu masalalarni V.F.Chepel tadqiqot etgan.

14.8-§. ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

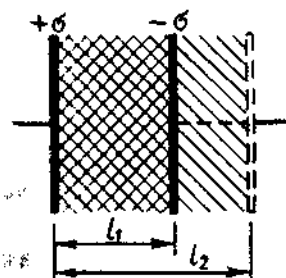
Zaryadlar va zaryadlangan jismlar sistemasi, zaryadlangan kondensator energiyaga ega bo'ladi.

Kondensatorni unga ulangan lampochka orqali razryadlaganda, lampochkaning birdaniga yonib ketishi misolida bunga ishonch hosil qilish mumkin.

Kondensator maydoni energiyasini hisoblaymiz. Uni zaryadlash uchun musbat zaryad dq ni ko'p marta bir qoplamasidan ikkinchisiga ko'chiramiz. Zaryad ko'chirilgan sari kondensator qoplamalari orasidagi kuchlanish ortib boraveradi. Kondensatorni zaryadlash uchun elektr maydonining kuchlariga qarshi bajarilishi lozim bo'lgan ish kondensator energiyasiga teng bo'ladi:

$$E_{el} = A.$$

Zaryadni maydon kuchlariga qarshi ko'chirishga sarflangan elementar ish $dA = U/dq$ ga teng. dq zaryadni kondensatorning bir qoplamasidan ikkinchi qoplamasiga ko'chirish, uning kuchlanishini dU ga o'zgartiradi va U holda elektr sig'imi formulasidan $dq = CdU$ ni yozami, demak $dA = CUdU$. Bu tenglikni $U_0 = 0$ dan birorta oxirgi qiymat U gacha bo'lgan chegarada integrallab, zaryadlangan kondensator maydonining energiyasi uchun ifodani yozamiz:



14.27- rasm.

$$A = E_{el} = \frac{1}{2} CU^2 \quad (14.43)$$

yoki $C = q/U$ ekanini hisobga olib,

$$E_{el} = qU/2 = q^2/(2C). \quad (14.44)$$

Agar kuchlanish manbaidan uzilgan kondensatori qoplamalaridagi zaryadni o'zgartirmay, uning qoplamalarini l_1 dan l_2 gacha bir-biridan uzoqlashtirilsa, u holda elektr sig'imi kamayadi. (14.44)dan ko'rinishicha, kondensator energiyasi elektr maydoni egallagan hajm kattalashgan sari ortib boradi (14.27- rasm), maydon kuchlanganligi esa o'zgarmay qoladi. Bundan zaryadlangan kondensatorning energiyasi elektr maydoni egallagan hajm ichida to'planganligi aniq ko'rinadi.

O'zgaruvchan elektromagnit maydon misolida elektr maydon energiyasining mavjudligini bundan ham ishonchliroq qilib ko'rsatish mumkin (uzoq masofaga signal yuborish, yorug'lik bosimi va hokazo).

Maydon energiyasini uning xarakteristikasi orqali ifodalaymiz. Shu maqsadda (14.43)ni o'zgartirib yozamiz, bu formulaga yassi kondensator uchun ifodani va (14.13)dan kuchlanishni qo'yib

$$E_{el} = \epsilon_r \epsilon_0 E^2 V / 2 \quad (14.45)$$

ni hosil qilamiz, bunda $V = S l$ elektr maydoni egallagan hajm.

Yassi kondensator elektr maydonini bir jinsli deb faraz qilib, (14.45)ni hajmga bo'lsak, maydon energiyasining hajmiy zichligini olamiz:

$$w_{el} = \epsilon_r \epsilon_0 E^2 / 2 \quad (14.46)$$

Hajmiy zichlikning birligi kubmetrga joul (J/m^3) hisoblanadi.

Pirovardida (14.46) formulaning bir jinsli bo'lmagan elektr maydoni uchun ham o'rinli ekanini eslatib o'tamiz, ammo bu holda u energiyaning muayyan nuqtadagi hajmiy zichligini ifodalaydi.

$$E_{el} = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V \epsilon_r E^2 dV$$

Bunday maydon energiyasini ma'lum hajm bo'yicha (14.46)ni integrallash bilan topish mumkin:

Umimiy holda nisbiy dielektrik singdiruvchanlik muhitning har xil nuqtalarida boshqacha qiymatga ega, ya'ni u koordinatlarga bog'liq, shuning uchun bu ifodada ϵ_r integral ostida bo'ladi,

O'n beshinchi bob

ELEKTR TOKI

Elektr toki deganda, odatda, elektr zaryadlarining yo'naltirilgan harakati tushuniladi. U ikkiga bo'linadi: o'tkazuvchanlik toki va konveksion tok. O'tkazuvchanlik toki — bu o'tkazuvchi jismlarda zaryadlarning yo'naltirilgan harakatidir, chunonchi, metallarda elektronlar, yarim o'tkazuvchilarda ionlar, gazlarda esa ion va elektronlarning yo'nalgan harakatidir. Konveksion tok — bu zaryadlangan jismlar harakati va elektronlarning yoki boshqa zaryadli zarrachalarning vakuumdagi oqimidir.

Toklarning yuqorida keltirilgan sinflari birmuncha shartlidir. Masalan, o'zgaruvchan elektr maydoni ham tok — uni siljish toki deyiladi. Har bir istalgan tokning hech bo'lmaganda bitta umumiy xususiyati bor, u ham bo'lsa tok magnit maydonining manbai hisoblanadi.

Mazkur bobda elektr toki va tok maydonining ba'zi xarakteristikallari, elektrolitlardagi va gazlardagi tok va termoelektrik hodisalari ko'rib chiqiladi.

15.1-§. TOK ZICHLIGI VA KUCHI

O'tkazgich bo'yicha musbat elektr zaryadlarining yo'nalishi harakatining trayektoriyasini tok chiziqlari deb ataymiz, bu chiziqlarning urinmalari esa zaryadning tartiblangan harakat tezligining yo'nalishini ko'rsatadi. Odatda tok chiziqlari zaryad tezligiga emas, balki tok zichligiga bog'liq.

Tok zichligi — elektr tokining vektor xarakteristikasi bo'lib, son jihatdan tok hosil qiluvchi, zaryadlangan zarrachalar harakatining yo'nalishiga perpendikular bo'lgan, birlik yuzadan o'tuvchi tok kuchining shu elementar yuzaga nisbatiga teng:

$$j = dJ / dS .$$

13.4- §da zarrachalar oqimining zichligi, konsentratsiyasi va yo'naltirilgan harakat tezligi orasidagi bog'lanish aniqlangan edi.

$$J = nv .$$

Agar bu formulani tok tashuvchi zaryadga ko'paytirsak, u holda tok zichligini olamiz:

$$j = qJ = qnv \quad (15.1)$$

Buni vektor ko'rinishda yozsak:

$$\vec{j} = qn\vec{v} \quad (15.2)$$

\vec{j} — vektor tok chiziqlariga urinma bo'ylab yo'naladi. Tok kuchi uchun quyidagi ifodani yozamiz:

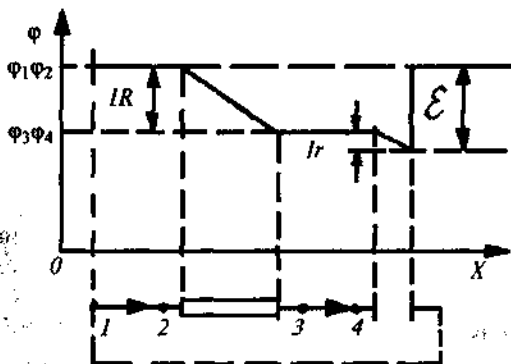
$$j = dq / dt \quad (15.3)$$

Biror kesim yoki sirt orqali zaryadning vaqt bo'yicha olingan hosilasi bu tokdir.

15.2-§. ELEKTR MANBALARINING ELEKTR YURITUVCHI KUCHI

O'tkazgichlardan doimo tok oqib turishi uchun uning uchlarida har doim potentsiallar ayirmasi saqlanib turilishi zarur. Buni tok manbalari tomonidan amaga oshiriladi.

Berk zanjir bo'ylab (15.1- rasm) musbat zaryad harakatlanadi, deylik. Ideal holda, ulovchi (1—2 va 3—4 qismlardagi) o'tkazgichlar qarshiligini nolga teng, ya'ni 1 va 2 (3 va 4) nuqtalar potentsiallari bir xilda deb qabul qilamiz. Bunday o'tkazgichlarda maydon kuchlanganligining nolga teng ekanligi (14.15)dan kelib chiqadi. Zaryadlarning muayyan yo'nalishdagi harakati „inersiya bo'yicha“,



15.1- rasm.

qarshiliksiz va tezlashtiruvchi kuchsiz hosil bo'ladi. 2—3 qismdagi potentsiallar ayirmasi $\phi_3 - \phi_2$ kuchlanish tushishi IR ga teng. Potentsiallar ayirmasining mavjudligi o'tkazgichda elektr maydoni kuchlanganligining noldan farqliligini ko'rsatadi. Shuningdek, zaryadga elektr maydonining kuchi ta'sir qiladi, bundan tashqari zaryadlar metallarda kristall

panjaraning ionlari bilan o'zaro munosabatda bo'ladi, bu esa ishqalanish kuchini (elektr qarshiligini) yuzaga keltiradi.

4—1 qismda musbat zaryad kichik potentsial (ϕ_4) dan kattaroq potentsial (ϕ_1) ga o'tadi. Elektr maydonining kuchlariga qarshi bu kabi ko'chishi chetki kuchlar (F_{chet}) nomini olgan kuchlar ta'siri ostida ro'y beradi. Bu kuchlarning tabiati elektrostatik kuchlardan boshqa, ya'ni kimyoviy, elektromagnit, mexanik va boshqacha bo'lishi mumkin.

Chetki kuchlar ish bajaradi.

Son jihatdan birlik musbat zaryadni butun zanjir bo'yicha ko'chirish uchun chetki kuchlarning bajaradigan ishiga teng bo'lgan kattalik tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (e.yu.k) deb ataladi.

Amalda chetki kuchlarning ishi tok manbaining ichidagina noldan farq qiladi. (14.1) ga muvofiq, birlik musbat zaryadga nisbatan olingan chetki kuch-chetki kuchlar maydonining kuchlanganligiga teng:

$$E_{\text{chet}} = F_{\text{chet}} / q \quad (15.4)$$

e.y.u.k ta'rifidan va ishning umumiy formulasidan

$$E = \oint E_{\text{chet}} / dl \quad (15.5)$$

ni yozish mumkin, bu yerda E_{chet} chetki kuchlar maydoni kuchlanganining dl yo'nalishiga tushirilgan proyeksiyasi.

Bu yerda integrallashni butun kontur bo'yicha bajarmasdan, balki tok manbalari joylashgan qismlar bo'yicha bajarish mumkin. (15.5)dan ko'rinadiki, konturdagi e.y.k. chetki kuchlar aylanishiga teng (Ilova, 12-§ga qarang).

Qarshiligi r ga teng tok manbai ichidagi 4-1 yo'nalishda potensialning kattalanishi bilan birga, potensialning ga teng pasayishi ham mavjud (15.1-rasm). Rasmda grafik tagida zanjir bo'ylab potensialning taqsimlanishi ko'rsatilgan.

e.y.k. potensialning tok manbaida egri-bugri shaklda o'zgarishiga to'g'ri keladi.

15.3-§. ELEKTROLITLARNING ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGI

Biologik suyuqliklar elektr o'tkazuvchanligi metallarning elektr o'tkazuvchanligiga o'xshash bo'lgan elektrolitlardir: ikkala muhitda ham gazlardan farqli o'laroq tok tashuvchilar elektr maydoniga bog'liq bo'lmagan holda hosil bo'ladi. Shuning uchun (15.1) ifoda elektrolitlar uchun ham to'g'ri bo'ladi, lekin metallardan farq qilish uchun uni musbat va manfiy ionlar uchun alohida-alohida yozish mumkin:

$$j_+ = qn_+v_+ \text{ va } j_- = qn_-v_- \quad (15.6)$$

Tokning umumiy zichligini:

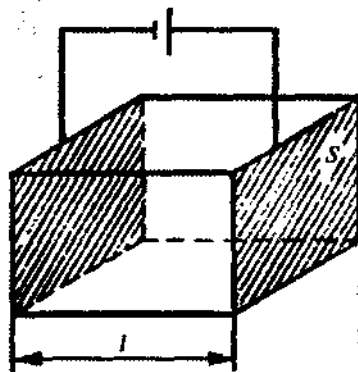
$$j = j_+ + j_- = q(n_+v_+ + n_-v_-) \quad (15.7)$$

Agar har bir molekula ikkita ionga dissotsilanadi deb faraz qilinsa, u holda musbat va manfiy ionlar konsentratsiyasi bir xil bo'ladi:

$$n_+ = n_- = \alpha n \quad (15.8)$$

bu yerda α — dissotsilanish koeffitsiyenti, n — elektrolit molekularining konsentratsiyasi.

Ionlarning elektr maydonidagi yo'nalgan harakatini taqriban tekis harakat deb hisoblash mumkin, u holda elektr maydoni



15.2- rasm.

tomonidan ionga ta'sir qiluvchi kuch qE_1 tezlikka proporsional hisoblanuvchi ishqalanish kuchi rv ga teng.

$$qE_1 = rv$$

bundan $q/r = b$ bilan almashtirib,

$$v = bE \quad (15.9)$$

ni olamiz. Proporsionallik koeffitsiyenti b ga ionlar harakatchanligi deyiladi. U son jihatdan elektr maydoni vujudga keltirgan ionning yo'nalgan harakati tezligining shu maydon kuchlanganligi nisbatiga teng*.

Turli ishorali ionlar uchun (15.9)dan tegishli

$$v_+ = b_+ E \text{ va } v_- = b_- E \quad (15.10)$$

ga ega bo'lamiz. (15.8) va (15.10)ni (15.7)ga qo'yib:

$$j = nq\alpha(b_+ + b_-)E \quad (15.11)$$

ni topamiz.

Elektrolitni to'g'ri burchakli parallelepiped shaklida tasavvur qilaylik, uning S yuzali yoqlari — elektrodleri bir-birida l masofada bo'lsin (15.2- rasm). (14.4) ifodani hisobga olib, (15.11)ni o'zgartirib yozamiz:

$$jS = nq\alpha(b_+ + b_-)(U/l)S \quad (15.12)$$

$J = jS$ bo'lgani uchun (15.12) tok manbaiga ega bo'lmagan zanjir qismi uchun Om qonuni $J = U/R$ ga teng, bu yerda

$$R = (l/S)[nq\alpha(b_+ + b_-)]^{-1} \quad (15.13)$$

— elektrolit qarshiligi. (15.13)ni $R = \rho l/S$ ifoda bilan solishtirib.

$$\gamma = 1/\rho = nq\alpha(b_+ + b_-) \quad (15.14)$$

ga ega bo'lamiz. Bundan ionlarning konsentratsiyasi, zaryadi harakatchanligi qancha katta bo'lsa, elektrolitning elektr o'tkazuvchanligi γ ham shuncha katta bo'ladi, degan xulosa kelib chiqadi. Temperatura ko'tarilishi bilan ionlarning harakatchanligi ortadi va elektr o'tkazuvchanlik oshadi.

15.4-§. BIOLOGIK TO'QIMALAR VA SUYUQLIKLARNING O'ZGARMAS TOKDA ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGI

Biologik to'qimalar va organlar har xil elektr qarshiliklaridan iborat bo'lib, turli tuzilishga ega. Ularning qarshiliklari elektr toki ta'sirida o'zgarishi mumkin. Bu hol tirik biologik sistemalar qarshiliklarini o'lchash ishini qiyinlashtiradi.

Bevosita tana ustiga qo'yilgan elektrodler orasida turgan organizmning ayrim uchastkalarining elektr o'tkazuvchanligi teri va teri osti qatlamlarning qarshiligiga bog'liq. Organizm ichida tok asosan qon va limfatik tomirlar, muskullar, nerv

* b — harakatchanlik, u — harakatchanlik bilan quyidagicha bog'liq, $b = uq$ (13.3- §ga qarang).

ustunlarining qobiqlari bo'yicha tarqaladi, terining qarshiligi o'z navbatida, uning holati, qalinligi, yoshi, namligi va hokazoga ko'ra aniqlanadi.

To'qima va organlarning elektr o'tkazuvchanligi ularning funksional holatiga bog'liq, demak, undan diagnostik ko'rsatkich sifatida foydalanish mumkin. Masalan, yallig'lanish vaqtida hujayralar shishganda, hujayralararo birlashmalarning kesimlari kamayadi va elektr qarshiligi kattalashadi. Ko'p terlashga sabab bo'ladigan fiziologik hodisalar teri elektr o'tkazuvchanligining ortishi bilan birga kuzatiladi va h.k.

Organizmdagi turli to'qimalar va suyuqliklarning solishtirma qarshiliklari 18-jadvalda keltirilgan.

18- jadval

$\rho, \text{Om} \cdot \text{m}$		$\rho, \text{Om} \cdot \text{m}$	
Orqa miya suyuqligi	0,55	Yog' to'qimasi	33,3
Qon	1,66	Quruq teri	10^5
Muskullar	2	Suyak-pardasiz suyak	10^7
Miya va nerv to'qimasi	14,3		

To'qimalarning o'zgaruvchan tokdagi elektr o'tkuzuvchanligi 18.4-§da ko'rib chiqiladi.

15.5-§. GAZLARDA ELEKTR RAZRYAD. AEROIONLAR VA ULARNING DAVOLASH-PROFILAKTIK TA'SIRI

Faqat neytral zarrachalardan iborat bo'lgan gaz izolatordir. Agar uni ionlashtirsak, u elektr o'tkazuvchan bo'ladi.

Gaz molekullarini, atomlarini ionlashtirish qobiliyatiga ega bo'lgan har qanday qurilma, hodisa, faktor *ionizator* deb ataladi.

Yorug'lik, rentgen nurlari, alanga, radiaktiv nurlanish va boshqalar ionizator bo'la oladi. Havoda elektr zaryadini unda qutbli suyuqliklarni, ya'ni molekullari doimiy elektr dipolmomentiga ega bo'lgan suyuqliklarni purkab yuborish yo'li bilan ham hosil qilish mumkin. Masalan, havoda parchalanganda suv zaryadlangan tomchilarga bo'linib ketadi. Kattaroq tomchilar zaryadining ishorasi (toza suv uchun musbat) juda mayda-mayda zarrachalar zaryadining ishorasiga qarama-qarshidir. Katta tomchilar nisbatan tez cho'kadi va havoda suvning manfiy zaryadlangan zarrachalari qoladi. Bunday hodisalar fontan yaqinida kuzatiladi.

Gazning elektr o'tkazuvchanligi ikkilamchi ionlanishga ham bog'liq.

Neytral atomni ionlash uchun elektronni ajratib olishga sarf qilinadigan birorta ish A_i ni bajarish lozim, bu ish ionlanish energiyasiga teng. Fizikada ionlanish energiyasini (ishini) ionlanish potentsiali φ_i orqali ifodalash qabul qilingan, u

$$\varphi_i = A_i / e \quad (15.15)$$

formula bo'yicha aniqlanadi. Shunday qilib, voltlarda ifodalangan ionlanish potentsiali son jihatidan elektron-voltlarda ifodalangan ionlanishga teng.

Ba'zi gazlar uchun tashqi elektronlarni uzib oladigan, eng kichik ionlanish potensialining qiymatlarini keltiramiz (19- jadval).

19- jadval

	φ_i, B		φ_i, B
Natriy bug'i	5,1	Azot	15,5
Simob bug'i	10,4	Vodorod	15,6
Kislorod	12,5	Geliy	21,5
Uglerod (II) oksid	14,4		

Ichki elektronlarning ionlanish potentsiali ancha yuqori.

Ionlanish bilan bir qatorda teskari jarayon ionlarning rekombinatsiyalanish (musbat va manfiy ionlarning birikish) jarayoni ham kuzatiladi, bunda energiya ajraladi. Gaz razryadli trubkaning yorug'lanishi bu hodisaga misol bo'ladi.

Agar ionizator o'z ta'sirini to'xtatsa, elektr maydoni yo'qligida, rekombinatsiyalanish natijasida gaz nisbatan tezda izolator bo'lib qoladi.

Yerda tabiiy ionizatorlar ta'sirida asosan tuproqdagi va gazlardagi radioaktiv moddalar va kosmik nurlanishlar ta'sirida — havoda doimo muayyan miqdorda ionlar hosil bo'ladi. Havodagi ionlar va elektronlar neytral molekullarga, muallaq turgan zarrachalarga birikib, ko'proq murakkab bo'lgan ionlarni vujudga keltirishi mumkin. Atmosferadagi bunday ionlarga aeroionlar deyiladi. Ular faqat ishoralari bilan emas, massasi bilan ham farqlanadi. Ular shartli ravishda yengil (gaz ionlari) va og'ir muallaq turgan zaryadlangan zarrachalar chang, nam va tutun zarrachalari) ionlarga bo'linadi.

Og'ir ionlar organizmga zararli ta'sir etadi. Yengil va asosan manfiy aeroionlar foydali ta'sir qiladi. Ulardan asosan bemorlarni davolash uchun foydalaniladi (aeroionoterapiya).

Tabiiy sharoitda havoda ionlanish yuqori bo'lgan (tog'lar, sharshara va hokazo joylarda)* bemorlarning turishi bilan bog'liq bo'lgan tabiiy aeroionoterapiyani maxsus qurilmalar *aeroionizatorlar* yordamida o'tkaziladigan sun'iy aeroionoterapiyadan istalgan ionizator bo'lishi mumkin. Biroq sun'iy aeroionoterapiya davolash maqsadida ishlatilganda organizmga zarar keltirmaydigan bo'lishi kerak. Uning turlaridan biri elektrostatik dush (franklinizatsiya)dir. Franklinizatsiya vaqtida yuqori kuchlanishli (50 kV gacha) doimiy elektr maydon ishlatiladi. Bu vaqtda hosil bo'ladigan aeroionlar va ozgina azon davolash ta'sirini ko'rsatadi. Franklinizatsiya umumiy va mahalliy davolash tadbirlari shaklida o'tkaziladi. Umumiy franklinizatsiya vaqtida bemor izolyatsiyalangan metall plastinkali yog'och kursida o'tiradi, metall plastinka

* Quyosh aktivligi natijasida havodagi ionlar tarkibining o'zgarishi ehtimol Yerdagi biologik organizmlarga Quyosh ta'sirining sabablaridan biri bo'lsa kerak. U biofizikaning *geliobiologiya* deb ataluvchi bo'limida o'rganiladi.

apparatning musbat qutbiga ulanadi. Bemor boshining tepasiga 10–15 sm masofada „o'rgimchak“ shaklidagi elektrod joylanadi, bu elektrod apparatning manfiy qutbiga ulanadi.

15.6-§. ICHKI KONTAKTLI POTENSIALLAR AYIRMASI. TERMOELEKTR YURITUVCHI KUCH

Elektronlarning konsentratsiyasi har xil: bo'lgan ikki metallning 1 va 2 –kontaktini ko'rib chiqamiz $n_1 > n_2$ (15.3- a rasm). Kontakt hosil qilingandan keyin elektronlarning bir metalldan ikkinchi metallga diffuziyasi boshlanadi. Elektronlar konsentratsiyasi har xil bo'lgani uchun turli metallardan diffuziyalanayotgan oqimlar bir xil bo'lmaydi. Bu hol metallarning qarama-qarshi zaryadlanishiga va ular orasida ichki kontakt potensiallar ayirmasi U_i hosil bo'lishiga olib keladi. Bunda birinchi metall ikkinchisiga nisbatan kattaroq potensialga ega bo'ladi (15.3- a rasm). Kontakt potensiallar ayirmasining qiymati barqarorlashganda (15.3- b rasm) kontaktlanish sohasidagi erkin elektronlar E_c energiyasining o'zgarishi dinamik muvozanatga mosdir.

Dinamik muvozanatda har ikki qarama-qarshi yo'nalishdagi elektronlar oqimi bir xil bo'ladi. Metallarda erkin elektronlar konsentratsiyasi juda katta bo'lgani uchun elektronlarning metalldan ikkinchisiga o'tishi amalda ular konsentratsiyasini o'zgartirmaydi, dinamik muvozanatda ham konsentratsiya — deyarligiday qolaveradi (n_1 va n_2).

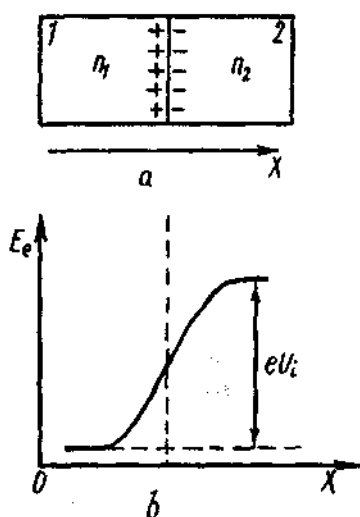
Potensiallarning ichki ta'sirlashish ta'zirini muvozanatning umumiy sharti — o'zaro ta'sir etuvchi metallarning elektr kimyoviy potensiallarining tengligidan topish mumkin (12.6- §ga qarang):

$$\Delta\tilde{\mu}_1 = 0 \text{ yoki}$$

$$RT \ln \frac{n_2}{n_1} + zF(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$$

$z = -1$ bo'lgani uchun, unda

$$U_i = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{RT}{F} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (15.16)$$



15.3- rasm.

Shunday qilib, ichki ta'sirlashish (kontakt) potentsiallari ayirmasi metallarning erkin elektronlari konsentratsiyasining farqiga, shuningdek, ta'sirlashish haroratiga bog'liq ekan.

Erkin elektronlarning konsentratsiyasi n_1 va n_2 bo'lgani ikkita har xil 1 va 2 metallardan iborat berk zanjirni ko'rib chiqamiz (15.5- rasm). Metallarning A va B kontaktlari tegishli haroratda T_A va T_B saqlanadi. Aniqlik bo'lishi uchun $n_1 > n_2$ T_A va T_B deb faraz qilamiz. (15.16) ifodani har ikki kontakt uchun yozamiz:

$$U_{1A} = \frac{kT_A}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (15.17)$$

$$U_{1B} = \frac{kT_B}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \quad (15.18)$$

Metallarning kontakti turli haroratga ega bo'lgani uchun $U_{1A} \neq U_{1B}$.

Shu sababli turli metallardan tuzilgan zanjirda *termoelektr yurituvchi kuch* ϵ_T paydo bo'ladi. Yarimo'tkazgich uchun ham tegishli bo'lgan bu hodisa *termoelektr hodisasi* deyiladi.

E.y.k. — zanjirda tashqi kuchlar tufayli yuzaga keladigan potensial sakrashning yig'indisiga teng bo'lgani uchun:

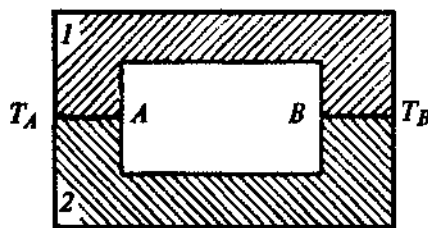
$$\epsilon_T \neq U_{1A} + U_{1B} = \frac{kT_A}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_B}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} (T_A - T_B) \quad (15.19)$$

$$\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \beta \text{ deb belgilab}$$

$$\epsilon_T \neq \beta(T_A - T_B) \quad (15.20)$$

ni olamiz.

15.4- rasmda ko'rsatilgan tuzilma *termoelement* yoki *termojuft* deyiladi. (15.20)dan ko'rinadiki, zanjirdagi harorat ayirmasining farqidan hosil bo'ladigan β E.y.k.ga to'g'ri keladi. U I k ga teng bo'lib, termojuftning xarakteristikasi hisoblanadi.



15.4- rasm.

Harorat 100°C — bo'lganda ba'zi metallar jufti uchun β ning qiymatlarini keltiramiz (20- jadval).

Termo-e.y.k. katta qiymatga ega bo'lishi uchun metallar yoki yarim o'tkazgichlar juftini tanlash, yo bo'lmasa ΔT ni kattalashtirish kerak, yoki bir

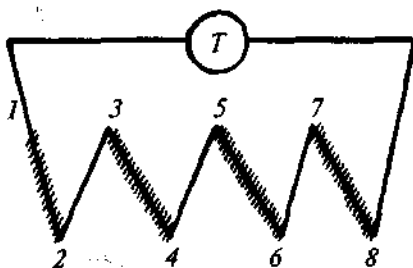
β , MkVB/R		β , MkVB/R	
Zn-Ag	0,5	Mg-Ag	3,5
W-Ag	2,5	Mo-Ag	6,3
Pb-Ag	3,0	Fe-Pt	18,4

necha ketma-ket ulangan termojuftlardan — batareya (termoustun) yasash bilan ham erishish mumkin.

15.5- rasmda to'rtta termojuftdan iborat termobatereya ko'rsatilgan (toq kontaktlar 1, 3, 5, 7 boshqa juftlari 2, 4, 6, 8 boshqa haroratda bo'ladi).

Termoelektr hodisa tatbiqi uchta yo'nalishda o'z asosini topdi:

1) molekular-issiqlik energiyani bevosita elektr energiyaga aylantiruvchi tok generatorlarini hosil qilish uchun. Zamonaviy yarimo'tkazgichli termogeneratorning f.i.k. taxminan 10%.



15.5- rasm.

2) haroratni aniqlash uchun. o'lchash yordamida $\varepsilon_T = f(\Delta T)$ bog'lanishni bilgan holda ni topish, shuningdek T ni ham aniqlash mumkin. Bu uslubning qulayligi uning ma'lum masofada turib o'lash olib borilishida va kichik obyektning haroratini ham o'lchash imkoniyatining borligidadir, chunki metall va yarimo'tkazgichning kontakti yetarlicha kichik qilib yasalgan bo'lishi mumkin. Tabobatda ko'pincha ayrim organlar va ular qismlarining haroratini aniqlash uchun ishlatiladi. 3) infraqizil, ko'rinuvchan va ultrabinafsha nurlanishning quvvatini o'lchashda (masalan, 27.4- §dagi aktinometrning tuzilishiga qarang).

Ko'rib chiqilgan misolda termoelektryurituvchi kuchning hosil bo'lishi termoelektr hodisalar guruhiga tegishlidir. Ularda metallar va yarimo'tkazgichlarda materiya harakatining elektr va molekular-issiqlik shakllari orasidagi o'ziga xos bog'lanish o'z aksini topadi.

Oʻn oltinchi bob

MAGNIT MAYDONI

Magnit maydoni deb materiyaning shunday koʻrinishig aytiladiki, u tufayli maydonga joylashtirilgan harakatlanuvchi elektr zaryadlariga va magnit momentiga ega boʻlgan boshqa qismlarga kuch taʼsir etadi. Magnit maydoni elektromagnit maydonning shakllaridan biridir.

16.1-§. MAGNIT MAYDONI INDUKSIYASI

Elektrostatik maydonga oʻxshab, magnit maydoni uchun ham miqdoriy xarakteristika kiritish zarur. Buning uchun magnit maydonidan taʼsirlanuvchi biror obyekt „namuna jism“ tanlab olinadi. Bunday jism sifatida tokli kichik ramkani olish kifoya. Ramka maydonning biron nuqtasiga joylashadi, deb hisoblanadi. Tajriba koʻrsatadiki, magnit maydonidagi tokli sinash ramkasiga qator faktorlar, shu jumladan ramka oriyentatsiyalanishiga bogʻliq boʻlgan kuch momenti M taʼsir qiladi. M ning maksimal qiymati kontur joylashgan magnit maydoniga va konturning oʻziga: undan oqayotgan tok kuchi I ga va kontur qurshab olgan yuzga S ga bogʻliq boʻladi, yaʼni:

$$M_{\max} \sim IS \quad (16.1)$$

$$\rho_m = IS \quad (16.2)$$

kattalikka tokli konturning magnit momenti deyiladi. Shunday qilib:

$$M_{\max} \sim \rho_m \quad (16.3)$$

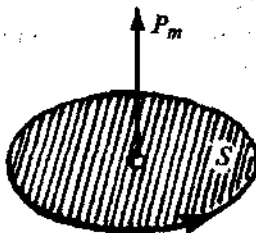
Magnit moment — vektor kattalik. Tokli yassi kontur uchun vektor ρ_m ning yoʻnalishi kontur tekisligi S ga perpendikular boʻlib, I tok yoʻnalishi bilan oʻng vint qoidasi boʻyicha bogʻlangan (16.1- rasm).

Magnit moment faqat tokli kontur xarakteristikasi boʻlmasdan, koʻpgina elementar zarrachalarning (protonlar, neytronlar, elektronlar va boshqalarning) ham xarakteristikasi boʻlib, ularning magnit maydonidagi holini belgilaydi.

Magnit moment birligi sifatida amper-metr kvadrat $A \cdot m^2$ qabul qilingan. Elementar zarracha, yadro, atom va molekullarning magnit momentini atom yoki yadroviy μ_{ya} Bor magnetoni deb ataluvchi maxsus birlikda oʻlchanadi:

$$\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} A \cdot m^2 (J / Tl)$$

$$\mu_{ya} = 0,505 \cdot 10^{26} A \cdot m^2 (j / Tl)$$



16.1- rasm.

(16.3) munosabatdan magnit maydonining kuch xarakteristikasi — magnit induksiyasi B ni kiritish uchun foydalaniladi.

Maydonning biror nuqtasidagi magnit induksiya son jihatidan bir jinsli magnit maydonidagi tokli ramkaga ta'sir qiluvchi maksimal kuch momentining shu ramka magnit momentining nisbatiga teng:

$$B = M_{\max} / P_m \quad (16.4)$$

B vektorning yo'nalishi konturining turg'un muvozanat P_m holdagi vektoriga mos keladi. 16.2-rasmda tokli ramkaning B induksiyali magnit maydonda maksimal (a) va nol (b) kuch momentlariga mos vaziyatlari ko'rsatilgan. Oxirgi hol turg'un vaziyatga tegishlidir B va P_m vektorlar kollinearidir. Magnit induksiya birligi tesla (Tl):

$$1Tl = \frac{1H \cdot m}{1A \cdot m^2} = 1H / (A \cdot m)$$

Shunday qilib, magnit induksiya 1 Tl bo'lgan maydonda, magnit momenti $1A/m^2$ bo'lgan konturga $1n/m$ maksimal kuch momenti ta'sir qiladi.

Magnit maydoni grafik ravishda magnit induksiya chizig'i yordamida tasvirlanadi, bu chiziqqa o'tkazilgan urinma B vektorning yo'nalishini ko'rsatadi. Chiziqning quyuqligi, ya'ni unga perpendikular joylashgan birlik yuzadan o'tuvchi chiziqlar soni B vektorning qiymatiga teng. Magnit induksiya chiziqlari berk bo'lib, uning boshi ham, oxiri ham yo'q. Bunday maydonlar uyurmali maydonlar deyiladi. Istalgan kontur bo'yicha magnit induksiya vektorining sirkulatsiyasi nolga teng emas:

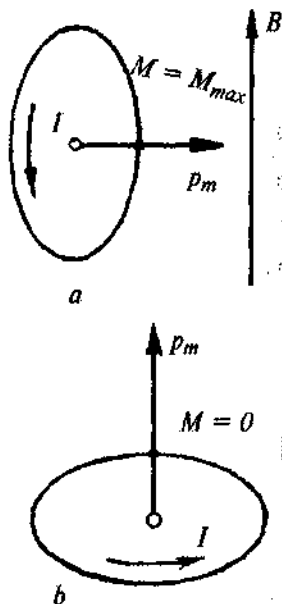
$$\oint B_i dl \neq 0 \quad (16.5)$$

B induksiyali magnit maydonining bir jinsli sohasidagi birorta S yuzani ko'rib chiqamiz (16.3-rasm)*. Bu yuza orqali magnit induksiya chiziqlarini o'tkazamiz. Uning chiziqlariga perpendikular bo'lgan tekislikka proyeksiyasi S_0 ga teng. S va S_0 ni kesib o'tuvchi chiziqlar soni bir xil. Chiziqlar quyuqligi B ning qiymatiga mos bo'lgani uchun yuzalar ichiga kiruvchi chiziqlarning umumiy soni

$$\Phi = BS_0 \quad (16.6)$$

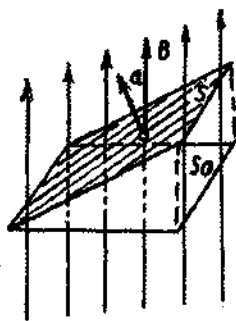
ga teng. 16.3-rasmdan $S_0 = S \cos \alpha$ ekanligi ko'rinadi, bundan

$$\Phi = BS \cos \alpha \text{ yoki } \Phi = BnS_0 \quad (16.7)$$

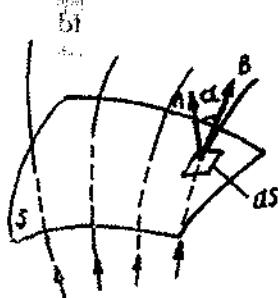


16.2- rasm.

* B chiziq yopiq bo'lgani uchun magnit maydoni cheksiz bir jinsli bo'lishi mumkin emas.



16.3- rasm.



16.4- rasm.

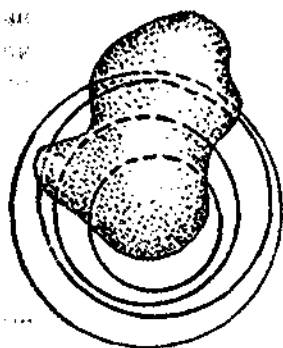
bu yerda $B_n = B \cos \alpha$ vektor B ning yuzaga o'tkazilgan normal yo'nalishiga tushirilgan proyeksiyasi, Φ — magnit oqim.

Umumiyroq holda, masalan, bir jinsli bo'lmagan magnit maydoni, sirt esa yassi yuzacha bo'lmaganda (16.4- rasm) Φ — magnit oqim shunda ham sirtga kiruvchi magnit induksiya chiziqlarining soniga teng.

(16.6)ga muvofiq magnit oqimning o'lchov birligi *Veber* (Vb) hisoblanadi:

$$1Vb = 1Tl \cdot m^2.$$

(16.7) formuladan ko'rinadiki, oqim ham manfiy ($\cos \alpha < 0$) ham ($\cos \alpha > 0$) bo'lishi mumkin. Shunga ko'ra, yopiq sirtidan chiquvchi magnit induksiya chiziqlarini musbat sirtga kiruvchilarini manfiy deb hisoblanadi. Magnit induksiya chiziqlari



16.5- rasm.

berk bo'lgani uchun yopiq sirtidan o'tuvchi magnit oqim nolga teng (16.5- rasm).

16.2-§. AMPER QONUNI. TOKLI KONTURNING MAGNIT MAYDONIDAGI ENERGIYASI

Magnit maydoni namoyon bo'lishining eng asosiysi uning harakatdagi elektr zaryadlariga va toklarga kuch bilan ta'sir etishidir. Juda ko'p tajriba dalillarini umumlashtirish natijasida A. Amper shu kuch ta'sirini aniqlovchi qonun yaratdi.

Bu qonun magnit maydoniga joylashgan, tokli har xil konturlarga ta'sir qiladigan kuchni hisoblashga imkon beruvchi differensial ko'rinishda keltiramiz.

Magnit maydonidagi o'tkazgichda yetarli darajada kichik bo'lgan dl qismini ajratamiz; bu qismini tok oqqan tomonga yo'nalgan vektor deb hisoblaymiz (16.6 rasm). Jdl ko'paytma tok elementi deyiladi. Magnit maydoni tomonidan tok elementiga ta'sir qiluvchi kuch,

$$dF = kIB \sin \beta \cdot dl \quad (16.8)$$

bu yerda k proporsionallik koeffitsiyenti; SI da $k = 1$, shuning uchun

$$dF = IB \sin \beta dl \quad (16.9)$$

yoki vektor ko'rishida

$$dF = Idl \times B \quad (16.10)$$

Bu tenglamani integrallab, o'tkazgichning l qismiga magnit maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchni topamiz:

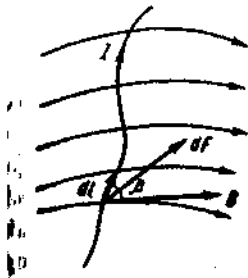
$$F = I \int dl \times B \quad (16.11)$$

(16.8)–(16.10) munosabat Amper qonunini ifodalaydi. (16.10) formulaning qo'llanilishiga ba'zi misollarni ko'rib chiqamiz.

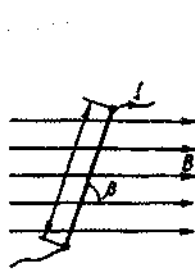
1. l tokli o'tkazgichning l uzunlikdagi to'g'ri chiziqli qismi bir jinsli magnit maydonida B magnit induksiyaga β burchak ostida joylashgan (16.7- rasm). Magnit maydoni tomonidan o'tkazgichning bu qismiga ta'sir qiluvchi kuchni topish uchun (16.11) ni integrallab,

$$F = IBl \sin \beta \quad (16.12)$$

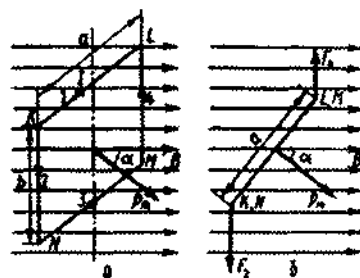
ni topamiz.



16.6- rasm.



16.7- rasm.



16.8- rasm.

2. Induksiyasi B bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga KLMN tokli to'g'riburchak ramka qo'yilgan (16.8- a rasm). Ramka tomonlarini raqamlab, ularga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchni F_1, F_2, F_3, F_4 bilan belgilaymiz.

Tegishli tomonlarning o'rtasiga qo'yilgan F_1 va F_2 kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan va (16.12) formula bo'yicha tengdir. $F_2 = Ibb$ va $F_1 = Ibb$ kuch esa kuchlar juftini hosil qiladi, uning momenti (16.8- b rasm):

$$M = Ibb(a/2) \sin \alpha + Ibb(a/2) \sin \alpha = Ibb \sin \alpha \quad (16.13)$$

U teng. $Iba = IS = P_m$ bo'lgani uchun, (16.13)dan

$$M = p_m B \sin \alpha \quad (16.14)$$

U ega bo'lamiz yoki vektor ko'rishida

$$M = p_m \times B \quad (16.15)$$

Haqiqatda mana shu bog'lanish asosida 16.1- §da magnit induksiya kiritilgan edi.

Tokli konturni ko'chirish yoki uning shaklini o'zgartirish vaqtida magnit maydoni bajaradigan ishni Amper qonuniga asosan hisoblaymiz. 16.8- b rasmdan ko'rinadiki, F_2 va F_4 kuch musbat ish bajarganda (ramkaning soat strelkasi harakatiga teskari aylanishida) α burchak kamayadi ($d\alpha < 0$), shuning uchun ramka aylanish vaqtidagi ish (5.13)ga qarang).

$dA = Md\alpha$ yoki (16.14)ni hisobga olsak:

$$dA = -BIm \sin \alpha d\alpha = -IBS\alpha d\alpha \quad (16.16)$$

(elementar $d\alpha$ burilishda tok kuchi o'zgarmaydi deb hisoblaymiz). (16.7)ni differensiallab,

$$d\Phi = -BS \sin \alpha d\alpha \quad (16.17)$$

ni hosil qilamiz.

(16.16) va (16.17)ni taqqoslab,

$$dA = Id\Phi$$

ga ega bo'lamiz. Bu tenglikni integrallab, magnit maydoni kuchlarining tokli konturini maydonda ko'chirgan yoki deformatsiyalagan vaqtda bajaradigan ishini topamiz:

$$A = \int Id\Phi \quad (16.18)$$

Maydon kuchlari tomonidan ish bajarilishi tokli kontur energiyasining o'zgarishini bildiradi. Bu konturning harakati (kinetik energiya) bilan bog'liq (yoki uning holatini o'zgarishi (potensial energiya) bo'lgan energiya o'zgarishi mumkin. Ushbu holda kontur tezlanish olmaydi, shunga ko'ra magnit maydonida uning faqat potensial energiyasi o'zgaradi. Ish energiyaning bir jismdan boshqasiga uzatilish o'lchovidir. Shuning uchun maydon kuchlarining bajaradigan ishi, magnit maydonida tokli kontur ishining teskari ishorasi bilan olingan elementar ish o'zgarishiga teng:

$dA = -dE_n$ ni nazarda tutsak:

$$dE_n = p_m B \sin \alpha d\alpha \quad (16.19)$$

deb yozish mumkin. Bu ifodani integrallab,

$$E_n = -p_m B \cos \alpha + \text{const} \quad (16.20)$$

ni olamiz. $\alpha = \pi/2$ bo'lganda $E_n = 0$ shartdan foydalanib, tenglamadagi doimiylikni topamiz, natijada

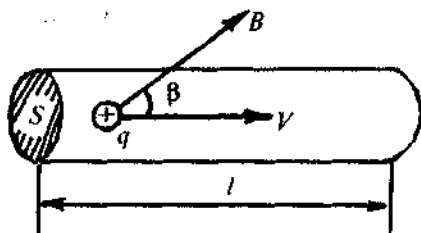
$$E_n = -p_m B \cos \alpha \quad (16.21)$$

bo'ladi. (16.21) formuladan ko'rinadiki, konturning potensial energiyasi turg'un muvozanatda ($\alpha = 0$) minimal; turg'unmas muvozanatda esa maksimal: $E_n = p_m B$ bo'ladi.

16.3-§. MAGNIT MAYDONINING HARAKATLANUVCHI ELEKTR ZARYADGA TA'SIRI. LORENS KUCHI

Magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga Amper qonuniga muvofiq ta'sir etuvchi kuch uning bu tokni vujudga keltiruvchi harakatli zaryadlarga ta'sir etishining natijasidir.

B induksiyali magnit maydonida joylashgan J tokli /uzunlikdagi silindrik o'tkazgichni ko'rib chiqamiz (16.9-rasm). Biror musbat q zaryadning yo'nalgan harakat tezligi V ga teng. Harakatlanuvchi ayrim zaryadga ta'sir etuvchi F kuch tokli o'tkazgichga qo'yilgan kuchning undagi tok tashuvchilarning N umumiy soniga nisbati bilan aniqlanadi:



16.9- rasm.

$$f_l = F / N \quad (16.22)$$

(16.22) dan foydalanib va tok kuchi $J = jS$ deb hisoblab,

$$F = jSBl \sin \beta$$

deb yozamiz. Bunda tok zichligi. (15.1) j ni hisobga olsak, unda

$$F = jSBl \sin \beta = qnvSBl \sin \beta \quad (16.23)$$

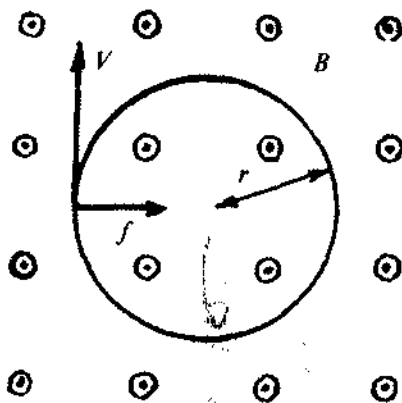
ni hosil qilamiz, bunda $n = N / (Sl)$ zarrachalar konsentratsiyasi. (16.23)ni (16.22)ga qo'yib, harakatlanayotgan ayrim elektr zaryadiga magnit maydoni tomonidan ta'sir etuvchi Lorens kuchi deb ataluvchi kuchni hosil qilamiz:

$$f_l = \frac{qNvSBl \sin \beta}{SN} = qvB \sin \beta \quad (16.24)$$

(16.24) tenglamani vektor ko'rinishda yozib, Lorens kuchining yo'nalishini aniqlash mumkin:

$$f_j = qv \times B \quad (16.25)$$

(16.25)dan ko'rinadiki, bu kuch doimo v va B vektor yotgan tekislikka perpendikular bo'ladi. Mexanikadan ma'lumki, agar kuch tezlikka perpendikular bo'lsa, unda u tezlikning yo'nalishini o'zgartirib, qiymatini o'zgartirmaydi. Demak, Lorens kuchi harakatlanuvchi zaryad kinetik energiyasini o'zgartirmaydi va ish ham



16.10- rasm.

bajarmaydi. Agar zaryad magnit maydoniga nisbatan qo'zg'almas bo'lsa yoki uning tezligi magnit induksiya vektoriga parallel (antiparallel) bo'lsa, u holda Lorens kuchi nolga teng bo'ladi. Uning yo'nalishi (16.25)ga qarang) zaryadning ishorasiga bog'liq bo'ladi.

Induksiyasi B bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga V tezlik bilan musbat zaryadli zarracha uchib kirsin deydik (16.10- rasm). Unga Lorens f_L kuchi ta'sir qiladi, bu kuch markazga intilma tezlanishni hosil qiladi va Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra:

$$mv^2 / r = qvB \quad (16.26)$$

bo'ladi, bu yerda q va m zarracha zaryadli va massasi, r uning harakat trayektoriyasining radiusi. (16.26)dan:

$$r = mv / qB \quad (16.27)$$

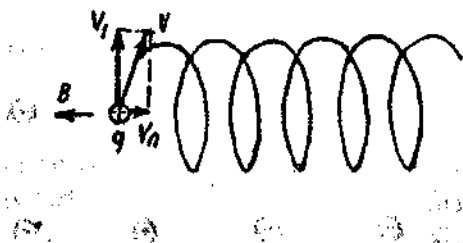
ni topamiz. Bundan trayektoriya radiusining o'zgarishligi, trayektoriyaning o'zi esa aylana ekanligi kelib chiqadi.

(16.27)dan foydalanib va zarracha tezligining qiymati o'zgarmaydi deb hisoblab, uning aylana bo'yicha aylanish davrini topamiz:

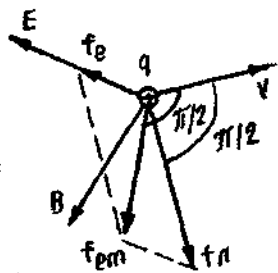
$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{(q/m)B} \quad (16.28)$$

q/m nisbat zarrachaning solishtirma zaryadi deyiladi. Uning magnit maydonida aylanish davri (16.28)ga qarang) aylana radiusiga va tezlikka bog'liq bo'lmasdan, faqat magnit induksiya va solishtirma zaryad orqali aniqlanadi. Bu xususiyatdan zaryadli zarrachalarni tezlatgichida — siklotronida foydalaniladi.

B vektor bilan ixtiyoriy burchak hosil qilib bir jinsli magnit maydoniga V tezlik bilan uchib kiruvchi zaryadli zarracha trayektoriyasining shaklini tasvirlash uchun vektorni magnit maydoni magnit induksiya vektor bo'yicha va unga perpendikular yo'nalgan $V_{||}$ va V_{\perp} ikkita tashkil etuvchilar ajratamiz (16.11- rasm). Zarracha magnit maydonida harakatlanganda $V_{||}$ tashkil etuvchi o'zgarmas bo'lib qoladi, zarrachaga ta'sir etuvchi Lorens kuchi V_{\perp} ning yo'nalishini o'zgartiradi. Bu kuch ta'sirida zarracha aylana bo'ylab harakatlanadi. Shunday qilib, harakat



16.11- rasm.



16.12- rasm.

trayektoriyasi vintsimon chiziq shaklida bo'ladi, ya'ni aylana bo'yicha aylanish bilan birga maydon bo'ylab tezlikli ko'chish ham ro'y beradi.

Agar harakatdagi zaryadli q zarrachaga maydon kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydoni va magnit induksiyasi B bo'lgan magnit maydoni ta'sir etsa (16.12-rasm), u holda natijalovchi kuch

$$f_{em} = f_e + f_l = qE + qv \times B \quad (16.29)$$

ga teng bo'ladi.

Ko'pgina (ossillograf, televizor, elektron mikroskop kabi) sistemalarda elektronlarni yoki boshqa zaryadlangan zarrachalarni ularga elektr va magnit maydoni ta'sir ettirib boshqariladi. Bu holda (16.29) ifoda asosiy hisoblash formulasi bo'lib qoladi.

16.4-§. ZARRACHALARNING SOLISHTIRMA ZARYADINI TAJRIBA USULIDA ANIQLASH

Zarrachalar solishtirma zaryadini o'lchash atomlar yoki molekular massasini va moddaning izotop tarkibini aniqlashga imkon beradi. Bu maqsadda ishlatiladigan qurilmalardan birining (16.13-rasm) ishlash qonuniyatini ko'rib chiqamiz. Ishoralari bir xil bo'lgan ionlar oqimi elektr va magnit maydoni orqali uchib o'tadi (magnit maydoni hamma joyda o'quvchidan chizma tekisligiga perpendikular yo'nalgan bo'ladi). E va B qiymatlar shunday tanlanadiki, maydon q zaryadga moduli teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgan kuchlar bilan ta'sir etadi: $f_e = f_l$

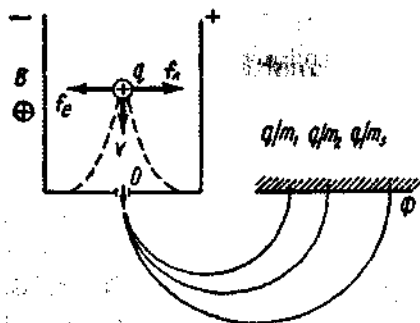
yoki $qE = qvB$ bundan

$$v = E / B \quad (16.30)$$

Tezligi (16.30) shartni qanoatlantiradigan ba'zi ionlar maydon ta'sirida og'ishmay 0 teshikdan o'tilib chiqadi, boshqalari esa og'ib (rasmda punktir chiziqlar) ushlanib qoladi.

Shunday qilib, (16.13-rasm)da tasvirlangan qurilmaning qismi tezlik selektori bo'ladi: E yoki B ni o'zgartirib ionlar dastasidan tezligi (16.30) shart bilan aniqlanadigan guruhlarni ajratib olish mumkin. Tezlikning birmuncha tarqoqligiga 0 teshikning kengligi sabab bo'ladi.

Tezlik selektoridan uchib chiqqan ionlar B induksiyali bir jinsli magnit maydoniga tushadi. Ular yarim aylana trayektoriya bo'yicha uchib Φ foto-plastinkaning turli joylarida — solish-



16.13-rasm.

tirma zaryadiga muvofiq iz qoldiradi. Fotoplastinkaning turli joylariga tushgan ionlarning solishtirma zaryadini (16.27) formula bo'yicha hisoblash mumkin:

$$q/m = v/(rB) \quad (16.31)$$

Plastinka ochiltirgichga solib ko'rilganda uning yuzida (ion tushgan joyda) qoramtir chiziq yoki dog' paydo bo'ladi, shuning uchun: birinchidan, muayyan q/m solishtirma zaryadli yoki m massali ionning mavjudligi to'g'risidagi faktni aniqlash va ikkinchidan chiziqning intensivligiga asoslanib u yoki bu qiymatga ega bo'lgan solishtirma zaryadli ionlarning hissasini bilish mumkin.

Ko'rib chiqilgan asbob mass-spektrografning bir turidir. Ajratilgan ionlar ba'zan toki bo'yicha qayd qilinadi, asbobning bunday variantiga mass-spektrometr deyiladi. Mass-spektrograf va mass-spektrometr moddalarning izotop tarkibini aniqlash uchun ishlatiladi.

16.5-§. MAGNIT MAYDONINING KUCHLANGANLIGI. BIO-SAVAR-LAPLAS QONUNI VA UNING QO'LLANILISHI

Magnit induksiyasi tushunchasidan foydalanganimiz uchun bu xarakteristikani magnit maydonning biror muhitdagi konfiguratsiya va toklar qiymatiga bog'liq bo'lgani holda hisoblash zaruriyati tug'iladi. Bunday masala magnit maydonining kuchlanganligi degan yordamchi fizik tushunchaga olib keladi.

Qandaydir A nuqtada I tokli kontur (16.14- rasm) tomonidan magnit maydon hosil qilingan bo'lsin. Agar butun fazo nisbiy magnit singdiruvchanligi μ_1 bo'lgan modda bilan to'ldirilgan bo'lsa, A nuqtaning magnit induksiyasi B_1 bo'ladi, uni, masalan, magnit sinash ramkasi yordamida o'lchash mumkin.

Fazoning hammasi nisbiy magnit singdiruvchanligi μ_2 bo'lgan boshqa modda bilan to'ldirilsa, A nuqtadagi I magnit induksiya B_2 bo'ladi. Fazoni turli moddalar bilan to'ldirib ushbu tajribani davom ettirish natijasida, magnit doimiylik, absolut (magnit singdiruvchanlik) nisbatan barcha hollarda bir xil bo'lishiga ishonch hosil qilish mumkin:

$$B_1\mu_1 = B_2/\mu_2 = \dots = B/\mu \quad (16.32)$$

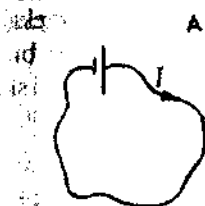
Ushbu nisbat magnit maydonining kuchlanganligi deyiladi:

$$H = B/\mu = B/(\mu_r\mu_0) \quad (16.33)$$

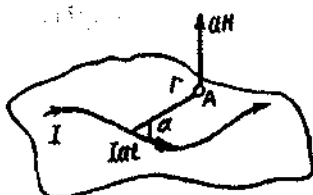
U muhit xossasiga bog'liq emas, faqat kontur bo'yicha oquvchi tok va tajriba geometriyasi; kontur shakli va uning A nuqtaga nisbatan joylanishi bilan aniqlanadi. H va B vektorlarning yo'nalishi bir xil bo'ladi.

Doimiy tok hosil qilgan magnit maydonining kuchlanganligini Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib hisoblash mumkin.

Bu qonunni J.B.Bio va F.Savar turli shakldagi toklarning magnit strelkasiga ta'sirini tekshirib tajriba yo'li bilan aniqlagan. P.S.Laplas esa Bio va Savar olgan



16.14- rasm.



16.15- rasm.

dalillarni analiz qilib, istalgan har qanday tokning magnit maydon kuchlanganligi u tokni hosil qiluvchi ayrim elementar maydon kuchlanganligining yig'indisidan iborat ekanligini topdi.

Birorta I tokli o'tkazgichni olib, Idl tok elementini ajratib, undan A nuqtaga radius-vektor r ni o'tkazamiz (16.15- rasm, α - dl va r vektorlar orasidagi burchak). Tok elementi A nuqtada magnit maydonini hosil qiladi, uning Bio-Savar-Laplas qonuni bo'yicha aniqlanadigan elementar kuchlanganligi:

$$dH = k \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (16.34)$$

bu yerda R o'lchov birligining tanlanishiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsiyenti $k = 1/(4\pi)$ shuning uchun

$$dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2} \quad (16.35)$$

yoki vektor shaklida:

$$dH = \frac{I}{4\pi r^3} dl \times r \quad (16.36)$$

(16.36)dan vektorlar ko'paytmasining umumiy qoidasiga ko'ra, dH ning dl va r vektorlar yotgan tekislikka perpendikular yo'nalganligi ko'rinib turibdi (16.15- rasmga qarang).

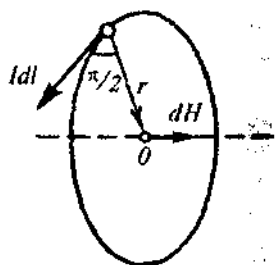
(16.36)ni integrallab, tokli kontur yoki shu konturning bir qismi hosil qilgan magnit maydonining kuchlanganligini topamiz:

$$H = \frac{1}{4\pi} \int \frac{dl \times r}{r^3} \quad (16.37)$$

Doiraviy tok markazidagi magnit maydoni

Aylana shaklidagi o'tkazgichda oquvchi tokka doiraviy tok deyiladi. Bunday tokka aylana bo'ylab harakatlanuvchi elektr zaryadi ham mos keladi.

Doiraviy tokdan tok elementini ajratib, uning aylana markazi O nuqtada dH magnit maydonini hosil qilgan elementar dH kuchlanganligining yo'nalishini ko'rsatamiz (16.16- rasm).



16.16- rasm.

Istalgan tok elementi uchun vektor tok tekisligiga perpendikular bo'lgan punktir chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'ladi, shuning uchun (16.37)ni skalyar shaklda yozish mumkin:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int \frac{\sin \alpha dl}{r^2}$$

$\sin \alpha = 1$, $r = \text{const}$ ekanligini hisobga olib, magnit maydonining doiraviy tok markazidagi kuchlanganligi uchun:

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_0^{2\pi r} dl = \frac{I}{2r} \quad (16.38)$$

ifodani olamiz.

Bu bog'lanishni magnit maydoni kuchlanganligining o'lchov birligi ampermetr (A/m) ni aniqlash uchun ishlatish mumkin. Bu birlik diametri 1 m ga teng bo'lgan aylana bo'yicha 1 A tok oqib turganda doiraviy tok markazida hosil bo'ladigan kuchlanganlikdir.

Magnit maydonining kuchlanganligini va muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligini bilgan holda, magnit induksiyani topish mumkin:

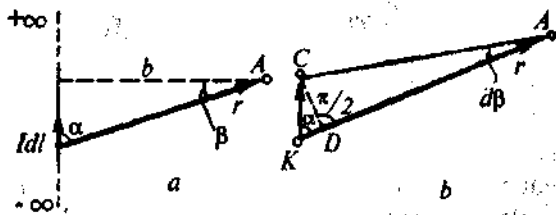
$$B = \mu_r \mu_0 H = \mu_r \mu_0 I / (2r) \quad (16.39)$$

Tokli cheksiz to'g'ri chiziqli o'tkazgichning magnit maydoni.

Birmuncha abstraksiyalangan holda cheklanmagan to'g'ri chiziqli tokli o'tkazgichni ko'rib chiqamiz (16.17- a rasm) Idl tok elementini ajratib olib, o'tkazgichdan / masofadagi nuqtaga r radius-vektor o'tkazamiz. dH vektor rasmni tekisligiga kitobxondan perpendikular yo'nalgandir.

Istalgan tok elementining A nuqtada hosil qilgan magnit maydonining elementar kuchlanganligi chizma tekisligiga perpendikular bo'ladi, shning uchun avvalgi misoldagidek (16.37)ni skalyar shaklda yozish mumkin:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \alpha dl}{r^2} \quad (16.40)$$



16.17- rasm.

Integral ostidagi ifodani unga faqat bitta o'zgaruvchi burchak kiradigan qilib o'zgartiramiz. 16.17- rasmidan:

$$r = b / \cos \beta \quad (16.41)$$

ni topamiz.

16.17- *b* rasmda *A* nuqtadan vektorning ko'rinish burchagi kattaroq masshtabda ko'rsatilgan. $\triangle CAD$ dan $|CD| = |CA| \cdot d\beta$ kelib chiqadi: chunki taqriban $|CA| = r$, $|CD| = r/d\beta$, $\triangle CDK$ dan $CD = dl \sin \alpha$ bo'ladi, demak, $rd\beta = dl \sin \alpha$ bo'ladi, bundan $dl = rd\beta \sin \alpha$, (16.41)ni oxirgi tenglikka qo'yib,

$$dl = d\beta \cos \alpha \quad (16.42)$$

ni olamiz. (16.42)ni hisobga olib, (16.40)ning shaklini o'zgartiramiz:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int \frac{\cos \beta \cos^2 \beta d\beta}{b^2 \cos^2 \beta} = \frac{I}{4\pi b} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \beta d\beta$$

integrallashning chegaralari burchakning chetki qiymatlariga teng: $\pm\pi/2$. Integrallab, tokli cheksiz to'g'ri chiziqli o'tkazgich tomonidan, undan masofa uzoqlikda yotgan, istalgan nuqtada hosil qilingan magnit maydonining kuchlanganligi uchun ifodani topamiz:

$$H = J/(2\pi b). \quad (16.43)$$

16.6-§. TO'LIQ TOK QONUNI. SOLENOID MAGNIT MAYDONINING KUCHLANGANLIGI

Bir qancha hollarda magnit maydonining kuchlanganligini aniqlash uchun Bio-Savar-Laplas qonuni bilan bir qatorda u bilan bog'liq bo'lgan to'liq tok qonunidan foydalanish maqsadga muvofiqdir.

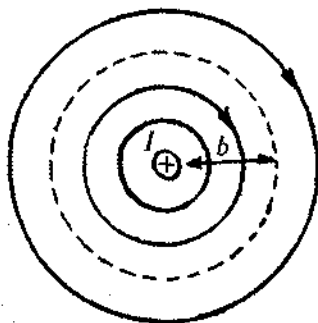
O'tkazgichga perpendikular bo'lgan tekislikda konsentrik aylanalar shaklida — tok cheksiz to'g'ri chiziqli o'tkazgich hosil qilgan magnit maydonining kuchlanganlik chiziqlarini chizamiz (16.18- rasm). Soddalashtirish maqsadida ixtiyoriy kontur sifatida *H* chiziqning biriga mos keluvchi *b* radiusli aylanani tanlab olamiz. Kontur va kuchlanganlik chizig'ining shakllari bir xil bo'lgani uchun

$$\oint H_1 dl = \oint H dl \quad (16.44)$$

ni yoza olamiz. Sirkulyatsiyani hisoblash uchun bunga (16.43) formulani qo'yamiz:

$$\oint H dl = \oint \frac{I}{2\pi b} dl = \frac{I}{2\pi b} \int_0^{2\pi b} dl = I, \text{ ya'ni}$$

$$\oint H_1 dl = I \quad (16.45)$$



16.18- rasm.

Bu magnit maydoni kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi bilan tokni bog'lovchi to'liq tok qonunidir.

Ancha murakkab hisoblash orqali (16.45) formulaning istalgan toklarni o'rab oladigan ixtiyoriy kontur uchun ham to'g'ri kelishini ko'rsatish mumkin.

Odatda bu qonun

$$\oint H_1 dl = \Sigma I_1 \quad (16.46)$$

shaklida yoziladi. Magnit maydoni kuchlanganlik vektorining kontur bo'yicha sirkulatsiyasi shu kontur o'rab olgan toklarning algebraik yig'indisiga teng.

Masalan, kontur uchta (16.19- rasm); 1- va 2-musbat, 3-manfiy toklarni o'rab olgan bo'lsa, mazkur hol uchun to'liq tok qonuni

$$\oint H_1 dl = I_1 + I_2 - I_3$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

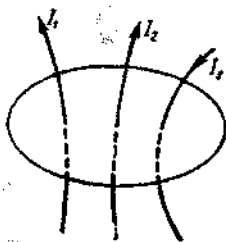
To'liq tok qonunini tatbiq etib, solenoid magnit maydonining kuchlanganligini topamiz (16.20- rasm; punktir bilan kuchlanganlik chiziqdari ko'rsatilgan).

Solenoid qancha uzun va qancha kichik diametrl bo'lsa, uning ichidagi magnit maydoni shuncha bir jinsli bo'ladi. Solenoid ichidagi maydonni bir jinsli, tashqarisidagi maydonni esa juda zaif deb hisoblaymiz. / solenoid uzunligi N o'ramlarining umumiy soni solenoidning uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar soni (o'ram chizligi) $n = N/l$ bo'lsin deylik. 16.20- rasmda birorta ixtiyoriy L konturni o'tkazib, undagi sirkulatsiyani hisoblaylik. Uning bir qismi / solenoid ichidagi H chizig'i bilan ustma-ust tushadi, ikkinchisi uning tashqarisidan o'tadi. Shunday qilib, sirkulatsiya ikkita integral yordamida berilishi mumkin:

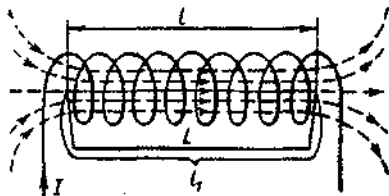
$$\oint H_1 dl = \int_I H_1 dl + \int_{I_1} H_1 dl \quad (16.47)$$

Solenoid ichida $H = H_1$ bo'lgani uchun $\int_I H_1 dl = Hl$ bo'ladi, solenoid

tashqarisida H kichik, shuning uchun $\int_{I_1} H_1 dl = 0$ va (16.47)dan $\oint H_1 dl = Hl$



16.19- rasm.



16.20- rasm.

ga ega bo'lamiz. To'liq tok qonuni (16.46)dan foydalanib, $Hl = \sum J_i = NJ$ ga ega bo'lamiz, bundan

$$H = J(N/l) = J_n \quad (16.48)$$

Bu solenoid magnit maydonining kuchlanganligi tok kuchi bilan, solenoidning uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar sonining ko'paytmasiga teng ekanini bildiradi.

16.7-§. MODDALARNING MAGNIT XOSSASI

Modda magnit maydoniga joylashtirilganda holati o'zgaradi. Bundan tashqari uning o'zi ham magnit maydoni manbai bo'lib qoladi. Shuning uchun barcha moddalarni magnetiklar deb atash qabul qilingan.

Magnetiklarning makroskopik farqlanishi ularning tuzilishiga bog'liq bo'lgani uchun elektron, yadro, atom va molekullarning magnit xarakteristikasini, shuningdek bu zarrachalarning magnit maydonida o'zini qanday tutishini ko'rib chiqish maqsadga muvofiqdir. Bunda fikrlashni klassik fizika chegarasida olib boramiz.

Shartli ravishda elektron atom ichida r radiusli doiraviy orbita bo'yicha tezlik bilan yadro atrofida tekis aylanadi, deb hisoblaymiz (16.21- rasm). Bunday harakat doiraviy tokka o'xshash bo'lib, P_{orb} orbital magnit moment bilan xarakterlanadi (elektromagnit zaryadlangan zarracha va uning harakati tok yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lganini unutmaslik kerak).

ν chastota bilan aylanadigan elektron harakatiga mos tok kuchi

$$I = e\nu \quad (16.49)$$

ga teng; bu yerda e elektron zaryadi. $\nu = v/(2\pi r)$ bo'lgani uchun

$$J = e\nu/(2\pi r) \quad (16.50)$$

U holda (16.2- §ga qarang)

$$P_{orb} = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2} \quad (16.51)$$

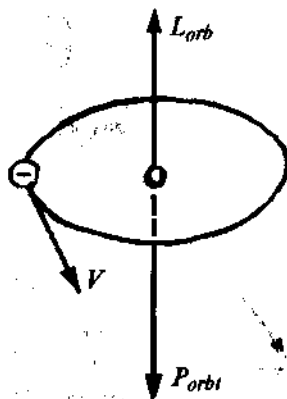
ga ega bo'lamiz.

Orbita bo'yicha aylanadigan elektron impuls momenti L_{orb} ga ega (16.21- rasm), bu moment (5.27) ga muvofiq

$$L_{orb} = m_e v r \quad (16.52)$$

ga teng, m — elektron massasi.

Zarracha magnit momentining uning impuls momentiga bo'lgan nisbati magnit mexanik nisbat deyiladi. (16.51)ni (16.52)ga bo'lib, elektron uchun orbital magnit mexanik nisbatni topamiz:



16.21- rasm.

$$G_{\text{orb}} = \frac{P_{\text{orb}}}{L_{\text{orb}}} = \frac{e}{2m_e} \quad (16.53)$$

Magnitomekanik nisbat *Lande faktori* g orqali ifodalanadi:

$$G_{\text{orb}} = g_{\text{orb}} \frac{e}{2m_e} \quad (g_{\text{orb}} = 1), \quad (16.54)$$

Elektron yana xususiy impuls momentiga ham ega, bu momentga *spin* deyiladi. Spinga spin magnit momenti mosdir.

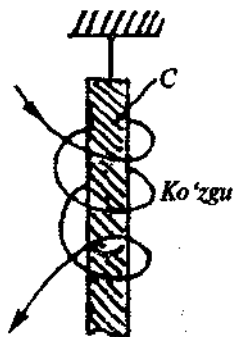
Spinli magnit mexanik nisbat orbital magnitomekanik nisbatdan ikki marta katta:

$$G_s = \frac{e}{m_e} = g_s \frac{e}{2m_e} \quad (g_s = 2), \quad (16.54 \text{ a})$$

(16.53) va (16.54 a) munosabatlar magnit va mexanik (impuls momenti) momentlar orasida juda aniq „qattiq“ bog‘lanish mavjudligini ko‘rsatadi, chunki m_e va e doimiy kattalikdir*, bu bog‘lanish magnit mexanik hodisalarda ro‘y beradi. Bunday hodisalardan birini 1915- yilda birinchi bo‘lib A. Eynshteyn va de Gaaz kuzatgan. Yengil sterjen C ingichka ip bilan solenoid ichiga osib qo‘yilgan (16.22- rasm).

Solenoid tok o‘tkazilganda magnit maydoni hosil bo‘ladi. Natijada elektronlarning magnit momenti tartib bilan joylashib qoladi. Bu esa impuls momentning ham tartibli oriyentatsiyalanishiga olib keladi. Natijada butun sterjen impulsiga ega bo‘ladi va buriladi. Buni ko‘zgudan qaytgan yorug‘lik shu‘lasining og‘ishidan ko‘rish mumkin.

Magnit mexanik hodisalar magnit mexanik nisbatini aniqlashga va shunga asosan, orbital yoki spin magnit momentining magnitlanish jarayonlaridagi roli to‘g‘risida xulosa chiqarishga imkon beradi. Masalan, Eynshteyn va de Gaaz tajribalari ferromagnit materiallarning magnitlanishi uchun elektronlarning spinli magnit momentlari sababli ekanini ko‘rsatadi.



Yadrolar, atomlar va molekulalar ham magnit momentiga ega. Molekulaning magnit momenti uni tashkil qilgan atomlar magnit momentining vektor yig‘indisidir.

Magnit maydoni magnit momentiga ega bo‘lgan zarrachalarning oriyentatsiyasiga ta‘sir qiladi, natijada modda magnitlanadi.

Moddaning magnitlanish darajasi magnitlanganlik vektori bilan xarakterlanadi.

16.22- rasm

* Bu yerda massa tezlikka bog‘liqligi orasidagi relyativistik bog‘lanish hisobga olinmaydi.

Bu vektorning o'rtacha qiymati magnetik hajmda joylashgan barcha zarrachalar magnet momentlarining yig'indisini $\sum p_{mi}$ shu hajmga bo'lgan nisbatiga teng:

$$J = \frac{\sum p_{mi}}{V} \quad (16.55)$$

Shunday qilib, magnitlanganlik-magnetik hajm birligining o'rtacha magnet momentidir. Magnitlanganlik birligi (A/m).

Magnetiklar asosan uchta sinfga bo'linadi: paramagnetiklar, diamagnetiklar va ferromagnetiklar. Ularning har birining o'ziga xos tipdagi magnetizmi mavjud: paramagnetizm, diamagnetizm va ferromagnetizm. Ularning tabiatini ko'rib chiqamiz.

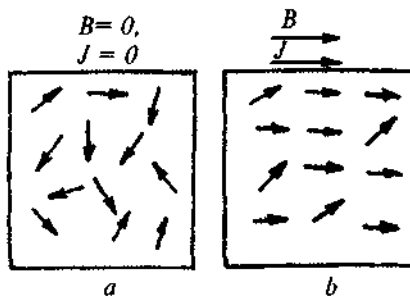
Paramagnetizmning klassik nazariyasiga muvofiq paramagnetiklarning molekullari noldan farqli magnet momentiga ega.

Magnet maydoni yo'qligida bu momentlar xaotik joylashadi va magnitlanganlik nolga teng bo'ladi (16.23- a rasm). Paramagnet jism magnet maydoniga joylashtirilganda molekullarning magnet momenti B — yo'nalishi bo'yicha ko'proq orientatsiyalanadi, buning natijasida $J \neq 0$ (16.23- b rasm).

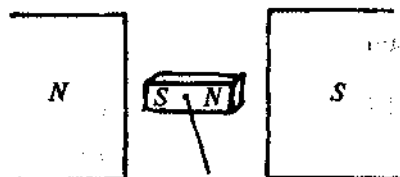
Magnet momentining tartiblanish darajasi magnet maydoni va molekular xaotik harakat kabi ikkita qarama-qarshi faktorga bog'liq, shuning uchun magnitlanganlik ham magnet induksiyaga, ham haroratga bog'liq bo'ladi.

Agar paramagnetikdan yasalgan sterjen vakuumda bir jinsli magnet maydonida osib qo'yilsa, muvozanat holatda u magnet induksiya chiziqlari bo'ylab joylashadi (16.24- rasm, ust-dan ko'rinishi), bu hol J ning B yo'nalishida orientatsiyalanishiga mos keladi. Paramagnetik hosil qilgan maydon tashqi magnet maydonni bir oz kuchaytiradi, shuning uchun natijaviy maydon induksiyasi B — paramagnet yo'qligidan maydon induksiyasi B_0 dan katta bo'ladi. $B > B_0$ bu paramagnetiklarning nisbiy magnet singdiruvchanligi birdan katta ($\mu_r > 1$) ekanlini bildiradi. Aluminii, kislorod, molibden va hokazolar paramagnetikdir.

Vakuumdagi bir jinsli bo'lmagan magnet maydonida paramagnet modda



16.23- rasm.



(Osilish nuqtasi)

16.24- rasm.

zarrachalari magnit induksiyasining qiymati kattaroq tomonga ko'chadi, go'yo „maydonga tortiladi“.

Diamagnetizm tabiatini tushuntirish birmuncha murakkab, shuning uchun avval bir mexanik hodisani ko'rib chiqish maqsadga muvofiqdir.

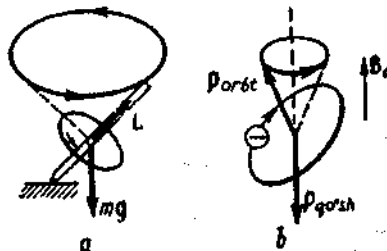
Kitobxon, shubhasiz, oddiy bolalar pildirog'i o'qining konussimon aylanma harakat qilishini kuzatgan bo'lsa kerak, bunday harakat protsessiya deyiladi (16.25- a rasm).

U L_{ob} impuls momentli aylanuvchi jisimga yiqituvchi kuch momenti ta'sir qilgan vaqtda vujudga keladi. Agar pildiroq aylanmasa, u og'irlik kuchi mg ta'sirida yiqilib ketardi, pildiroqning aylanishi esa protsessiyaga olib keladi.

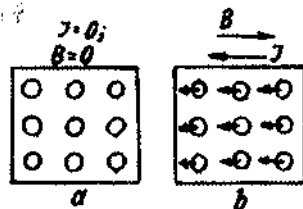
Magnit maydonidagi elektron orbitalarida ham shunga o'xshash hodisa yuz beradi. Orbita bo'yicha aylanuvchi elektron pildiroqqa o'xshash impuls momentiga ega, shuningdek orbital magnit momenti P_{ob} bilan ham xarakterlanadi. Shuning uchun unga tokli kontur kabi magnit maydoni tomonidan kuch momenti ta'sir etadi. Shunday qilib, elektron orbitasining yoki aylanuvchi elektronning protsessiyasi ro'y berishiga sharoit tug'iladi (16.25- b rasm). U elektronning, tashqi magnit maydoni B_0 induksiyasiga qarama-qarshi yo'naluvchi, qo'shimcha maydon kuchsizlanadi. Diamagnetizm ana shunday paydo bo'ladi.

Diamagnetizm barcha moddalarga mansubdir. Paramagnetiklardagi diamagnetizmni undan kuchliroq bo'lgan paramagnetizm qoplaydi. Agar molekullarning magnit momenti nolga teng yoki diamagnetizm paramagnetizmdan ustun keladigan darajada kichik bo'lsa, u holda bunday molekullardan iborat moddalar diamagnetik hisoblanadi. 16.26- rasmda magnit maydoni yo'qligidagi (a) va maydondagi (b) diamagnetikning molekullari sxematik ravishda ko'rsatilgan. Diamagnetiklarning magnitlanganlik vektori magnit induksiyasiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi, uning qiymati induksiya ortgan sari oshib boradi.

Diamagnetik hosil qilgan xususiy magnit maydoni tashqi maydonga teskari yo'nalgan bo'lgani uchun diamagnetik ichidagi magnit induksiya B maydon yo'qligidagi magnit induksiya dan kichik bo'ladi. ($B < B_0$) Demak,



16.25- rasm.



16.26- rasm.

diamagnetikning nisbiy magnit singdiruvchanligi birdan kichik ($\mu < 1$). Azot, vodorod, mis, suv va boshqa moddalar diamagnetiklardir.

Agar diamagnetikdan yasalgan sterjen vakuumba bir jinsli magnit maydonida osib qo'yilsa, muvozanat holda u magnit induksiya chiziqlariga perpendikular ravishda joylashadi (16.27- rasm, ustdan ko'rinishi).

Vakuumba bir jinsli magnit maydonida diamagnetik zarrachalar „maydondan itarilib chiqariladi“. Masalan, sham alangasi bunday maydonda og'adi (16.28- rasm). Yongan mahsulotlar diamagnit zarrachalardan iborat.



16.27- rasm.



16.28- rasm.

Bayon etilganlardan ma'lum bo'ldiki, moddalarning magnit xossalari molekular tuzilishiga bog'liq, shuning uchun magnit o'lchash uslubidan kimyoviy tekshirishda foydalaniladi. Fizik kimyoning maxsus bo'limi — magnitokimyo moddalarning magnit va kimyoviy xossalari orasidagi bog'lanishni o'rganadi.

Ferromagnetiklar paramagnetiklarga o'xshab, maydon bo'yicha yo'nalgan magnitlanganlik hosil qiladi, ularning nisbiy magnit sindiruvchanligi birdan katta ($\mu \ll 1$). Lekin ferromagnetizm paramagnetizmdan tubdan farq qiladi. Ferromagnit xossalari ayrim atomlarga yoki molekularlarga emas, balki kristall holatidagi ba'zi moddalarga mansubdir. Bu hodisani kvant nazariyasi tushuntirib beradi.

Kristall holidagi temir, nikel, kobalt va bu elementlarning o'zaro hamda boshqa noferromagnit birikmalar bilan hosil qilgan qotishmalari, shuningdek xrom va marganesning noferromagnit elementlar bilan hosil qilgan birikmalari ferromagnetik hisoblanadi.

Ferromagnetiklar magnitlanganligi faqat magnit induksiyaga bog'liq bo'lmasdan, ularning oldingi holatiga va namunaning magnit maydonida bo'lgan vaqtiga ham bog'liqdir. Moddaning ferromagnit xossalari ma'lum haroratdan past haroratda saqlanadi, bu harorat Kyuri nuqtasi deyiladi.

Tabiatda ferromagnetiklar ko'p bo'lmasa-da, texnika magnit materiallar sifatida asosan ulardan foydalaniladi. Bunga sabab ulardagi kuchli magnetizm, qoldiq magnitlanganlik va koersitiv kuchning mavjudligidadir.

Magnit maydonida ferromagnit jismlarga va doimiy manitga ta'sir etuvchi mexanik kuchlardan tabobatda foydalanilmoqda. Masalan, bolalarning ko'krak qafasini to'g'rilashda (Yu.F.Isakov, E.A.Stepanov va boshqalar), yo'g'on ichak

teshigidan oqib chiqadigan tashqi sun'iy moddalarni bartaraf qilish uchun magnit tiqinlar (V.D.Fedorov, T.S.Odaryuk va boshqalar), ferromagnit chang va qipiqnlarni ko'zdan chiqarib tashlashda va hokazo.

16.8-§. ORGANIZM TO'QIMALARINING MAGNIT XOSSALARI. MAGNITOBIOLOGIYANING FIZIK ASOSLARI

Organizm to'qimalari suvga o'xshab ma'lum darajada diamagnitdir. Biroq organizmda paramagnit moddalar, molekular va ionlar ham mavjud. Organizmda ferromagnit zarrachalar yo'q.

Organizmda hosil bo'ladigan biotoklar kuchsiz magnit maydonlarining manbaidir. Ba'zan bunday maydonning induksiyasini o'lchash mumkin.

Masalan, yurakning magnit maydoni induksiyasining vaqtga bog'liqligini yurak biotoklarining qayd qilish asosida diagnostika metodi — *magnitokardiografiya* yaratilgan.

Magnit induksiya tok kuchiga, tok kuchi (biotok) esa, Om qonuniga asosan kuchlanish (biopotensial)ga proporsional bo'lgani uchun umumiy holda, magnitkardiogramma elektrokardiorammaga o'xshashdir. Biroq magnitokardiografiya elektrokardiografiyadan farq qilib, kontaktsiz uslub hisoblanadi, chunki magnit maydoni biologik obyektidan maydon manбайдan bir qancha masofa narida ham qayd qilinishi mumkin. Magnit kardiografiyaning taraqqiyoti mumkin qadar kichik magnit maydonlarini o'lchash imkoniyatiga bog'liq (masalan, 20.1-§ga qarang).

Magnit maydoni o'z ichidagi biologik sistemalarga ta'sir qiladi. Bu ta'sirni biofizikaning *magnitobiologiya* deb ataluvchi bo'limi o'rganadi.

Bir jinsli bo'lmagan magnit maydonida drozofillarning o'lishi, doimiy magnit maydonida bo'lgandan so'ng hayvon va o'simliklarda morfologik o'zgarishlarning ro'y berishi, o'simliklarning magnit maydonida oriyentatsiyalanishi, magnit maydonining nerv sistemasiga va qon xarakteristikasining o'zgarishiga ta'siri va hokazo to'g'risida ma'lumotlar mavjud.

Barcha hollarda fizik va fizik-kimyoviy jarayonlarning birlamchiligi tabiiydir.

Molekulalarning oriyentatsiyasi, bir jinsli bo'lmagan magnit maydonida molekular yoki ionlar konsentratsiyasining o'zgarishi, biologik suyuqlik bilan birga harakatlanuvchi ionlarga kuch ta'siri (Lorens kuchi), magnit maydonida qo'zg'alish, elektr impulsining tarqalishi vaqtida hosil bo'luvchi *Xoll effekti* va hokazo shunday jarayonlardan bo'lishi mumkin.

Hozirgi vaqtda magnit maydonining biologik obyektga ta'sirining fizik tabiati hali aniqlangani yo'q. Bu masala tekshirish bosqichida turibdi.

O'n yettinchi bob

ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA.
MAGNIT MAYDONI ENERGIYASI

Oldingi bobda elektr va magnit hodisalar orasidagi bog'lanishning bir tomoni harakatlanuvchi elektr zaryadi magnit maydonining manbai ekanligi ko'rsatilgan edi. Bu bob bunday bog'lanishning boshqa tomoniga: o'zgaruvchan magnit maydoni elektr maydonini yaratishiga bag'ishlanadi. Buni ko'p yillik tinimsiz izlanishlardan so'ng 1831- yilda Faradey kashf etdi va elektromagnit induksiya hodisasi deb ataladi.

17.1-§. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYANING ASOSIY QONUNI

Konturga kirib boruvchi magnit oqimining har qanday o'zgarishi unda elektr magnit induksiyaning elektr yurituvchi kuchini hosil qiladi. B induksiyali magnit maydonida joylashgan to'g'ri to'rtburchak shaklidagi kontur, uzunligi l ga teng bo'lgan harakatlanuvchi qismga ega bo'lsin (17.1- rasm). Kontur bo'yicha tok oqqanda Amper kuchi F konturning harakatlanuvchi qismiga ta'sir qiladi va $u dt$ vaqtda dx masofaga ko'chadi. Shu vaqtda I tok manbaining bajargan ishi Joula-Lens qonuniga ko'ra isitish uchun va harakatlanuvchi qismning ko'chishi uchun sarflanadigan energiyaga teng:

$$\varepsilon Idt = I^2 Rdt + Fdx \quad (17.1)$$

bu yerda ε konturda tok hosil qiluvchi manbaning e.y.k; R — uning elektr qarshiligi.

Bu misolda tokning yo'nalishi B ga perpendikular bo'lgani uchun (17.1- rasm) doirachadagi x chiziq, B ning „bizdan“ chizma tekisligi orqasiga yo'nalgani bildiradi), u holda $F = Ibl$. Kuchning bu qiymatini (17.1)ga qo'yib

$$\varepsilon Idx = I^2 Rdt + Ibl dx$$

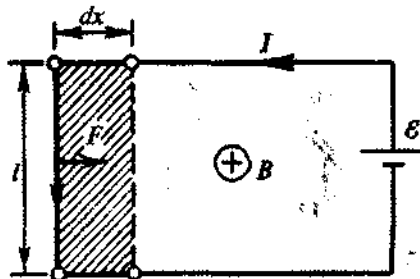
ga ega bo'lamiz. Tok kuchini doimiy deb hisoblash mumkin bo'lishi uchun dt ni yetarli darajada kichik deb tasavvur etiladi. Tenglamani I ga qisqartirsak:

$$\varepsilon dt = IRdt + Bldx \quad (17.2)$$

ni olamiz. Shakl o'zgartirishlar kiritamiz:

$$Bldx = Bds = d\Phi \quad (17.3)$$

bu yerda $dS = ldx$ (17.1- rasm) shtrixlangan yuz); $d\Phi$ va dS ga kirib boruvchi magnit oqimining o'zgarishi,



17.1- rasm.

tekshirilayotgan misolda u kontur o'lovining o'zgarishi tufayli yuzaga keladi. (17.3)ni (17.2)ga qo'yib;

$$\mathcal{E} dt = IR dt + d\Phi$$

ga ega bo'lamiz, bundan tokni ifodalaymiz:

$$I = \frac{E - d\Phi / dt}{R} \quad (17.4)$$

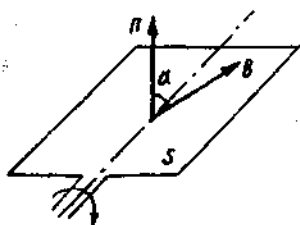
(17.4) tenglama butun zanjir uchun Om qonunini ifodalaydi. Tenglamaning o'ng tomonidagi kasrning surati konturda bo'lgan elektr yurituvchi kuchlarning algebraik yig'indisidir; \mathcal{E} manbaning e.y.k, \mathcal{E}_i konturga kirib boruvchi magnit oqimining o'zgarishi natijasida hosil bo'ladigan elektromagnit induksiyaning e.y.k. Shunday qilib,

$$\mathcal{E}_i = -d\Phi / dt \quad (17.5)$$

ga ega bo'lamiz. Bu elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni yoki Faradey qonunidir.

Garchi (17.5) formula xususiy misoldan chiqarilgan bo'lsa-da, u universaldir. Konturning ichiga kirib boruvchi magnit oqimi o'zgarganda (magnit maydonining vaqt davomida o'zgarishi, magnitni yaqinlashtirish va uzoqlashtirish, qo'shni konturda tokning o'zgarishi, berilgan konturning o'zida tokning o'zgarishi va hokazolarda) konturda hamisha elektr magnit induksiya e.y.k. paydo bo'ladi va u magnit oqimining o'zgarish tezligiga proporsional bo'ladi.

(17.5) ifodaga real konturni tashkil qilgan materiallarning hech bir xossasi kirmaydi, demak, elektromagnit induksiyaning e.y.k. bu xossalarga bog'liq emas*. Hatto xayolan tasavvur qilingan matematik konturda unga kirib boruvchi magnit oqimi o'zgarganda hosil bo'ladigan elektr yurituvchi kuch haqida gapirish mumkin. Bu hol magnit maydonining o'zgarishi elektr maydonini vujudga keltiradi deb hisoblashga asos bladi. Bunda real o'tkazuvchi konturda oquvchi tok elektr maydon natijasida hosil bo'ladi.



17.2- rasm.

Butun zanjir uchun Om qonunidan va elektr magnit induksiya qonunidan foydalanib, induksion tok uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \quad (17.6)$$

(17.6) dan tok kontur qarshilikka bog'liq ekanligi ko'rinib turibdi, ideal izolatordan yasalgan kontur zanjirida tok bo'lmaydi.

* Real konturni yasashda ishlatiladigan material, agar uning magnit singdiruvchanligi magnit maydoni induksiyasiga bog'liq bo'sa E. Yu. K. qiymatiga ta'sir qilishi mumkin. Bu yerda u hisobga olinmaydi.

Agar S yuzaga teng bo'lgan ramka B induksiya bir jinsli magnit maydonida ω burchak tezlik bilan aylansa (17.2- rasm), u holda (16.7) va (5.5)ga asosan, ramkaga kirib boruvchi magnit oqimining vaqt davomidagi o'zgarish qonunini yozish mumkin:

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t \quad (17.6)$$

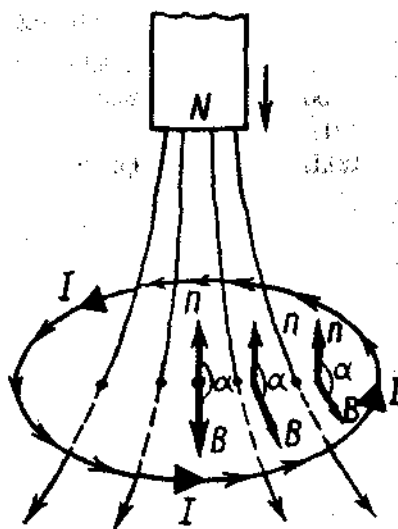
(17.6)dan mazkur hol uchun:

$$I = -\frac{1}{R} \frac{d}{dt} (BS \cos \omega t) = I_{\max} \sin \omega t. \quad (17.7)$$

Bu yerda $I = BS\omega/R$ tok amplitudasi (17.7) dan ko'rinadiki, bu holda ramkada o'zgaruvchan sinusoidal induksion tok hosil bo'ladi.

(17.6) formuladagi „—“ ishora Lens qoidasini aks ettiradi. Uni quyidagi misolda tushuntiramiz.

Konturga magnitning shimol qutbi yaqinlashayotgan bo'lsin (17.3- rasm). Konturni aylanib chiqishdagi yo'nalishni (rasmda kichik strelkalar bilan ko'rsatilgan) musbat deb olaylik, u holda kontur o'rab olgan yuzachaga o'tkazilgan normal tegishli yo'nalishga (o'ng vintli sistema olinadi) ega bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha α o'tmas burchak, demak [(16.7) ga qarang] magnit oqimi manfiy. * Magnit konturga yaqinlashganda magnit induksiya B ortadi, konturga kirib boruvchi magnit oqimining



17.3- rasm.

absolut qiymati o'sadi, biroq oqim manfiy bo'lgani uchun, $\Delta\Phi < 0$ va $\frac{d\Phi}{dt} < 0$ bo'ladi. (17.6) formula bo'yicha $I > 0$ bo'ladi. Demak, induksion tok yo'nalishi konturni aylanib chiqish yo'nalishiga mos keladi (17.3- rasmdagi yirik strelkalar), bu esa Lens qonuniga to'g'ri keladi. Elektr magnit induksiya tufayli o'tkazgichda ko'chirilgan zaryadini aniqlaymiz. Tok zaryadning vaqt bo'yicha olingan hosilasi bo'lgani uchun (17.6)ni hisobga olib,

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{yoki} \quad dq = -\frac{d\Phi}{R} \quad (17.8)$$

deb yozishimiz mumkin. Bu tenglikni integrallasak,

* (16.7) formulani bu yerda shartli ravishda qo'llash mumkin, chunki magnit maydoni bir jinsli emas.

$$\int_0^q dq = -\frac{1}{R} \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} d\Phi, \quad q = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R} = -\frac{\Delta\Phi}{R} \quad (17.9)$$

ni olamiz. Bundan elektr magnit induksiya tufayli, o'tkazgichda oquvchi zaryad konturga kirib boruvchi magnit oqimining o'zgarishiga va kontur qarshiligiga bog'liq ekanligi kelib chiqadi.

Bu bog'lanishdan, jumladan, konturda induksiyalanadigan elektr zaryadini qayd qiluvchi asboblarda yordamida magnit oqimini o'lchashda foydalaniladi.

17.2-§. O'ZARO INDUKSIYA

Bir konturda tok kuchi o'zgarganda ikkinchi konturda e.y.k.ning hosil bo'lishi *o'zaro induksiya* deyiladi. Bu elektromagnit induksiyaning xususiy holdir.

Ikki konturni I va II ni ko'rib chiqamiz (17.4- rasm). Agar kalit K ulansa, kontur I da tok I_1 oqadi, bu tok magnit maydonini hosil qiladi. Bu vaqtda kontur II ga magnit oqimi Φ_2 kirib boradi. U magnit induksiyaga proporsional, magnit induksiya esa magnit maydonini hosil qiluvchi tokka proporsional bo'ladi. Shuning uchun

$$\Phi_2 = M_{21} I_1 \quad (17.10)$$

bu yerda M_{21} har ikki konturning katta-kichikligiga va shakllariga, ularning o'zaro joylanish vaziyatlari va atrofda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsiyenti.

I va II konturning rolini almashtirib, xuddi shunga o'xshash mulohazalarni yuritish mumkin (bu 17.4- rasmda ko'rsatilmagan). Agar II konturda tok I_2 oqsa I konturga kirib boruvchi Φ_1 oqimini hosil qiladi, u holda

$$\Phi_1 = M_{12} I_2$$

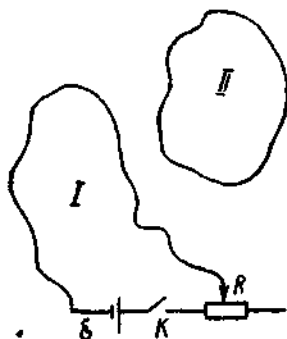
M_{12} va M_{21} koeffitsiyentlar bir xildir: $M_{12} = M_{21} = M$ bular o'zaro induktivlik deb ataladi va bu ikkala konturning xarakteristikasi hisoblanadi. O'zaro induktivlikning birligi *genri* (Gn) dir.

Ta'rifdan ko'rinishicha $1 \text{ Gn} = 1 \text{ Vb} / 1 \text{ A}$.

Bir konturda tok o'zgarsa, ikkinchi konturga kirib boruvchi magnit oqimi ham o'zgaradi va unda elektr magnit induksiyaning e.y.k. hosil bo'ladi. Elektr magnit induksiyaning asosiy qonunidan va (17.10) munosabatdan foydalanib, M ni o'zgarmas deb hisoblab:

$$\varepsilon_{i2} = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt} \quad (17.11)$$

ni yozishimiz mumkin. Shunga o'xshab birinchi konturda hosil bo'ladigan e.y.k. uchun:



17.4- rasm.

$$\mathcal{E}_{i1} = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -M \frac{dI_2}{dt} \quad (17.12)$$

(17.11) va (17.12) dan ko'rinishicha, o'zaro induksiyaning e.y.k. qo'shni konturdagi tok kuchining o'zgarish tezligiga va ikkala konturning o'zaro induktivligiga bog'liq.

17.3-§. O'ZINDUKSIYA

Konturdagi tok kuchi o'zgaranda shu konturning o'zida induksiya e.y.k. ning hosil bo'lishi o'zinduksiya deyiladi. Bu ham elektr magnit induksiyaning xususiy holdir.

(17.10)ga o'xshab bu holda ham konturda oquvchi tok kuchi bilan uni hosil qilgan va konturga kirib boruvchi magnit oqimi orasida bog'lanish mavjud, degan xulosa chiqarish mumkin:

$$\Phi = LI \quad (17.13)$$

bu yerda L — kontur induktivligi.

Induktivlik kontur o'lchamiga, shakliga va muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq. Induktivlikning o'lchov birligi o'zaro induktivlik o'lchov birligi kabi genridir.

Konturdagi tok kuchi o'zgaranda shu konturning ichiga kirib boruvchi magnit oqimi ham o'zgaradi, bu esa o'zinduksiya e.y.k. ning paydo bo'lishiga olib keladi. Elektr magnit induksiya asosiy qonunidan va (17.13) formuladan foydalanib, L ni o'zgarmas deb hisoblab, o'zinduksiya e.y.k. ning ifodasini yozamiz:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (17.14)$$

O'zinduksiya natijasida zanjirdagi tok kuchi bir onda o'zgarib qolmaydi. Buni misol (17.5- rasmda) yordamida tushuntiramiz.

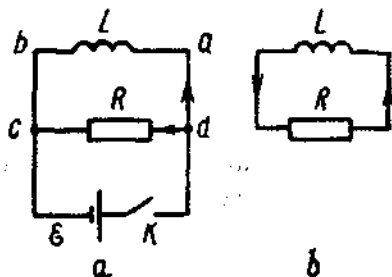
Manbaga induktivligi L katta, ammo kichik qarshilikli g'altak va qarshiligi R kichik rezistor parallel ravishda ulangan. Kalit k zanjirdan uzilganda (a) sxemaning yuqori qismi mustaqil kontur (b) bo'lib qoladi, undagi tok faqat o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchiga bog'liq.

Butun zanjir uchun Om qonuni va (17.14) formulaga asosan

$$IR = -L \frac{dI}{dt} \text{ yoki}$$

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \quad (17.15)$$

ni yozamiz. Dastlabki $t = 0$ momentga I_0



17.5- rasml.

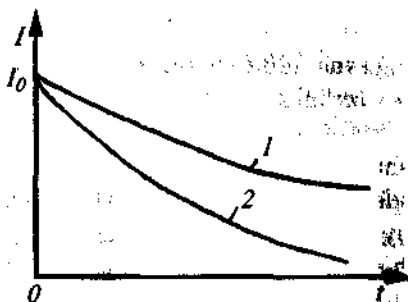
oraliq t momentga I tok kuchi mos keladi deb hisoblab, keyingi tenglikni integrallaymiz:

$$\int_0^t \frac{dt}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t. \quad (17.16)$$

Potentsirlasak,

$$I = I_0 e^{-(R/L)t} \quad (17.17)$$

ni olamiz. Demak, konturdagi (17.5- b rasm) tok kuchi birdaniga o'zgarmsdan eksponensial qonun bo'yicha o'zgaradi. Xuddi shuning uchun istalgan real zanjirni uzgan vaqtda o'chirgich (kluchatel) kontaktida uchqun yoki yoy paydo bo'ladi. 17.6- rasmda tok kuchining vaqt bilan bog'lanishi R/L^* nisbatning turli qiymatlari: $(R/L)_1 < (R/L)_2$ uchun ko'rsatilgan.



17.6- rasm.

Ko'rib chiqilganga o'xshash jarayonlar o'tish jarayonlari deyiladi. Ular bir ish tartibidan boshqasiga o'tganda elektr zanjirida vujudga keladi. Nazariy jihatdan (17.17) dan ko'rinadiki, bunday jarayon cheksiz davom etishi kerak. Lekin davomiylikni vaqt bilan baholash qabul qilingan (vaqt doimiysi τ). Bu vaqt ichida o'tish jarayonini xarakterlaydigan parametr (ko'rib o'tilgan misolda tok kuchi) e marta o'zgaradi.

Vaqt doimiyligi τ uchun munosabatni (17.17) dan olish mumkin. Agar I o'rniga $\frac{I_0}{e}$ ni, o'rniga τ ni qo'ysak;

$$I_0 / e = I_0 e^{-(R/L)\tau}$$

bundan $\tau = L/R$ (17.17 a) kelib chiqadi. O'tish jarayoni uchun $\tau_1 > \tau_2$ (17.6- rasm).

Pirovardida l uzunlikda, N ta o'ramga ega bo'lgan va ko'ndalang kesim yuzi S bo'lgan solenoidning induktivligini hisoblaymiz. (17.3) formuladan

$$L = \Phi / I \quad (17.18)$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerda I solenoid bo'yicha o'quvchi tok kuchi, uni (16.48) formuladan foydalanib quyidagicha yozamiz:

* *ab* qismidagi boshlang'ich tok kuchi *bc* qismidagi boshlang'ich tok kuchidan ancha katta deb faraz qilinganda 17.17- formula va 17.6- rasmdagi grafiklar haqqoniy bo'ladi. Kalit K uzilgandan *bc* qismidagi tokning yo'nalishi va kuchi o'zgaradi.

$$I = HI / N \quad (17.19)$$

Uning barcha N ta o'ramini kesib o'tuvchi magnit oqimi

$$\Phi = BSN = \mu_r \mu_0 HSN \quad (17.20)$$

(17.19) va (17.20)ni (17.18)ga qo'yib,

$$L \equiv \frac{\mu_r \mu_0 HSN^2}{HI} = \mu_r \mu_0 \frac{N^2 S}{l} \quad (17.21)$$

ga ega bo'lamiz. Bundan ko'rinib turibdiki, L kontur geometriyasiga (N , S , l) va atrof-muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi μ_r ga bog'liq ekan.

(17.21)ning surat va mahrajini solenoid uzunligi l ga ko'paytirsak va solenoid hajmi $V = Sl$, $n = N/l$ ekanligini hisobga olsak:

$$L = \mu_r \mu_0 n^2 V \quad (17.22)$$

ga ega bo'lamiz.

μ_r ning o'lchov birligi *metr genri* (gn/m) ekanini (17.22) formuladan aniqlash oson.

17.4-§. UYURMAVIY TOKLAR

Metall detallar, elektrolitlar eritmalari, biologik organlar kabi butunlay o'tkazuvchi jismlarda yopiq induksion tokning (uyurma toklar yoki Fuko toklari) hosil bo'lishi elektr magnit induksiyaning namoyon bo'lishi hollaridan biridir.

O'tkazuvchi jismning magnit maydonida ko'chishi, vaqt davomida maydon induksiyasining o'zgarishi yoki, shuningdek, ikkala faktorning baravar ta'siri natijasida uyurma tok hosil bo'ladi. (17.6)dan ko'rinadiki, uyurmaviy toklarning intensivligi jismning elektr qarshiligiga, demak, solishtirma qarshiligi va o'lchoviga, shuningdek magnit oqimining o'zgarish tezligiga bog'liq.

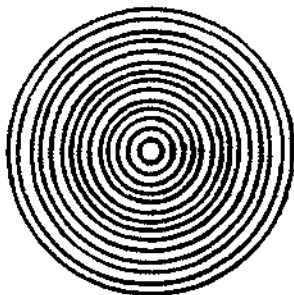
Uyurmaviy tokdan foydalanishga doir ba'zi misollarni ko'rsatib o'tamiz.

Uyurmaviy tok Joule-Lens qonuniga muvofiq o'tkazgichlarning isishini yuzaga keltiradi, bundan metallarni maxsus pechlarda eritish va o'tkazuvchi jismlar sirtini sirtiy toblash maqsadida qizdirish uchun foydalaniladi.

Fizioterapiyada odam tanasining ayrim qismlarini uyurma tok bilan qizdirishda induktotermiya deb ataladigan davolash muolajalari belgilanadi (19.3-§ga qarang).

Harakatlanayotgan o'tkazgichlarda vujudga keladigan uyurma tokning magnit maydoni bilan o'zaro ta'siri natijasida o'tkazgichning tomrozlanishi yuzaga keladi. Bundan, masalan, strelkali elektr o'lchov asboblari, ularning ko'rsatishini yanada tezroq sanash maqsadida harakat qismlarini tormozlash uchun foydalaniladi.

Ba'zan uyurma tok ta'siri keraksiz bo'ladi. Jumladan, transformator o'zakkari, motor va boshqa qurilmalarning isishi foydasiz energiya sarflanishi bilan bog'liq. Ba'zida esa bu detallarning sovutishni talab etuvchi zaruriyatga bog'liq. O'rinsiz



17.7- rasm.

isitishni kamaytirish maqsadida o'zaklarning elektr qarshiligi ataylab kattalashtiriladi, buning uchun kremniyli po'lat yoki ferrit materiallardan yasalgan plastinkalardan to'planadi.

Uyurmaviy tok o'zgaruvchan tok zanjiri o'tkazgichlarida o'zgacha namoyon bo'ladi. Bunday holda tokning o'tkazgich ko'ndalang kesimida qayta taqsimlanishi kuzatiladi, uning ichki qismida tok kuchi tashqi qismidagidan ko'ra kam bo'ladi.

17.7- rasmda o'zgaruvchan tok kuchining silindr o'tkazgich kesimi bo'yicha taqsimlanishi ko'rsatilgan: aylananing qalinligi uning o'qidan turli masofalarda shartli ravishda tokning zichligiga proporsional. Bu hodisa skin-effekt deb ataladi. Tokning o'tkazgich sirtiga „siqib chiqarilish“ darajasi uning chastotasiga bog'liq. Jumladan, yuqori chastotali tokda o'tkazgichning ichki qismida tok bo'lmaydi, shuning uchun kovak o'tkazgichlardan (naychalardan) foydalaniladi, ayrim hollarda ularni qimmatbaho o'tkazgich, masalan, kumush bilan qoplash maqsadga muvofiqdir.

17.5-§. MAGNIT MAYDONI ENERGIYASI

Zanjir uzilganda uchqun paydo bo'lishi 17.3-§da ko'rsatib o'tilgan edi, bu energiya aylanishidan darak beradi, chunki uchqun yorug'lik nurlari, isitish, tovush to'lqinlarining manbaidir. Bu vaqtda tok kuchi va demak, magnit maydonining induksiyasi kamaygani uchun tok va induksiya energiya bilan bog'liq ekanligi, bu energiya zanjirni uzish vaqtida boshqa energiya shakllarida aylanishi to'g'risida xulosa qilish mumkin. Bu energiyani hisoblash uchun 17.5- rasmdagi zanjirni ko'rib chiqamiz.

Kalit Kuzilgandan so'ng L va R dan iborat zanjir orqali o'zinduksiya e.y.k. hosil qilgan tok oqadi va tok magnit maydoni energiyasining asosan molekular-issiqlik harakati energiyasiga aylanishi (qarshilikning isishi) yuz beradi. Magnit maydoni energiyasining kamayishini shu tokning ishi deb hisoblash mumkin:

$$-\Delta E_m = A_i.$$

Tok kuchining, magnit maydoni induksiyasining va energiyaning oxirig qiymati nolga teng, tok magnit maydoni energiyasining boshlang'ich qiymati E_m bo'ladi, shuning uchun

$$\Delta E_m = 0 - E_m = -E_m$$

bo'ladi va shunda

$$E_m = A_i \quad (17.23)$$

dt vaqt oralig'ida tokning bajaradigan elementar ishi

$$dA_i = E_i Idt$$

ga teng. (17.14) ni keyingi ifodaga qo'yib,

$$dA_i = -L \frac{dI}{dt} Idt = -LI dI$$

ga ega bo'lamiz. Bu tenglikni tokning I dan 0 gacha o'zgarish chegarasida integrallab

$$E_m = \int dA_i = -L \int_I^0 IdI = \frac{LI^2}{2} \quad (17.24)$$

ni olamiz. (17.24) formula istalgan kontur uchun to'g'ri, u tok magnit maydoni energiyasini konturdagi tok kuchi va uning induktivligi bilan bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

(17.24) formulani ilgari lanma harakat kinetik energiyasining ifodasi: $mv^2/2$ bilan solishtirib ko'rish foydalidir. Bunday o'xshashlik shuni ko'rsatadiki, kontur induktivligi uning ba'zi „inersion“ xossalarni ifodalab xarakterlaydi. Energetik aylanishni amalga oshirmasdan turib harakatlanib turgan jismni to'xtatib bo'lmaganidek, harakatlanuvchi zaryadni (tokni) ham energiya aylanishini yuzaga keltirmasdan to'xtatish mumkin emas.

Solenoid misolida magnit maydon energiyasini uning xarakteristikalari orqali ifodalaymiz. Uzun solenoidning magnit maydonini bir jinsli va asosan, uning ichida joylashgan deb hisoblaymiz.

(17.19) dan I ni va (17.22) dan L ni (17.24)ga qo'yib

$$E_m = \frac{\mu_r \mu_0 N^2 V H^2 l^2}{l^2 2 N^2} = \frac{\mu_r \mu_0 H^2}{2} V \quad (17.25)$$

ni topamiz. (17.25) ning har ikki qismini solenoidning hajmi V ga bo'lib, magnit maydon energiyasining hajmiy zichligini topamiz:

$$\omega_m = \mu_r \mu_0 H^2 / 2 \quad (17.26)$$

yoki (16.33)ni hisobga olsak,

$$\omega_m = BH / 2 \quad (17.27)$$

Energiya hajmiy zichligining o'lchov birligi *metr kub joul* (j/m^3) (17.26) ifoda istalgan magnit maydoni uchun uning kelib chiqishidan qat'iy nazar to'g'ri bo'ladi. U hajm birligiga nisbatan olingan magnit maydonning energiyasini ifodalaydi.

(17.26) ni elektr maydoni energiyasining hajmiy zichligi uchun berilgan (14.46) formula bilan solishtirish foydali. Bu ifodalar E va N bir-biriga o'xshash bo'lmasa ham bir xildir.

O'n sakkizinchi bob

ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO'LIQLAR

Zaryad, tok, elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklarining davriy (yoki taxminan davriy) o'zaro bog'langan o'zgarishlari elektromagnit tebranishlar deb ataladi. Fazoda elektr magnit tebranishlarning tarqalishi elektr magnit to'liqin holda sodir bo'ladi. Turli fizik hodisalar orasida elektr magnit tebranish va to'liqin alohida ahamiyatga ega. Qariyb butun elektr texnika, radiotexnika va optika bu tushunchalarga asoslanadi.

18.1-§. ERKIN ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

Tashqi ta'sirsiz dastlabki to'plangan energiya hisobiga hosil bo'ladigan tebranishlar *erkin (xususiy) elektr magnit tebranishlar* deb ataladi.

Induktivligi L bo'lgan g'altak va kondensator C dan iborat yopiq tebranish konturini (18.1- rasm) ko'rib chiqamiz. Kondensator C manba ε dan kalit K orqali zaryadlanadi, so'ngra induktivlik g'altagiga razryadlanadi. Bu holda konturda kondensator qoplamalaridagi kuchlanishga teng bo'lgan o'zinduksiyaning e.y.k. hosil bo'ladi. (17.14) formuladan foydalanib, yozamiz:

$$-L(dI/dt) = q/C \quad (18.1)$$

Bundan (15.3) ni hisobga olib

$$-L \frac{d^2q}{dt^2} = \frac{q}{C} \text{ yoki } \frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (18.2)$$

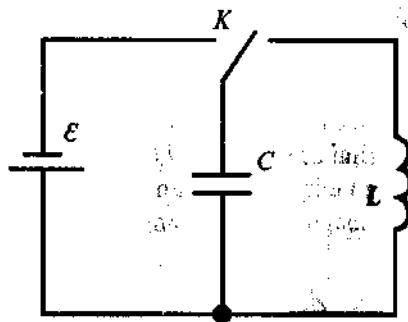
ga ega bo'lamiz, bu yerda

$$\omega_0^2 = 1/(LC) \quad (18.3)$$

Ma'lumki, (18.2) tenglama garmonik tebranishning differensial tenglamasidir, uning yechimi qarang [(17.6)ga q.];

$$q = q_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (18.4)$$

shaklga ega, bu yerda q_{\max} — kondensator qoplamalaridagi eng ko'p (dastlabki) zaryad; ω_0 — kontur xususiy tebranishlarining doiraviy chastotasi (xususiy doiraviy chastota); φ_0 — boshlang'ich faza.



18.1- rasm.

Garmonik qonun bo'yicha faqat kondensator qoplamalaridagi zaryad o'zgaraydi, balki konturadagi kuchlanish va tok kuchi ham tegishli o'zgaradi:

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_{\max}}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (18.5)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_{\max} \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = -I_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (18.6)$$

bu yerda U_{\max} va I_{\max} kuchlanish va tok kuchining amplitudalari. Zaryad va kuchlanishning vaqtga bog'liqlik grafiklari $X = f(t)$ bog'liq grafigiga, tok kuchining vaqtga bog'liqlik grafigi funksiyaning grafigiga o'xshashdir [(7.4-rasmga qarang)]. (18.3) dan xususiy tebranishlar davri ifodasi (*Tomson formulasi*)ni topamiz:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (18.7)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasi [(14.43) ga qarang] (shuningdek kontur magnit maydonining energiyasi (17.24)ga qarang) vaqt davomida davriy o'zgarib turadi:

$$E_{el} = (CU_{\max}^2 / 2) \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (18.8)$$

$$E_m = (LI_{\max}^2 / 2) \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (18.9)$$

(18.8) va (18.9) ifodalarning yig'indisi vaqtga bog'liq emasligiga ishonch hosil qilish mumkin; *ideal konturga yig'indi energiya saqlanadi, elektr tebranishlari so'nmasdir.*

Real tebranish konturi (18.2- rasm) Om qarshiligiga ega, shuning uchun unda tebranishlar so'nadi. Bunday kontur uchun Om qonuni quyidagi shaklda yoziladi:

$$-L(dI / dt) = IR + q / C \quad (18.10)$$

Bu tenglamani o'zgartirib:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (18.11)$$

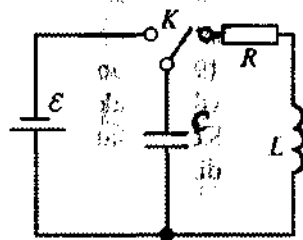
va ushbu

$$2\beta = R / L; \quad \omega_0^2 = 1 / (L / C) \quad (18.12)$$

almashtirishlarni qislak;

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (18.13)$$

ga ega bo'lamiz.



18.2- rasm.

Bu tenglama so'navchi mexanik tebranishlarning differensial tenglamasiga [(7.33)ga qarang] mos keladi. So'nish uchun katta bo'lmagan, ya'ni $\omega_0 - \beta^2 = \omega^2 > 0$ sharoit uchun quyidagi yechimni topamiz [(7.34) ga qarang];

$$q = q_{\max} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (18.14)$$

Bu funksiyaning grafigi 7.14- rasmdagi grafikka o'xshashdir. Agar so'nish kichik ($\omega^2 \gg \beta^2$) bo'lsa, $\omega \approx \omega_0$ deb hisoblash mumkin. Bu holda so'nishning logarifmik dekrementi quyidagicha bo'ladi:

$$\lambda = \beta T = \frac{R}{2L} \cdot 2\pi\sqrt{LC} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (18.15)$$

So'nish kuchli bo'lsa, $\omega_0^2 < \beta^2$ yoki (18.12) dan foydalansak,

$$\frac{1}{LC} < \frac{R^2}{4L^2} \quad (18.16)$$

(18.16) tengsizlikdan kelib chiquvchi ikki xususiy holni ko'rib chiqamiz.

1. Konturda kondensator yo'q, boshqacha aytganda, konturning sig'im qarshiligi nolga teng (18.2- §ga qarang). (18.28)dan ko'rinishicha, bu $C \rightarrow \infty$ ni bildiradi. (18.10)dan (17.15) tenglamani olamiz, uning yechimi (17.17) shaklida, grafigi esa 17.6- rasmda berilgan.

2. Konturda induktivlik yo'q, ya'ni $L \rightarrow 0$ (18.10)dan

$$IR = -\frac{q}{C}, \frac{dq}{dt} R = -\frac{q}{C} \text{ yoki } \frac{dq}{q} = -\frac{dt}{RC} \quad (18.17)$$

ga ega bo'lamiz. Oxirgi tenglamani integrallab,

$$\int_{q_{\max}}^q \frac{dq}{q} = \int_0^t \frac{dt}{RC}, \quad \ln \frac{q}{q_{\max}} = -\frac{t}{RC} \quad (18.18)$$

ni topamiz. (18.18)dagi ikkinchi ifodani potentsirlasak,

$$q = q_{\max} \exp[-t/(RC)] \quad (18.19)$$

ga ega bo'lamiz.

(18.19) tenglama kondensatorning rezistor R ga zaryadsizlanish jarayonini ifodalaydi. Induktivlik bo'lmaganda tebranish paytdo bo'lmaydi (18.3- a rasm). Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish ham shu qonun bo'yicha o'zgaradi.

Kondensatorning o'zgarmas e.y.k. manbadan zaryadlanishi ham eksponensial qonun bo'yicha bo'lishini ko'rsatish mumkin:

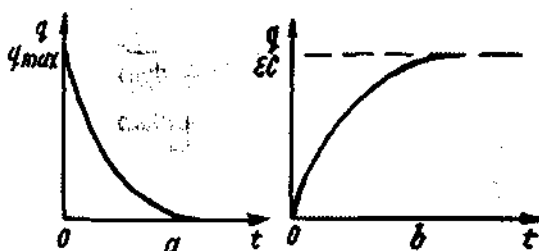
$$q = \mathcal{E}C\{1 - \exp[-t/(RC)]\} = q_{\max}\{1 - \exp[-t/(RC)]\} \quad (18.20)$$

Bu tenglamaning grafigi 18.3- b rasmda berilgan. Kondensator va rezistorli kontur uchun o'tish jarayonining vaqt doimiysi (17.3- §ga qarang):

$$\tau = RS \quad (18.21)$$

ga teng.

Elektr magnit tebranishlar ko'pincha elektr tebranishlar deb yuritiladi.



18.3- rasm.

18.2-§. O'ZGARUVCHAN TOK

O'zgaruvchan tok, keng ma'noda, vaqt bo'yicha o'zgaradigan har qanday tokdir. Biroq „o'zgaruvchan tok“ termini ko'pincha vaqt bilan garmonik qonun bo'yicha bog'lanuvchi kvazistatsionar toklarga qo'llanadi.

Kvazistatsionar deb shunday tokka aytiladiki, butun zanjir bo'yicha uning qiymati bir xilda bo'lgunicha ketgan vaqt tebranish davridan ancha kam bo'ladi.

Doimiy tok uchun bo'lganidek, kvazistatsionar tok uchun ham tarmoqlanmagan o'tkazgichning istalgan kesimidagi tokning kuchi bir vaqtning o'zida bir xil, deb hisoblanadi. Ular uchun Om qonuni o'rinlidir, biroq zanjirning qarshiligi tokning o'zgarish chastotasiga bog'liq. Bu tokning elektr magnit nurlanishga ketgan energiyasini e'tiborga olmaymiz. O'zgaruvchan tokka majburiy elektr magnit tebranishlari kabi qarash mumkin.

Uchta har xil zanjirlarni tasavvur etaylikki, ularning har biriga o'zgaruvchan kuchlanish qo'yilgan bo'lsin (18.4- a 18.6- a rasmlar)

$$U = U_{\max} \cos \omega t \quad (18.22)$$

Rezistorli zanjirdagi tok kuchi qo'yilgan kuchlanish bilan bir fazada o'zgaradi, deb isbotsiz ta'kidlaylik (18.4- rasm):

$$I = I_{\max} \cos \omega t \quad (18.23)$$

G'altakli zanjirdagi tok kuchi qo'yilgan kuchlanishdan faza $\pi/2$ jihatdan ga orqada qoladi:

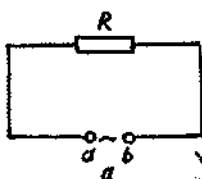
$$I = I_{\max} \cos(\omega t - \pi/2) \quad (18.24)$$

Kondensatorli zanjirdagi tok kuchi esa kuchlanishdan faza jihatdan $\pi/2$ ga oldinga boradi:

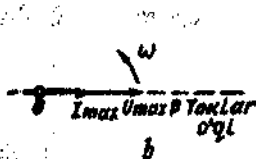
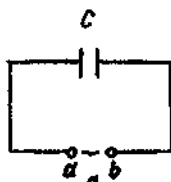
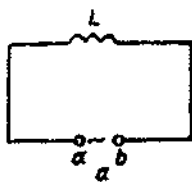
$$I = I_{\max} \cos(\omega t + \pi/2) \quad (18.25)$$

Bu misollarga tegishli vektorli diagrammalar 18.4- b 18.6- b rasmda berilgan.

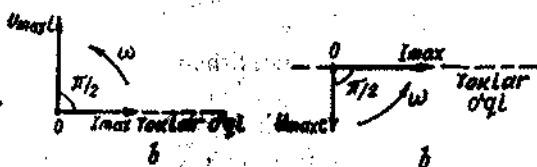
Kuchlanishning amplituda qiymatining tok kuchining amplituda qiymatiga U_{\max} nisbatan Om qonunini ifodalaydi.



20



18.4- rasm.



18.5- rasm.

18.6- rasm.

Rezistorli zanjir uchun Ohm qarshilikni

$$R = \frac{U_{\max} R}{I_{\max}} \quad (18.26)$$

Induktiv g'altakli zanjir uchun — induktiv qarshilikni

$$X_L = \frac{U_{\max} L}{I_{\max}} = L\omega \quad (18.27)$$

kondensatorli zanjir uchun sig'im qarshilikni yozamiz

$$X_C = \frac{U_{\max} C}{I_{\max}} = \frac{1}{C\omega} \quad (18.28)$$

18.3-§. O'ZGARUVCHAN TOK TOK ZANJIRIDA TO'LA QARSHILIK. KUCHLANISH REZONANSI

Qarshilik, induktivlik va sig'im ketma-ket ulangan zanjirni tasavvur etami (18.7- rasm). Zanjirning ab qisqichlarida tashqi manba hosil qiluvchi kuchlanish avvalgidek (18.22) amplitudali bog'lanishi bilan ifodalanadi.

14.2- §dan ko'rinadiki, umumiy holda zanjirdagi tok kuchi va kuchlanish bir xil fazada o'zgarmaydi, shuning uchun

$$I = I_{\max} \cos(\omega t + \varphi) \quad (18.29)$$

bu yerda φ kuchlanish va tok kuchi fazalarining ayirmasi. Ayrim qismlardagi kuchlanish yig'indisi tashqi kuchlanishga teng bo'ladi:

$$U = U_{\max} \cos \omega t = U_R + U_L + U_C \quad (18.30)$$

18.2- §dan xulosa chiqarib U_R , U_L , U_C kuchlanishni quyidagicha yozish mumkin:

$$U_R = U_{\max R} \cos(\omega t - \varphi) \text{ (tok bilan fazada);} \quad (18.31)$$

$$U_L = U_{\max L} \cos(\omega t - \varphi + \pi/2) \text{ (tok kuchidan bir faza oldinda)} \quad (18.32)$$

$$U_C = U_{\max C} \cos(\omega t - \varphi - \pi/2) \text{ (tok kuchidan bir faza orqada qoladi)} \quad (18.33)$$

(18.31) (18.33) ni (18.30) ga qo'yib, trigonometrik almashtirishlardan so'ng o'zgaruvchan tok zanjirining to'la qarshiligi va burchak uchun ifodani olamiz. Biroq buni vektorli diagramma yordamida sodda va aniq bajarish mumkin.

18.8- rasmda tok o'qi bo'yicha tok kuchi amplitudasining vektori yo'nalgan. Tok kuchi amplitudasi butun zanjir bo'ylab bir xil bo'lgani uchun qismlardagi kuchlanish amplitudalarini bu vektorga nisbatan joylashtiramiz: vektorni tok kuchi bilan bir fazada: vektorni faza bo'yicha tok kuchidan oldinda, vektorni faza bo'yicha tok kuchidan orqada qolib joylashtiramiz. Vektorlarning uchovini U_{\max} va φ ning qiymatlarini grafik ravishda qo'shib topamiz. Pifagor teoremasidan foydalanib,

$$U_{\max}^2 = U_{\max R}^2 + (U_{\max L} - U_{\max C})^2 \quad (18.34)$$

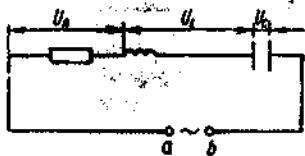
ga ega bo'lamiz. (18.26) (18.28) dan bu amplitudalar ifodalarini (18.34)ga qo'yib, Om qonunini hisobga olib:

$$I_{\max}^2 \cdot Z^2 = I_{\max}^2 R^2 + [I_{\max} L\omega - I_{\max} / (C\omega)]^2 \quad (18.35)$$

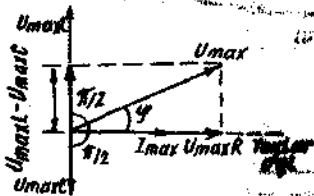
ni topamiz, bu yerda Z — o'zgaruvchan tok zanjirining to'la qarshiligi; bu qarshilik impedans deyiladi. (18.35) dan:

$$Z = \sqrt{R^2 + [L\omega - 1/(C\omega)]^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \quad (18.36)$$

ni olamiz. Zanjirning Om qarshiligi R aktiv qarshilik ham deyiladi. Bu qarshilik tufayli zanjirda Joule-Lens qonuniga muvofiq issiqlik ajraladi. Induktiv va sig'im qarshilik ayirmasi $(X_L - X_C)$ ga reaktiv qarshilik deyiladi. Bu qarshilik elektr zanjiri elementlarining isishini yuzaga keltirmaydi.



18.7- rasm.



18.8- rasm.

18.8- rasmda ko'rsatilgan zanjirlardagi tok kuchi va kuchlanish amplitudalari uchun Om qonunini yozamiz:

$$I_{\max} = U_{\max} / Z = U_{\max} / \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \quad (18.37)$$

Shuningdek, 18.8- rasmdan ma'lum kattaliklar orqali φ ning qiymatini ham topamiz.

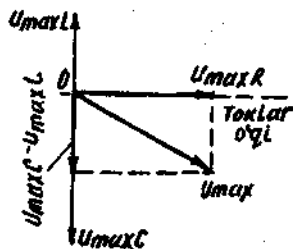
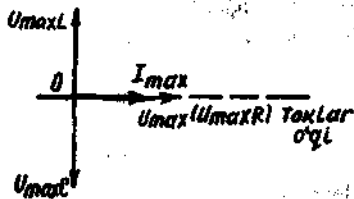
$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi &= \frac{U_{\max L} - U_{\max C}}{U_{\max R}} = \frac{I_{\max} L \omega - I_{\max} / (C \omega)}{I_{\max} R} = \\ &= \frac{L \omega - 1 / (C \omega)}{R} = \frac{X_L - X_C}{R} \end{aligned} \quad (18.38)$$

Agar zanjirda ketma-ket ulangan induktiv va sig'im qarshilik bir xil, ya'ni $X_L = X_C$ bo'lsa, unda $Z = R$ bo'ladi. (18.38)dan $\operatorname{tg} \varphi = 0$ va $\varphi = 0$ ga ega bo'lamiz. Bu tok kuchi va qo'yilgan kuchlanish zanjirda go'yo faqat Om qarshilik bo'lganidek bir xil fazada o'zgarishini bildiradi: induktivlik va sig'imdagi kuchlanish amplitudalari bir xil bo'lib, faza bo'yicha qarama-qarshi bo'ladi.

Majburiy elektr tebranishning bunday turi kuchlanish rezonansi deyiladi. $U_{mL} = U_{mC}$, $L\omega_p = 1/C\omega_p$ bo'lgani uchun Bundan rezonans chastotasini topamiz:

$$\omega_{\text{rez}} = 1 / \sqrt{LC} \quad (18.39)$$

Bunday sharoitda zanjiring to'la qarshiligi Z (berilgan R , L va S da) R ga teng bo'lgan eng kichik qiymatga, tok kuchi esa eng katta qiymatga ega bo'ladi. 18.9- rasmda rezonans vaqtida zanjirdagi kuchlanishning vektorli diagrammasi ko'rsatilgan. Agar $L\omega > 1/C\omega$ bo'lsa, $\operatorname{tg} \varphi > 0$ va $\varphi < 0$ tok kuchi faza bo'yicha qo'yilgan kuchlanishdan orqada qoladi (18.8- rasimga qarang). $L\omega < 1/C\omega$ bo'lsa, $\operatorname{tg} \varphi < 0$ va $\varphi < 0$ bo'ladi. Tok kuchi faza bo'yicha kuchlanishdan oldinda bo'ladi. 18.10- rasmda bu hol uchun vektorli diagramma ko'rsatilgan.



18.9- rasm.

18.10- rasm.

18.4-§. ORGANIZM TO'QIMALARINING TO'LA QARSHILIGI (IMPEDANSI). REOGRAFIYANING FIZIK ASOSLARI

Organizm to'qimalari o'zgarmas tokdan tashqari o'zgaruvchan tokni ham o'tkazadi. Organizmda induktiv g'altakka o'xshagan sistemalar yo'q, shuning uchun induktivligi nolga yaqin. Biologik membranalar va demak, butun organizm sig'im xossalarga ega, shu tufayli organizm to'qimalarining impedansi faqat Om va sig'im qarshiliklari bilan belgilanadi. Biologik sistemalarda sig'im elementlarning mavjudligi tok kuchining qo'yilgan kuchlanishdan faza bo'yicha oldinda bo'lishi bilan tasdiqlanadi.

Turli biologik obyektlar uchun fazalar siljish burchagining 1 kgs chastotadagi ba'zi qiymatlarini keltiramiz (21- jadval).

21- jadval

	φ , grad
Odam, qurbaqaning terisi.....	55
Qurbaqa nervi.....	64
Quyvon muskullari.....	65

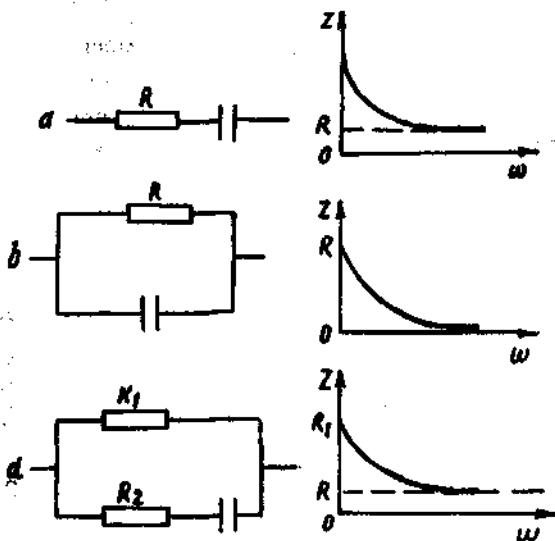
Ekvivalent elektr sxemalardan foydalanib, to'qimalarning Om va sig'im xossalari modelini yasash mumkin. Ulardan ba'zi birlarini ko'rib chiqamiz (18.11-rasm). 18.11- a rasmda tasvirlangan sxema uchun impedansning chastota bog'lanishini $L = 0$ bo'lganda (18.36)dan olish mumkin:

$$Z = \sqrt{R^2 + 1/(C\omega)^2} \tag{18.40}$$

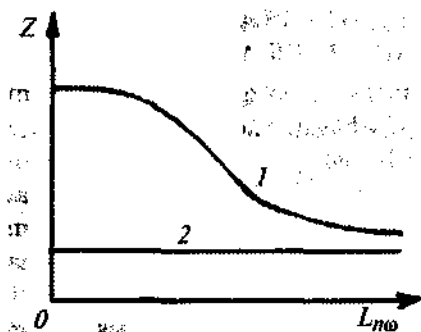
Grafikdan ko'rinadiki, $\omega \rightarrow 0 (Z \rightarrow \infty)$ bo'lganda sxema tajriba bilan muhim qarama-qarshilikka ega. Chunki, bunda qarshilik doimiy tokda cheksiz katta (!?) bo'lib qolmoqda. Bu 15.4- §da keltirilgan qiymatlarga ziddir.

Ekvivalent elektr sxema (18.11- b rasm) $\omega \rightarrow \infty$ bo'lganda tajribaga to'g'ri kelmaydi. Haqiqatan ham katta chastotada biologik to'qimalar qarshilikka ega bo'ladi.

Birinchii ikki modelning qo'shilishidan hosil bo'lgan



18.11- rasm.



18.12- rasm.

ekvivalent elektr sxema eng qulay sxemadir (18.11- rasm) $\omega \rightarrow \infty$

$X_c \rightarrow 0$ da sxema qarshiligini, qarshiliklarni parallel ulash qoidasidan topish mumkin:

$$R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$$

Impedansining chastotali bog'lanishi organizm to'qimalarining hayot qobiliyatini baholashga imkon beradi, buni organ va to'qimalarni kesib boshqa joyga ulashda (transplantatsiya qilishda)

bilish muhimdir. Buni grafikda ko'rsatamiz (18.12- rasm). Bunda 1- egri chiziq sog', normal to'qima uchun, 2- egri chiziq o'lik — suvda qaynatib o'ldirilgan to'qima uchun. O'lik to'qimada membranalar buzilgan bo'lib, „tirik kondensator“ va to'qima faqat Om qarshilikka ega bo'ladi. Impedansning chastotaviy bog'lanishidagi farq sog' va kasal to'qimalarda ham hosil bo'ladi.

(18.38) dan ko'rinadiki, tok va kuchlanish orasidagi fazalar siljish burchagi to'qimaning sig'im xossalari haqida ham ma'lumot berishi mumkin. Organizm to'qimalarining impedansi ularning fiziologik holatiga ko'ra ham aniqlanadi. Jumladan, tomir qonga to'lganda impedans yurak-tomir faoliyatiga ko'ra o'zgaradi. Yurak faoliyati jarayonida to'qimalar impedansi o'zgarishini qayd qilishga asoslangan diagnostika uslubi reografiya (impedanspletizmografiya) deyiladi.

Bu usul yordamida bosh miya (reensefalogramma), yurak (reokardiogramma), magistral tomirlar, o'pka, jigar va qo'l-oyoqlarning reogrammalari olinadi. O'lchash odatda 30 kgts chastotalarda ko'prik sxemasi bo'yicha olib boriladi.

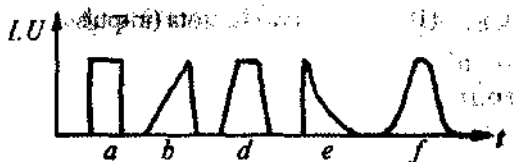
18.5-§. ELEKTR IMPULSI VA IMPULSLI TOK

Elektr kuchlanishi yoki tok kuchining qisqa vaqt ichida o'zgarishi elektr impulsi deyiladi.

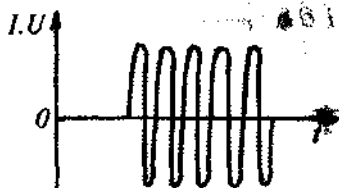
Texnikada impulslar ikkita katta guruhga videoimpulslar va radioimpulslarga bo'linadi. Videoimpulslar — bu shunday tok yoki kuchlanishning elektr impulslariki, ular noldan farqli, doimiy tashkil etuvchisiga ega. Shunday qilib, videoimpuls ko'pincha katta qutbga ega bo'ladi. Videoimpulslar quyidagi shaklda bo'ladi (18.13- rasm):

a) to'g'ri burchakli, b) arrasimon, d) trapetseidal, e) eksponensial, f) qo'ng'iroqsimon va hokazo.

Radioimpulslar — bu modullashgan elektr magnit tebranishlardir (18.14- rasm).



18.13- rasm.

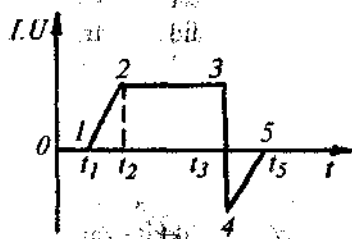


18.14- rasm.

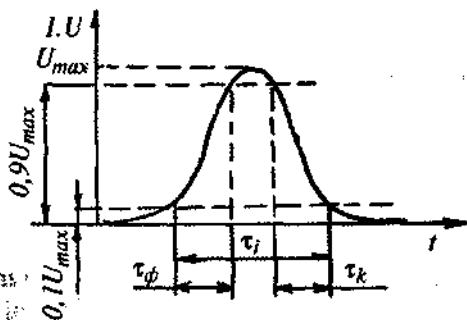
Fiziologiyada „elektr impuls“ yoki „elektr signal“ termini bilan faqat videoimpulslar belgilanadi, shuning uchun mana shu impulslarning, ularning shakllarini, davomiyligini va alohida qismlarining xossalarini baholovchi parametrlarini ko'rib chiqamiz.

Impulsning (18.15- rasm) xarakterli qismi:

1-2 — fronti, 2-3 — cho'qqisi, 3-4 — kesik (yoki orqa fronti), 4-5 duma hisoblanadi. Bu rasmda tasvirlangan impuls juda sxematikdir. Uning boshlang'ich t_1 frontidan cho'qqisiga o'tishi t_2 , oxirgi — t_3 impuls momentlari aniq belgilangan. Real signalda (impulsda) bu vaqt yuvilib ketgan (18.16- rasm), shuning uchun ularni tajribada aniqlash katta xatolikka olib kelishi mumkin.



18.15- rasm.



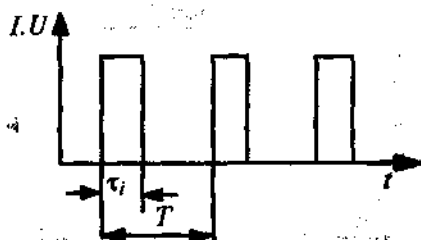
18.16- rasm.

Mumkin bo'lgan xatoliklarni kamaytirish uchun shart qilib shunday vaqt momentlari ajratiladiki, unda kuchlanish yoki tok kuchi $0,1U_{max}$ va $0,9U_{max}$ qiymatlarga ega bo'lsin, bunda U_{max} amplituda, ya'ni impulsning eng katta qiymati (18.16- rasm). Shu rasmning o'zida: τ_ϕ — front davomiyligi, τ_k — kesik davomiyligi, τ_i — impuls davomiyligi ko'rsatilgan. Quyidagi nisbat

$$(0,9U_{max} - 0,1U_{max}) / \tau_k = 0,8U_{max} / \tau_\phi$$

ga front tikligi deyiladi.

Takrorlanadigan impulslar impulsli tok deyiladi. U davr (impulsning takrorlanish davri) T — qo'shni impulslar boshlanishi orasidagi o'rtacha vaqt



18.17- rasm.

(18.17-rasm) va chastota (impulslarning takrorlanish chastotasi) bilan xarakterlanadi. Quyidagi nisbat impulslar ketma-ketligining g'ovakligi deb ataladi:

$$Q = T / \tau_i = 1 / f \tau_i \quad (18.41)$$

G'ovaklikka teskari bo'lgan kattalik to'ldirish koeffitsiyenti deyiladi:

$$K = 1 / Q = f \tau_i. \quad (18.42)$$

18.6-§. TO'G'RIBURCHAKLI IMPULSLARNING CHIZIQLI ZANJIRDAN O'TISHL DIFFERENTIALLOVCHI VA INTEGRALLOVCHI ZANJIRLAR

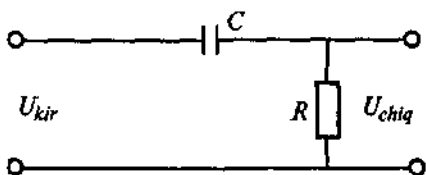
18.2- va 18.3- §dan ravshanki, rezistor induktivlik g'altagi va kondensatorlardan tuzilgan elektr zanjirlaridan o'zgaruvchan tok o'tganda garmonik signalning shakli saqlanadi: berilgan tashqi garmonik signalga sinusoidal elektr toki to'g'ri keladi. Shunday qilib, tok kuchi va kuchlanish orasida chiziqli bog'lanish mavjud bo'lib, zanjirning o'zini chiziqli zanjir deyiladi. Zanjirda elektron lampa, yarim o'tkazgichli diod, tranzistorlar bo'lsa zanjir nochiziqli bo'ladi.

Chiziqli zanjir garmonik kuchlanishning shaklini buzmaydi. lekin impulsi signalning shaklini o'zgartiradi. Amaliy tabobatda buni ikki asosiy sababga ko'ra nazarda tutish muhim.

Birinchidan, biologik obyektlardan diagnostika maqsadida elektr signali olayotganda, o'lchash elektr zanjirida uning shakllarida bo'ladigan buzilishni hisobga olish lozim (14.5-ga qarang).

Ikkinchidan, tirik obyektlarga qo'zg'atish maqsadida impuls signallarini berib biologik sistemalarning o'zi kelgusida elektr zanjirining qismi bo'lib, bu signalning shaklini buzishi mumkin ekanligini bilish zarur.

To'g'ri burchakli impulsning chiziqli zanjirdan o'tishini ikkita xarakterli misolda ko'rib chiqamiz.



18.18- rasm.

1. Differensiallovchi zanjir. Sxemaning (18.18- rasm)* kirishiga to'g'ri burchakli impuls (18.19- a rasm) berildi, deb faraz qilaylik. τ_i —impuls davomiyligi, $\tau = RC$ zanjirning vaqt doimiyligi.

* Bu sxema to'rt qutbli hisoblanadi. Elektr va radiotexnikada ikkita kirish va ikkita chiqish klemmalariga ega har qanday elektr zanjiri to'rt qutbli deb ataladi (masalan, kuchaytirgich, transformator vah.k.). Passiv deb shunday to'rtqutblikka aytiladiki, unda o'tuvchi signalga ta'sir etuvchi energiya manbai bo'lmaydi. Shunday qilib, berilgan sxema passiv to'rt qutblidir.

$$\tau_i \gg \tau \quad \text{shart} \quad (18.43)$$

deb hisoblaylik. Kirish kuchlanishi (impuls amplitudasi) kondensatorda (U_C) va rezistorda taqsimlanadi: (U_R)

$$U_{kir} = U_{max} = U_C + U_R \quad (18.44)$$

Impuls berilganda kondensator eksponensial qonun bo'yicha zaryadlanadi (18.20 ga qarang) va u tugagandan keyin razryadlanadi [(18.19) ga qarang]. Taxminiy U_C vaqti bog'liqlik grafikda (18.19-*b* rasm) ko'rsatilgan. Chiqish kuchlanishi rezistordagi kuchlanishga teng:

$$U_{chiq} = U_R = IR. \quad (18.44 a)$$

(18.44) dan

$$U_{chiq} = U_R = U_{kir} - U_C \quad (18.45)$$

$U_R(t)$ ning (vaqtga bog'liqlik grafigi (18.19-*d* rasm) a — grafikdan b — grafikni ayirish natijasida tuziladi.

(18.43) shart quyidagi xulosaga olib keladi, zanjirda impuls hosil bo'lgandan keyin tezda $U_{chiq} \ll U_C$ bo'ladi (18.19- rasm), bu holda (18.45) dan:

$$U_{kir} \approx U_C \quad (18.46)$$

ni hosil qilamiz:

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad q = U_C C \text{ bo'lgani uchun,}$$

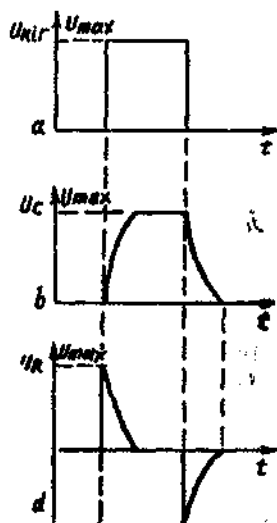
$$I = C \frac{dU_C}{dt} \text{ bo'ladi. (18.46) ni hisobga olsak,}$$

$$I = C \frac{dU_{kir}}{dt} \quad (18.47)$$

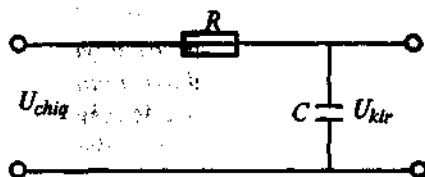
(18.47) ni (18.44, a) ga qo'ysak,

$$U_{chiq} \approx RC \frac{dU_{kir}}{dt} \quad (18.48)$$

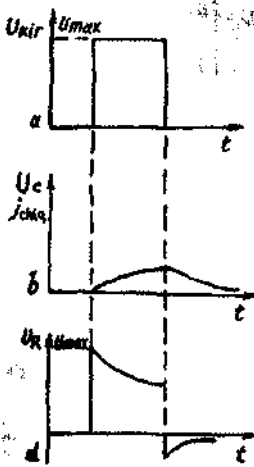
(18.48) dan ko'rinadiki, berilgan sxemada qilingan farazlarga ko'ra chiqish kuchlanishi kirish kuchlanishidan vaqt bo'yicha olingan hosilga proporsionaldir. Shuning uchun berilgan zanjir differensiallovchi deyiladi.



18.19- rasm.



18.20- rasm.



18.21- rasm.

2. Integrallovchi zanjir. Boshqa chiziqli zanjirni ko'rib chiqaylik (18.20-rasm). Uning kirishiga to'g'ri burchakli impuls berilgan bo'lsin (18.21- a rasm). Impuls davomiyligi zanjirning vaqt davomiysidan ancha kichik bo'lsin:

$$\tau \gg \tau_i \quad (18.49)$$

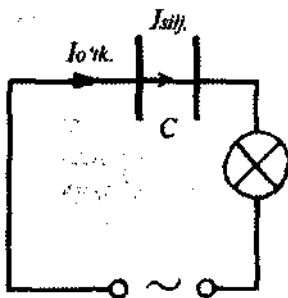
Bu holda kondensator sekin zaryadlanadi (18.21- b rasm). (18.44) formula bu yerda ham o'rinni bo'lgani uchun, oldingi misoldagi kabi $U_R(t)$ ni topish uchun bir grafikdan boshqasini ayiramiz (18.21- d, rasm). Chiqish kuchlanishi bu kondensatoridagi kuchlanishdir: (18.49) shartga ko'ra $U_{kir} \gg U_C$ bo'ladi, buni 18.21- a, b rasmlardan ham ko'rish mumkin. Bu holda (18.44)dan $U_R = IR$ ni olamiz. bo'lgani uchun

$$U_{kir} \approx RC \frac{dU_{chiq}}{dt} \quad (18.50)$$

Bundan:

$$U_{chiq} \approx \frac{1}{RC} \int U_{kir} dt.$$

Shuning uchun bunday zanjir integrallovchi deyiladi. Ikkala misolda ham berilayotgan impulsning shakli tubdan o'zgaradi (buziladi).



18.22- rasm.

18.7-§. MAKSVELL NAZARIYASI HAQIDA TUSHUNCHA. SILJISH TOKI

Elektr tokining magnit strelkasiga ta'siri to'g'risidagi X.K.Ersted tajribalari, elektromagnit induksiya haqidagi Faradey tajribalari va boshqa ma'lumotlar natijalarini umumlashtirib, Maksvell klassik fizikada elektromagnit maydon nazariyasini yaratdi.

Maksvell nazariyasi quyidagi ikkita qoidaga asoslangan 1. Har qanday elektr maydoni uyurmali magnit maydonini hosil qiladi. O'zgaruvchan elektr maydonini Maksvell siljish toki deb atadi, chunki u oddiy tokka o'xshash magnit maydonini hosil qiladi.

Siljish toki ifodasini topish uchun dielektrikli kondensator ulangan zanjirdan (18.22- rasm) o'zgaruvchan tok o'tishini ko'rib chiqamiz. Kondensator tok oqishiga halaqit bermaydi, buni lampaning cho'g'lanishidan ko'rish mumkin.

O'tkazgichlarda u kondensator qoplamalarida zaryad o'zgarishi tufayli yuzaga keluvchi oddiy o'tkazuvchanlik tokidir. O'tkazuvchanlik toki kondensatorlarda siljish toki bilan qisqa tutashadi, bunda:

$$I_{\text{sil}} = I_{\text{o'tk}} = \frac{dq}{dt}$$

Kondensator qoplamalaridagi zaryad:

$$q = CU = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l} El = \epsilon_r \epsilon_0 SE$$

u holda siljish tokining kuchi:

$$I_{\text{sil}} = \epsilon_r \epsilon_0 S \frac{dE}{dt} \quad (18.51)$$

Kondensatorning elektr maydoni bir jinsli bo'lgani uchun tok kuchini yuzaga bo'lib, siljish tokining zichligi ifodasini olamiz:

$$j_{\text{sil}} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (18.52)$$

(18.52 dan j_{sil} ning $\frac{dE}{dt}$ tomonga yo'nalganligi kelib chiqadi. Masalan,

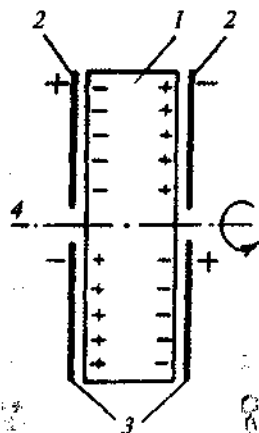
elektr maydon kuchlanganligi E bo'yicha ortganda. Bunday hol uchun 18.22-rasm mosdir: kondensator qoplamalarida zaryad ortadi va E ning musbat zaryadlangan plastinkasidan manfiy zaryadlangan plastinkasi tomon yo'naladi.

Siljish toklarining magnit maydonini tajribada V.K. Rentgen payqagan, miqdordan esa A.A. Eyxenvald* tomonidan tasdiqlangan.

Eyxenvald tajribasida dielektrikdan yasalgan disk 1 (18.23-rasm) ikki yassi va 2 va 3 kondensator plastinkalari orasiga o'rnatiladi. Ulardagi elektr maydonining kuchlanganligi qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. Disk 4-o'q atrofida aylanganda kondensatorlar orasidagi fazoda dielektrikning qutblanishi o'zgaradi. Bu maxsus indikator magnit strelkasi yordamida aniqlanuvchi magnit maydonini vujudga keltiradi.

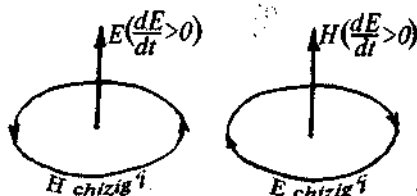
Siljish tok kuchi (18.51) ifodani to'liq tok qonuni (16.46) ga qo'yib, Maksvelning birinchi tenglamasini hosil qilamiz:

$$\oint H_1 dl = I_{\text{o'tk}} + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (18.53)$$



18.23- rasm.

* A.A. Eyxenvald Moskvada Oliy ayollar kursida fizika kafedrasining birinchi mudiri bo'lgan, kurs asosida Moskvada keyinchalik bir qancha institutlar, jumladan, 2- tabobat instituti ham barpo etilgan.



18.24- rasm.

Bu tenglama uyurmali magnit maydoni o'tkazuvchanlik toki (harakatlanib turgan elektr zaryadlari), shuningdek, siljish toklari (o'zgaruvchan elektr maydoni E) tomonidan vujudga kelishini bildiradi.

2. Har qanday o'zgaruvchan magnit maydoni uyurmali elektr maydonini hosil qiladi. Bu elektromagnit induksiyaning asosiy qonunidir. (15.5) ifodadan va (17.5) qonundan foydalanib, Maksvelning ikkinchi tenglamasini hosil qilamiz:

$$\oint E_1 dl = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (18.54)$$

Bu tenglama istalgan sirtidan o'tuvchi magnit oqimi o'zgarishining tezligi bilan shu vaqtda paydo bo'luvchi elektr maydon kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasini bog'laydi. Sirkulatsiya sirt tayangan kontur bo'yicha olinadi.

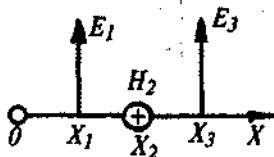
Yuqorida keltirilgan Maksvell nazariyasi holatlaridan fazoning biror nuqtasida elektr va magnit maydonning paydo bo'lishi, qator o'zaro aylanishlarni vujudga keltirishi kelib chiqadi: o'zgaruvchan elektr maydoni magnit maydonini hosil qiladi (18.24- a rasmda E va $dE/dt > 0$ bo'lgan sharoitda yuzaga kelgan magnit maydoni kuchlanganligining chizig'i ko'rsatilgan), magnit maydoni o'zgarishi natijasida elektr maydoni hosil bo'ladi. 18.24- b rasmda H va $dH/dt > 0$ bo'lgan sharoitda yuzaga kelgan maydoni kuch chizig'i tasvirlangan va hokazo. Maksvell tenglamalari (18.53) va (18.54) ishoralarning farqlanishiga sabab mazkur rasmlardagi H va E chiziqilar strelkalarining har xil yo'nalishda bo'lishidir.

18.8-§. ELEKTROMAGNIT TO'LIQLAR

Elektr va magnit maydonning o'zaro vujudga kelishi elektromagnit to'liqin — fazoda yagona elektromagnit maydon tarqalishi tushunchasiga olib keladi.

Buni quyidagi misolda tushuntiramiz.

Dielektrikning x_1 nuqtasidagi (18.25- rasm) elektr maydonning kuchlanganligi E_1 ortib borsin. Bu holda uyurmali magnit maydoni paydo bo'ladi, uning x_2 nuqtadagi maydon kuchlanganligi o'quvchidan nariga yo'nalgan bo'ladi (18.24- a rasm bilan solishtiring).



18.25- rasm.

H_2 ning o'sishi uyurmali elektr maydonini hosil qiladi. Bu maydonning — nuqtadagi kuchlanganligining vektori OX o'qiga perpendikular bo'ladi (18.24- b rasm bilan solishtiring) va hokazo.

Agar berilgan nuqtada E yoki H ning o'zgarishi biror manba energiyasi hisobiga quvvatlab turilsa, u holda fazoda elektromagnit to'liqin uzluksiz tarqaladi.

Elektromagnit maydonning tarqalishi to'liqinli xarakterda ekanligi Maksvell tenglamalari (18.53) va (18.54) dan kelib chiqishini ko'rsatamiz. Muhitni dielektrik deb hisoblaymiz, demak, o'tkazuvchanlik toki nolga teng. B — chiziqqa perpendikular joylashgan yuza S dan o'tuvchi magnit oqimini quyidagicha yozamiz:

$$\Phi = BS = \mu_r \mu_0 SH$$

Bunda Maksvell tenglamasi quyidagi shaklga ega bo'ladi*.

$$\oint H_l dl = \epsilon_r \epsilon_0 S \frac{\partial E}{\partial t}; \oint E_l dl = -\mu_r \mu_0 S \frac{\partial H}{\partial t} \quad (18.55)$$

ZOX tekislikda (18.26- rasm) elementar, ya'ni yetarli darajada kichik bo'lgan to'g'riburchakli kontur 1-2-3-4-1 ni ajratamiz. Kontur egallangan yuza teng. 1-2 va 3-4 qismlarda $E_l dl = 0$, 2-3 qismda $E_l dl = -Edz$, 4-1 qismda $E_l dl = (E + dE)\partial z$. Demak, vektor E ning bu kontur bo'yicha sirkulatsiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$0 + (-Edz) + 0 + (E + dE)\partial z = \partial E \partial z.$$

Yuza va sirkulatsiya uchun berilgan ifodalarni (18.55) tenglamaning ikkinchisiga qo'ysak:

$$\partial E \partial z = \mu_r \mu_0 \partial x \partial z \frac{\partial H}{\partial t} \text{ yoki } \frac{\partial E}{\partial x} = \mu_r \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (18.56)$$

ga ega bo'lamiz.

XOY tekislikda ajratib olingan to'g'ri burchakli 3-6-5-4-3 konturni yuqoridagidek ko'rib chiqsak, $H_l dl = H\partial y$ 3-6 qismda 6-5 va 4-5 qismda $H_l dl = 0$; 5-4 qismda $H_l dl = -(H + \partial H)\partial y$ ekanligini payqash mumkin. Vektor H ning bu kontur bo'yicha sirkulatsiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

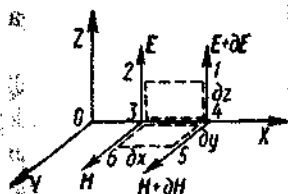
$$H\partial y + 0 + [-(H + \partial H)\partial y] + 0 = -\partial H \partial y$$

Kontur egallagan yuza $dxdy$ va sirkulatsiya uchun ifodasini (18.55) tenglamaning birinchisiga qo'yib:

$$-\partial H \partial y = \epsilon_r \epsilon_0 \partial x \partial y \frac{\partial E}{\partial t} \text{ yoki } \frac{\partial H}{\partial x} = -\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (18.57)$$

(18.56)ni koordinata x bo'yicha, (18.57)ni esa vaqt bo'yicha differensiallaymiz:

* Maksvell tenglamalari xususiy hosilalarda yozilgan, chunki kelgusida koordinata bo'yicha differensiallash zaruriyati paydo bo'ladi.



18.26- rasm.

$$-\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \mu_r \mu_0 \frac{\partial^2 H}{dx dt} \quad \text{yoki}$$

$$\frac{\partial^2 H}{dx dt} = -\frac{1}{\mu_r \mu_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial^2 H}{dx dt} = -\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$$

Keyingi ikki tenglamadan,

$$\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{\mu_r \mu_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad \text{yoki} \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0 \frac{\partial^2 E}{dt^2} \quad (18.58)$$

ni yozishimiz mumkin.

Bu esa to'liq tenglamasidir (7.49), uning yechimini yassi to'liq tenglamasi (7.45) shaklida yozamiz:

$$E = E_m \cos \omega(t - x/v) \quad (18.59)$$

Shunga o'xshash tenglamani magnit maydonining kuchlangani uchun ham olish mumkin:

$$H = H_m \cos \omega(t - x/v) \quad (18.60)$$

Shunday qilib, Bio-Savar-Laplas va Faradey qonunlaridan Maksvell tenglamalari orqali elektromagnit maydon tarqalishi to'liqlik xarakterda ekanligi haqidagi xulosaga kelamiz. (18.58) ni to'liq tenglamasi (7.49) bilan solishtirib, elektromagnit to'liq tarqalishining tezligi:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (18.61)$$

ga tengligi kelib chiqadi, bu yerda $C = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Shunday qilib, elektromagnit to'liqning tarqalish tezligi yorug'likning tarqalish tezligiga teng. Bu Maksvell uchun yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratishga asos bo'ldi.

(18.61) ni sindirish ko'rsatkichining $n = \frac{c}{v}$ ifodasi bilan solishtirib, n bilan nisbiy dielektrik va magnit singdiruvchanlik orasidagi bog'lanishni aniqlash mumkin:

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (18.62)$$

Elektromagnit maydon energiyasining hajmiy zichligi elektr (14.46) va magnit (17.26) maydonining hajmiy zichliklari yig'indisidan tashkil topadi:

$$\omega_{em} = \omega_{el} + \omega_m = \epsilon_r \epsilon_0 E^2 / 2 + \mu_r \mu_0 H^2 / 2 \quad (18.63)$$

Dielektrikdagi elektromagnit maydonning elektr va magnit tashkil etuvchilari energiya jihatidan teng huquqlidir, shuning uchun:

$$\epsilon_r \epsilon_0 E^2 / 2 = \mu_r \mu_0 H^2 / 2 \quad (18.64)$$

bu holda energiyaning hajmiy zichligi uchun bir necha ifoda yozish mumkin:

$$\omega_{em} = \epsilon_r \epsilon_0 E^2 = \mu_r \mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0} EH \quad (18.65)$$

Elektromagnit energiya oqimining zichligi elektromagnit to'loqin intensivligi umumiy formulaga

(18.61) va (18.65)ni qo'yib topiladi:

$$I = \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0} EH \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}} = EH$$

yoki $I = E \times H$

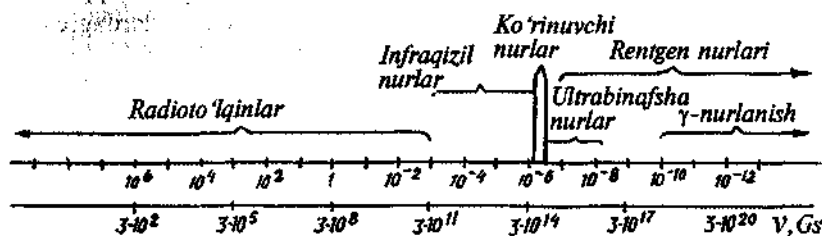
Elektromagnit to'loqinga tadbiiq etilganda, I ga *Umov-Poynting vektori* deyiladi.

18.9-§. ELEKTROMAGNIT TO'LOQIN SHKALASI

Turli elektromagnit to'loqlinlar, shu jumladan yorug'lik to'loqlinlari ham, umumiy tabiatga ega ekani Maksvell nazariyasidan kelib chiqadi. Shuning uchun turli elektromagnit to'loqlinlarni umumiy bir shkala shaklida ko'rsatish maqsadga muvofiqdir (18.27- rasm).

Umumiy shkala shartli ravishda 6 diapazonga bo'lingan: radioto'loqlinlar uzun, o'rta va qisqa, infraqizil, ko'rinuvchi, ultrabinafsha, rentgen to'loqlinlar va gamma — nurlar. Bunday sinflarga bo'lish to'loqin hosil bo'lishi mexanizmi yoki ularning kishi ko'ziga ko'rinishi imkoniyati bilan belgilanadi.

Radioto'loqlinlar o'tkazgichlardagi o'zgaruvchan tok va elektron oqim makronurlatgichlar tufayli yuzaga keladi.



18.27- rasm.

Infraqizil, ko'rinuvchi va ultrabinafsha nurlanishlar atomlar, molekularlar va tez harakatlanuvchi zaryadlangan zarrachalar tufayli vujudga keladi. Rentgen nurlanish atom ichidagi jarayonlar vaqtida vujudga keladi. Nurlanishlar yadroviy kelib chiqishga egadir. Ba'zi diapazonlar bir-birini qoplaydi, chunki birday uzunlikdagi to'liqlar har xil jarayonlarda hosil bo'lishi mumkin. Jumladan, eng qisqa ultrabinafsha nur uzun to'liqlik rentgen nurlari bilan qoplanadi. Bu borada infraqizil va radioto'liqlarning chegaraviy sohasi juda xarakterlidir. 1922- yilgacha bu diapazonlar orasida oraliq bor edi. Bu to'latilmagan oraliqning eng qisqa to'liqlari molekular-atom kelib chiqishga (issiq jismning nurlanishiga) ega bo'lib, eng uzunlari esa makroskopik-Gers vibratorlaridan nurlanar edi. Fizik A.A.Glagoleva-Arkadyeva yog'dagi metall qipidlari aralashmasi orqali uchqun o'tkazishni taklif qilgan edi. Bunda u uzunligi 82 mkm va undan ortiq bo'lgan elektromagnit to'liqlar olish imkoniyati bo'lgan. Shu bilan infraqizil va radioto'liqlar diapazonlari tutashtirilgan edi.

A.A.Glagoleva-Arkadyevaning ishi o'z davrida muhim ahamiyatga ega edi. Lekin hozirda hatto millimetrlilik to'liqlarni radiotexnik vositalardangina emas, balki molekular o'tishlar tufayli generatsiyalash mumkinligi hozir hech kimni hayratga solmaydi. Bundan tashqari turli xil moddalarning radioto'liqlarni yutishi va nurlanishini o'rganuvchi radiospektroskopiya deb ataluvchi bo'lim ham paydo bo'ldi.

Tabobatda elektromagnit to'liqlarni shartli ravishda quyidagi chastotalar diapazoniga ajratish qabul qilingan (22- jadval).

22- jadval

Past PCh	20 Gs gacha
Tovush TCh	20 Gs – 30 kGs
Ultratovush yoki tondan yuqori UTCh	20 – 200 kGs
Yuqori YuCh	200 kGs – 30 MGs
Ultrayuqori UYuCh	30 – 300 MGs
O'ta yuqori O'YuCh	300 MGs dan yuqori

Ko'pincha past va tovush chastotadagi fizioterapevtik elektron apparatlarini past chastotali apparatlar deyiladi. Boshqa har qanday chastotalardagi elektron apparatlari umumlashtirilib, yuqori chastotali apparatlar deyiladi.

O'n to'qqizinchi bob

TOK VA ELEKTROMAGNIT MAYDONLAR TA'SIRIDA TO'QIMALARDA KEHADIGAN FIZIK JARAYONLAR

Barcha moddalar molekulalardan iborat, ularning har biri zaryadlar sistemasini tashkil etadi. Shuning uchun jismlarning holati ulardan oqib o'tuvchi tokka va elektromagnit maydon ta'siriga bevosita bog'liq. Biologik jismlarning elektr xossalari esa jonsiz obyektlarning xossalari qaranganda ancha murakkab, chunki organizm fazoda o'zgaruvchan konsentratsiyali ionlar to'plamidir.

Toklar va elektromagnit maydonlarning organizmga ta'sirining birlamchi mexanizmi — fizik mexanizm bo'lgani uchun bu bobda uni tibbiy davolash uslublariga qo'llash ko'rib chiqiladi.

19.1-§. ORGANIZM TO'QIMALARIGA DOIMYIY TOKNING BIRLAMCHI TA'SIRI. GALVANIZATSIYA. DORIVOR MODDALARNING ELEKTROFOREZI

Odam organizmining aksariyat qismi biologik suyuqliklardan tashkil topgan. Ularda har xil almashish jarayonlarida ishtirok etuvchi ionlar mavjud.

Elektr maydoni ta'sirida ionlar turli tezlik bilan harakatlanadi va hujayra membranalarida yonida to'planib, qutblanuvchi maydon deb ataluvchi qarshi elektr maydonini hosil qiladi. Shunday qilib, doimiy tokning birlamchi ta'siri ionlar harakatiga, ularning to'qimalarning turli elementlarida ajralishi va konsentratsiyasining o'zgarishiga bog'liq.

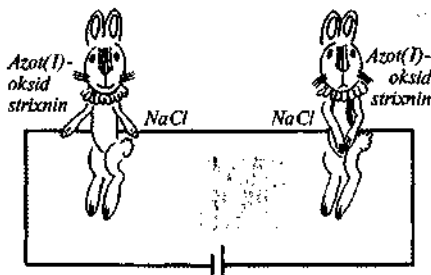
Doimiy tokning organizmga ta'siri tok kuchiga bog'liq, shuning uchun to'qimalarning va birinchi navbatda terining elektr qarshiligi juda muhimdir. Namlik teri qarshiligini ancha kamaytiradi, bu hol hatto kichik kuchlanishlarda ham organizm orqali ancha katta tok o'tishini yuzaga keltirishi mumkin.

60–80 V kuchlanishdagi uzluksiz doimiy tokdan fizioterapiyaning davolash uslubi (*galvanizatsiya*) sifatida foydalaniladi.

Tok manbai sifatida odatda ikki yarim davrli to'g'rilagich — galvanizatsiya apparati xizmat qiladi. Buning uchun 0,3–0,5 mm qalinlikdagi qo'rg'oshin yoki stanioldan yasalgan elektrodlar ishlatiladi. To'qimalar tarkibidagi osh tuzi eritmasi elektrolizing mahsuloti badanni kuydirishi mumkin bo'lgani uchun elektrodlar bilan teri orasiga masalan, iliq suv bilan ho'llangan gidrofill qistirmalar qo'yiladi.

Doimiy tokni milliampermetr ko'rsatishiga qarab dozalanadi, bunda albatta

chegaraviy ruxsat etilgan tok zichligi $0,1 \frac{mA}{sm^2}$ ekanligi nazarda tutiladi.



19.1- rasm.

Davolash amaliyotda doimiy tokdan teri yoki shilimshiq pardalar orqali dori moddalarni kiritishda ham ishlatiladi. *Bu usul dori moddalar elektroforezi deb ataladi.*

Bu maqsad uchun ham galvanlash vaqtidagidek ish ko'riladi, biroq aktiv elektrod qistirmasi tegishli modda eritmasi bilan ho'llanadi. Dori qaysi qutb zaryadiga ega bo'lsa, shu qutbdan kiritiladi: anionlarni katoddan, kationlarni anoddan kiritiladi.

Dori moddalarning doimiy tok yordamida kiritilishini quyidagi tajriba asosida tushuntirish mumkin.

Dori moddalarning doimiy tok yordamida kiritilishini quyidagi tajriba asosida tushuntirish mumkin.

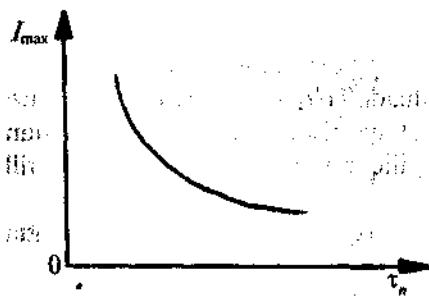
Ikki quyonning yon tomonidagi tuklarini qirqib tashlab, flanel qatlamlar bog'lanadi, ulardan bittasini azot (I)-oksid strixnin eritmasi, boshqasini osh tuzi eritmasi bilan ho'llanadi (19.1- rasm).

Flanel ustiga elektrodni qo'yib, zanjir bo'yicha 50 mA tok o'tkaziladi. Bir ozdan so'ng anodida strixnin bo'lgan quyon mazkur modda bilan zaharlanishda ro'y beradigan ahvolda o'ladi. Katodida strixnin bo'lgan ikkinchi quyon esa sog' qoladi, agarda tok yo'nalishi o'zgartirilsa, u ham o'ladi.

Dori moddalar galvanizatsiyasi va elektroforezni vannalar ko'rinishidagi suyuqlikli elektrodlar yordamida ham bajarish mumkin, bunda bemorning oyoq-qo'llari vannadagi suyuqlik ichiga botiriladi.

19.2-§. O'ZGARUVCHAN (IMPULSLI) TOKLAR BILAN TA'SIR ETISH

Organizmga o'zgaruvchan tokning ta'siri uning chastotasiga bevosita bog'liq. Past tovush va ultratovush chastotalardagi o'zgaruvchan tok o'zgarmas tok kabi biologik to'qimalarga qo'zg'atish ta'sirini ko'rsatadi. (18.9- §ga qarang). Bunga elektrolitlar eritmalaridagi ionlarning siljishi, ularning bo'linishi, hujayra va hujayralararo muhitda konsentratsiyalarning o'zgarishi sabab bo'ladi.



19.1- rasm.

To'qimalarning qo'zg'alishi impulsli tokning shakliga, impulsning davomiy-ligiga va uning amplitudasiga bog'liq bo'ladi. Masalan, impuls fronti tikligining ortishi muskullarning qisqarishini chaqiruvchi bo'sag'aviy tok kuchini pasaytiradi. Bu shundan dalolat beradiki, muskullar tok kuchining o'zgarishiga moslasha oladi va ionli kompensatsion jarayon boshlanadi.

To'g'ri burchakli impulsning tikligi juda katta (nazariy jihatdan-cheksiz), shunga ko'ra bunday impulslar uchun bo'sag'aviy tok kuchi boshqalarga nisbatan ancha kichik. Qitiqlash ta'sirini beruvchi to'g'ri burchakli impulsning amplituda bo'sag'asi I_{\max} bilan davomiyligi o'rtasida ma'lum bog'lanish mavjud (19.2- rasm).

Egri chiziqning har bir nuqtasiga va undan yuqorida joylashgan nuqtalarga muskullarning qisqarishini chaqiruvchi impulslar to'g'ri keladi. Egri chiziqning pastki nuqtalari qo'zg'atish uyg'otmovchi impulsni aks ettiradi. Bu rasmdagi egri chiziq uyg'otish xarakteristikasi deyiladi. U har qanday muskullar uchun o'ziga xosdir.

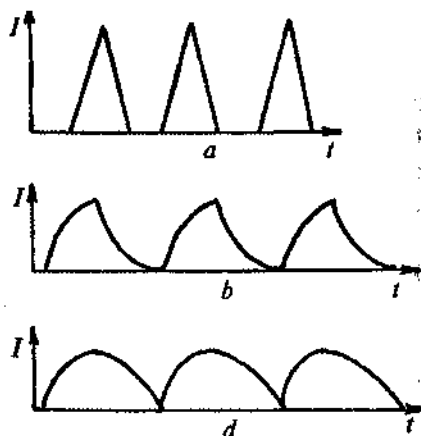
Elektr toki fiziologik ta'sirining o'ziga xosligi impulsning shakliga bog'liq bo'lgani uchun, tibbiyotda markaziy nerv sistemasini (elektr bilan uxlatish, elektrnarkoz), nerv-muskul sistemalarini, yurak qontomir sistemalarini (kardiostimulyatorlar, defibrillyatorlar) va hokazolarni qo'zg'atish maqsadida vaqtga bog'liqligi har xil bo'lgan toklardan foydalaniladi.

To'g'ri burchak shakldagi impulsli tok davomiyligi $\tau = 0,1 + 1 \text{ ms}$ va chastotalar diapazoni 5—150 Gs elektr bilan uxlatish orqali davolashda ishlatiladi, $\tau = 0,8 + 3 \text{ ms}$ va chastotalar diapazoni 1—1,2 Gs bo'lgan toklarni yurakning etiga tikiladigan (implantatsiya qilinadigan) kardiostimulyatorlarda ishlatiladi.

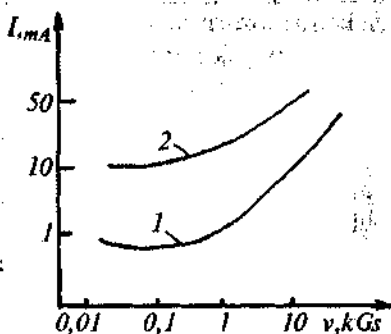
Uchburchak shaklidagi impulsli tok (19.3- a rasm; $\tau = 1 + 1,5 \text{ ms}$, chastotasi 100 Gs), shuningdek, impulsli sekin o'sib borib, nisbatan tez pasayib ketuvchi eksponential shakldagi tok (19.3- b rasm; $\tau_n = 3 + 60 \text{ ms}$, chastotasi 8÷80 Gs), muskullarni qo'zg'atish uchun asosan elektr badantarbiyada ishlatiladi. Turli xil elektr bilan davolash maqsadida Berner taklif etgan dinamik tokdan foydalaniladi. Bunday toklardan birining shakli 19.3- d rasmda ko'rsatilgan, impulsning chastotasi 100 Gs atrofida.

Organizmga past tovush va ultratovush chastotalarida o'zgaruvchan (garmonik) tokning ta'siri quyidagi bo'sag'a qiymatlar bilan aniqlanadi: sezilarli tok bo'sag'asi va qo'yib yubormaydigan tok bo'sag'asi.

Sezilarli tok bo'sag'asi deb shunday eng kichik tokka aytiladiki, uning qitiqlash ta'sirini odam sezadi. Bu kattalik tana bilan kuchlanish keltirib berish kontaktining joyi va yuzasiga tokning chastotasiga, odamning alohida xususiyatlariga (jinsi, yoshi, organizmning o'ziga xos xususiyati) bog'liq.



19.3- rasm.



19.4- rasm.

Sinalayotgan bir jinsli guruhlar uchun sezilarli tok bo'sag'asi normal taqsimot qonuniga bo'ysunadi, erkaklarda bilak-qo'l panja qismi uchun 50 Gs chastotada 1 mA — o'rtacha qiymatga ega.

19.4- rasmda (1- egri chiziq) sinovdan o'tkazilayotganlarning bunday guruhi uchun sezilarli tok bo'sag'asi o'rtacha qiymatining tokning chastotasiga bog'liqligi ko'rsatilgan. Agar tok kuchini uning sezilarli bo'sag'asi qiymatidan oshirilsa, u holda bo'g'inlarining

shunday egilishini hosil qilish mumkinki, unda odam o'z holicha qo'lini ocha olmaydi va o'tkazgichdan — kuchlanish manбайдan xalos bo'lolmaydi. Bu tokning minimal kuchiga qo'yib yubormaydigan tok bo'sag'asi deyiladi. Toklarning bundan kichik kuchlari qo'yib yuboruvchi hisoblanadi.

Qo'yib yubormaydigan tok bo'sag'asi — muhim parametr, uning ortishi odam uchun xavflidir. Qo'yib yubormovchi tok bo'sag'asining qiymatlari ham normal taqsimot qonuniga bo'ysunadi. 19.4- rasmda (2- egri chiziq) sinovdan o'tkazilayotgan erkaklar guruhi uchun qo'yib yubormovchi tok bo'sag'asi o'rtacha qiymatining chastotaga bog'liqligi grafik ravishda ko'rsatilgan. Tok yurakka ta'sir etganda qorinchalarining fibrillatsiyasini hosil qilishi mumkin, bu esa odamning nobud bo'lishiga olib keladi. Fibrillatsiyani chaqiruvchi tok kuchining bo'sag'asi yurakdan oqib o'tuvchi tokning zichligiga, chastotasiga va uning ta'sir etish muddatiga bog'liq.

Taxminan 500 kGs dan yuqori chastotada ionlarning siljishi, ularning molekular-issiqlik harakat tufayli siljishi bilan tenglasha oladi, shuning uchun tok yoki elektromagnit to'lqin qo'zg'atish ta'sirini ko'rsata olmaydi. Bu holda asosiy birlamchi effekt issiqlik ta'sir hisoblanadi. Yuqori chastotali elektromagnit tebranishlarining isitib davolashi grelkada amalga oshiriladigan usuldan qator ustunliklarga ega. Ichki organlarni grelkada isitish tashqi to'qimalar — teri va teri osti yoq hujayralarining issiqlik o'tkazuvchanligi ichki qismlarida hosil bo'lgan issiqlik hisobiga sodir bo'ladi, ya'ni uni qayerda kerak bo'lsa, shu yerda vujudga keltirish mumkin.

Ajralib chiqadigan issiqlik to'qimalarning dielektrik singdiruvchanligiga ularning solishtirma qarshiligiga va elektromagnit tebranishlar chastotalariga bog'liq. Kerakli chastotani tanlab olib „termoselektiv“ ta'sirni amalga oshirish ya'ni kerakli to'qima va organlarda ko'proq issiqlikni hosil qilish mumkin.

Yuqori chastotali tebranishlar bilan isitishning qulayligi shundaki, generator quvvatini sozlab, ichki organlarda issiqlik ajralishining quvvatini boshqarish, ayrim

muolajalarda esa issiqlikni dozalash mumkin. Elektromagnit tebranishlar va to'liqlar issiqlik ta'siridan tashqari, katta chastotalarda ayrim spetsifik ta'sirga olib keluvchi, ichki molekular jarayonlarni ham uyg'otadi.

To'qimalarni isitish uchun katta tok yuborish lozim. Ta'kidlab o'tilishicha, bunday hollarda o'zgarmas tok yoki past tovush va hatto, ultratovush chastotali tok elektrolizga va to'qimalarning buzilishiga olib kelishi mumkin. Shuning uchun tok bilan isitishda yuqori chastotali tokdan foydalaniladi (18.9- §ga qarang).

To'qimalarni isitishga sarflanuvchi tok quvvatini $P = I^2 R$ formula bo'yicha hisoblaymiz. Biologik to'qima yuzasi S ga teng bo'lib, l masofadagi ikki yassi elektrodlar orasiga zich joylashgan deb hisoblab (15.2- rasmda ko'rsatilgan tasvirga o'xshash) bu formulani o'zgartirib yozamiz.

Tok zichligi j to'qimaning barcha nuqtalarida bir xil va elektrodlardagi tok zichligiga teng bo'lsin deylik.

$$R = \rho l / S \text{ ekanligini nazarda tutib,}$$

$$P = I^2 R = j^2 S^2 \rho (l / S) = j^2 \rho V \quad (19.1)$$

ni olamiz, bunda $V = Sl$ to'qima hajmi. (19.1)ni bu hajmga bo'lib, l s da 1 m^3 da ajraluvchi issiqlik miqdori q ni topamiz:

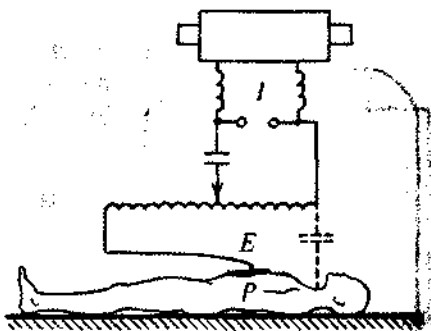
$$q = j^2 \rho \quad (19.2)$$

Demak, tok zichligiga va to'qimaning solishtirma qarshiligiga terapevtik muolajalarda to'qima orqali yuqori chastotali tok o'tkazishdan foydalaniladi.

Diatermiyada kam so'nuvchan tebranishli, chastotasi 1 MGs ga yaqin, kuchlanishi 100–150 V; tok kuchi bir necha amperga teng bo'lgan tok ishlatiladi. Teri, yog', suyaklar, muskullar eng katta solishtirma qarshilikka ega bo'lgani uchun ular ko'p isiydi. Qonga yoki limfaga boy organlar — o'pka, jigar, limfatik tugunlar eng isuvchi organlardir. Teri qatlamida va teri osti to'qimasida juda ko'p issiqlikning foydasiz ajralishi diatermiyaning kamchiligidir.

Hozirgi vaqtda diatermiya terapevtik amaliyotidan chiqib bormoqda va u boshqa yuqori chastotali ta'sir uslubi bilan almashtirilmoqda. Bunga sabab diatermiya xavfliligini yuqori darajada ekanligidir: apparatning buzuqligi, biologik obyektning to'g'ridan to'g'ri ikkala qutbga urinishi va katta tok tufayli elektrodlar qo'yilgan joyda tasodifiy bo'ladigan uchqunlanish fojiali oqibatlariga olib kelishi mumkin.

Mahalliy darsonvalizatsiya uchun chastotasi 100–400 kGs, kuchlanishi o'nlab kilovolt, tok kuchi esa kichik 10–



19.5- rasm. 81

15 mA bo'lgan tok ishlatiladi. Tok patsient P ga yuqori chastotali tebranishlar manbai I dan vakuumli yoki grafit bilan to'latilgan shisha elektrod E orqali o'tadi (19.5- rasm). Ikkinchi elektrod yo'q, chunki zanjir — patsient tanasi va atrofdagi muhit orqali siljish toklari bilan bekilgan (punktir bilan tasvirlangan kondensator). Faqat yuqori chastotali tok impulsi emas, balki patsient terisi bilan elektrod orasida hosil bo'ladigan elektr razryad ham ta'sir etuvchi faktordir.

Yuqori chastotali toklar xirurgiyada ham (elektrxiirurgiyada) ishlatiladi. Ular to'qimalarni kuydirish, „payvandlash“ ga (diatermokoagulatsiya) yoki ularni kesib tashlashga (diatermotomiya) imkon beradi.

Diatermokoagulatsiyada tok zichligi 6–10 mA/mm² ishlatilib, natijada to'qimaning harorati ko'tariladi va to'qima kuyadi. Diatermotomiyada tok zichligi 40 mA/mm² gacha yetkaziladi, natijada o'tkir elektrod (elektr pichoq) yordamida to'qimani kesishga erishiladi. Elektroxirurgik ta'sir oddiy xirurgik ta'sirdan bir qator afzallikka ega.

19.3-§. O'ZGARUVCHAN MAGNIT MAYDON BILAN TA'SIR ETISH

17.4-§da o'zgaruvchan magnit maydonida joylashgan massiv o'tkazuvchan jismlarda uyurmali toklarning hosil bo'lishi ko'rsatilgan. Bu toklardan biologik to'qima va organlarni isitish uchun foydalanish mumkin. Bunday davolash uslubi induktotermiya 19.2-§da bayon etilgan uslubdan qator afzalliklarga ega.

Induktotermiyada to'qimalarning isitilish darajasi qanday faktorlarga bog'liq ekanligini ko'rib chiqaylik. Ta'sir etish sxemasi 19.6- rasmda ko'rsatilgan. (17.6) va (17.7) formulalardan uyurma toklar uchun taxminan

$$I \approx -\frac{S}{R} \frac{dB}{dt}$$

ni yozish mumkin. R ni qarshilik uchun bo'lgan formula orqali ifodalab:

$$I = -\frac{k_1}{\rho} \frac{dB}{dt} \quad (19.3)$$

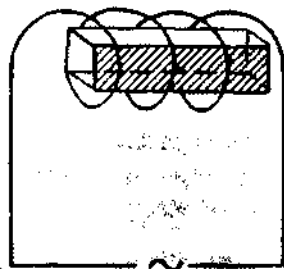
ni olamiz, bu yerda k — nusxaning to'qimaning geometrik o'lchovlarini hisobga oluvchi qandaydir koeffitsiyent. Maydonning magnit induksiyasi garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi, deb faraz qilamiz:

$$B = B_{\max} \cos \omega t$$

u holda

$$\frac{dB}{dt} = -B_{\max} \omega \sin \omega t \quad (19.4)$$

(19.2) ga tok zichligi o'rniga (19.3) dan tok kuchini qo'ysak, kesim yuzi koeffitsiyent k_1 ni hisobga olinadi va (19.4) dan foydalanib,



19.6- rasm:

$$q = \frac{k}{\rho^2} B^2 \omega^2 \rho \sin^2 \omega t = k \frac{\omega^2}{\rho} B_{\max}^2 \sin^2 \omega t \quad (19.5)$$

ni topamiz, bu yerda k — qandaydir koeffitsiyent.

Shunday qilib, induktotermiya vaqtida to'qimalarda ajraluvchi issiqlik miqdori chastota va magnit maydon induksiyasi kvadratlariga proporsional va solishtirma qarshilikka teskari proporsionaldir. Shuning uchun tomirlarga boy bo'lgan to'qimalar, masalan, muskullar yog' to'qimalariga nisbatan ko'proq isiydi. Odatda induktotermiya vaqtida spiral yoki yassi qilib o'ralgan kabellardan foydalanib, o'zgaruvchan magnit maydonining mahalliy ta'siroti qo'llaniladi. Uyumli toklar bilan davolash umumiy darsonvalizatsiya vaqtida ham bajarilishi mumkin. Bu holda bemor qafas-solenoid ichiga joylashtiriladi, solenoid o'ramlari orqali yuqori chastotali impulsli tok yuboriladi.

19.4-§. O'ZGARUVCHAN ELEKTR MAYDON BILAN TA'SIR ETISH

O'zgaruvchan elektr maydonida joylashgan to'qimalarda siljish toklari va o'tkazuvchanlik toklari paydo bo'ladi (19.7- rasmdagi sxematik tasvirga qarang). Odatda bu maqsad uchun ultrayuqori chastotali elektr maydonlari ishlatiladi, shuning uchun tegishli fizioterapevtik metod UYUCH-terapiya (ruscha UVCH-terapiya) nomini oldi. UYUCH maydon ta'sirini effektivligini baholash uchun o'tkazgichlarda va dielektriklarda ajraluvchi issiqlik miqdorini hisoblash lozim.

Elektr tokini o'tkazuvchi tana o'zgaruvchan elektr maydonida turgan bo'lsin deylik. Bu holda elektrodlar tanaga tegmaydi. Shuning uchun tanada ajraluvchi issiqlik miqdorini elektrodlardagi tok zichligi orqali ifodalashdan ko'ra o'tkazuvchi tanadagi elektr maydonning kuchlanganligi E orqali ifodalash maqsadga muvofiqdir.

Eng sodda almashtirilishlarni bajaramiz:

$$P = U^2 / R = E^2 l^2 S / \rho l = E^2 S l / \rho \quad (19.6)$$

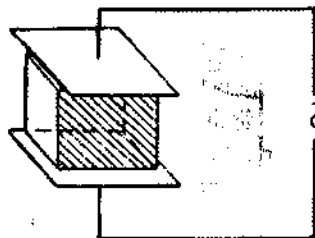
bu yerda E — elektr maydonining effektiv kuchlanganligi.

Bu ifodani hajm $S l$ ga bo'lib, $1 s$ ga $1 m^3$ to'qimadan ajraladigan issiqlik miqdorini topamiz:

$$q = p / sl = E^2 / \rho.$$

Endi o'zgaruvchan elektr maydonidagi nisbiy dielektrik singdiruvchanligi ϵ_r bo'lgan dielektrikni ko'rib chiqamiz.

O'zgaruvchan tok zanjirida quvvatning o'rtacha qiymati quyidagi formula orqali ifodalanadi:



19.7- rasm.

$$\tilde{P} = (U_{\max} I_{\max} / 2) \cos \varphi, = V_{ef} I_{ef} \cos \varphi \quad (19.7)$$

bu yerda φ tok kuchi va kuchlanishi orasidagi fazalar farqi. Agar (19.7) formulani kondensatorga qo'llasak, u holda $\varphi = \pi / 2$ ekanligini hisobga olib, $P = 0$ ni olamiz. Bu misolda (18.6- b rasmdagi vektor diagrammaga qarang) quvvat kondensatorda yutilmaydi va siljish toki to'la ravishda reaktivdir. Real dielektrikda uncha katta bo'lmagan o'tkazuvchanlik toki va qutblanishining davriy o'zgarib turishi keltirilgan elektr quvvatining yutilishini yuzaga keltiradi, dielektrik isiydi, bunga o'zgaruvchan elektr maydoni energiyasining bir qismi sarf bo'ladi, ya'ni dielektrik yo'qotish mavjud bo'ladi.

(19.7) formuladan ko'rinadiki, dielektrikda yo'qotishlarning mavjudligi tok va kuchlanish orasida $\varepsilon \neq \pi / 2$ faza siljishi (19.8- rasm) borligini bildiradi.

Tok vektorini ikki tashkil etuvchiga ajratamiz: reaktiv I_p va I_a aktiv. Reaktiv tashkil etuvchi kuchlanish U ga nisbatan faza bo'yicha $\pi / 2$ siljigan bo'lib, dielektrik yo'qotishni yuzaga keltirmaydi, mana shu dielektrik yo'qotishni hosil qiladi. I_p va I_{\max} orasidagi burchak δ dielektrik yo'qotishlar burchagi deyiladi, 19.8- rasmdan ko'rinadiki, bu burchak qancha katta bo'lsa, tokning aktiv tashkil etuvchisi shuncha katta bo'ladi.

Amalda tokning reaktiv va aktiv tashkil etuvchilarini dielektrik yo'qotishlar burchagining tangensi orqali bog'lanadi:

$$\frac{I_a}{I_p} = \operatorname{tg} \delta, \quad I_a = I_p \operatorname{tg} \delta \quad (19.8)$$

19.8- rasmdan ko'rinadiki $I_a = I_{\max} \cos \varphi$, buni (19.8) formula bilan solishtirib

$$I_{\max} \cos \varphi = I_p \operatorname{tg} \delta \quad (19.9)$$

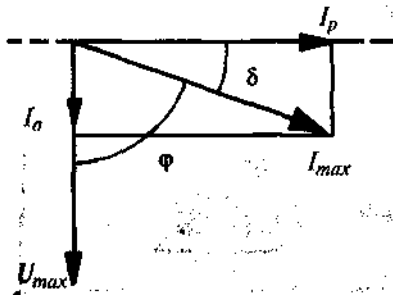
ga ega bo'lamiz. (19.9)ni hisobga olib, (19.7) quvvat uchun bo'lgan formulani o'zgartirib yozamiz:

$$P = \frac{U_{\max}}{2} I_p \operatorname{tg} \delta \quad (19.10)$$

Tok kuchi reaktiv tashkil etuvchisining amplitudasi — I_p bu ideal kondensatorga tegishli tok kuchining amplitudasidir. Shuning uchun:

$$I_p = U_{\max} C \omega. \quad (19.11)$$

(19.11)ni (19.10)ga qo'yib, yassi kondensator sig'imi formulasini hisobga olib, o'rtacha quvvat:



19.8- rasm.

$$P = \frac{U_{\max}^2}{2} \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l} \omega \operatorname{tg} \delta \quad (19.12)$$

ni olamiz. Kuchlanish amplitudasi o'rniga, uning effektiv qiymatini ishlatamiz:

$$U_{\text{ef}}^2 = U_{\max}^2 / \sqrt{2} \quad \text{yoki} \quad V_{\text{ef}}^2 = V_{\max}^2 / 2$$

U holda

$$P = U_{\text{ef}}^2 \omega (\epsilon_r \epsilon_0 S / l) \operatorname{tg} \delta$$

ga ega bo'lamiz. Bunda kuchlanishni elektr maydonining kuchlanganligi orqali ifodalab,

$$P = E^2 l^2 \omega (\epsilon_r \epsilon_0 S / l) \operatorname{tg} \delta = \omega E^2 \epsilon_r \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta S l$$

ni olamiz. Bu tenglikni dielektrikning hajmi $S l$ ga bo'lib

$$q = \frac{P}{S l} = \omega E^2 \epsilon_r \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta \quad (19.13)$$

ni topamiz (E — deganda elektr maydoni effektiv kuchlanganligining qiymati tushuniladi).

(19.6) va (19.13) formulalarni taqqoslab, har ikki holda ajraluvchi issiqlik miqdori elektr maydoni effektiv kuchlanganligining kvadratiga proporsional ekanligini payqash mumkin. U yana muhitning xarakteristikalariga, dielektrik uchun esa maydon chastotasiga bog'liq bo'ladi.

Sobiq SSSR da O'YuCH apparatlarida 40,58 MGs chastotani ishlatish qabul qilingan, bunday chastotali toklar bo'lganda organizmning dielektrik to'qimalari o'tkazuvchan to'qimalarga ko'ra tezroq isiydi.

19.5-§. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR BILAN TA'SIR ETISH

O'ta yuqori chastota (O'YuCH) diapazonidagi elektromagnit to'lqinlardan foydalanishga asoslangan fizioterapevtik uslublar, to'lqin uzunligiga bog'liq holda ikki xil ataladi: *mikroto'lqinli terapiya* (chastotasi 2375 to'lqin uzunligi 12,6 sm) va *DST-terapiya*, ya'ni detsimetr to'lqinli terapiya — chastotasi 460 to'lqin uzunligi 65,2 sm.

Hozirgi vaqtda O'YuCH maydonlarning biologik obyektlarga issiqlik ta'siri to'g'risidagi nazariya eng ko'p ishlab chiqilgan. Elektromagnit to'lqin moddani molekularini qutblab va ularni davriy ravishda elektr dipolkabi qayta orientatsiyalaydi. Bundan tashqari, elektromagnit to'lqin biologik sistemaning ionlariga ta'sir etadi va o'tkazuvchanlik o'zgaruvchan tokini hosil qiladi. Shunday qilib, elektromagnit maydonda joylashgan moddada siljish toklari bo'lganidek, o'tkazuvchanlik toklari ham bo'ladi. Bularning hammasi moddani isitishga olib keladi. Suv molekularining qayta orientatsiyalanishi tufayli vujudga keluvchi siljish toklari katta ahamiyatga ega. Shu sababdan mikroto'lqinlar energiyasining

eng ko'p yutilishi muskullar va qon kabi to'qimalarda sodir bo'lib, suyak va yog' to'qimalarida kam yutiladi, ularda isish ham kamroq bo'ladi.

Elektromagnit to'lqinlarni har xil yutish koeffitsiyentli muhitlar chegarasida, masalan, suv miqdori yuqori va past bo'lgan to'qimalar chegarasida turg'un to'lqinlar hosil bo'lishi mumkin, bu esa to'qimalarni mahalliy isitishda sababchi bo'ladi. Ayniqsa, ortiqcha isishga qon bilan ta'minlanishi kam bo'lgan to'qimalar moyil bo'ladi va, demak, termoregulatsiyasi (issiqlikni boshqarish) yomon bo'ladi, masalan, ko'z gavhari, shishasimon jism va boshqalar.

Elektromagnit to'lqin biologik jarayonlarga ta'sir ko'rsatib, vodorod bog'larini uzishi va DNK hamda RNK makromolekulalari oriyentatsiyasiga ta'sir etishi mumkin.

Elektromagnit to'lqin tananing qismiga tushganda teri yuzasidan qisman qaytishi yuz beradi. Qaytish darajasi havo va biologik to'qimalar dielektrik singdiruvchanligining farqiga bog'liq.

Agar elektromagnit to'lqinlar bilan nurlantirish masofadan turib amalga ohsa, unda elektromagnit to'lqin energiyasining 75 foizgachasi qaytishi mumkin. Bu holda nurlatgichda generatsiya qilinadigan quvvatga qarab birlik vaqt ichida bemor yutadigan energiya haqida fikr yuritish mumkin emas. Elektromagnit to'lqin bilan kontaktli nurlantirishda (nurlatgich nurlantirilayotgan yuzaga tegib turadi) generatsiya quvvati organizm to'qimasi qabul qilgan quvvatga mos keladi.

Elektromagnit to'lqinning biologik to'qimalarga kirish chuqurligi bu to'qimalarning to'lqin energiyasini yutish qobiliyatiga bog'liq bo'lib, bu o'z navbatida to'qimalarning tuzilishi (eng muhimi, tarkibidagi suv bilan), shuningdek elektromagnit to'lqinning chastotasi bilan aniqlanadi. Shunga ko'ra fizioterapiyada ishlatiladigan sintemetrlil elektromagnit to'lqin muskul, teri va biologik suyuqliklarga taxminan 2 sm, yog', suyakka esa taxminan 10 sm kirib boradi. Detsimetrli to'lqin uchun bu ko'rsatkich taxminan 2 marta yuqori.

To'qimalarning tuzilishi murakkab ekanligini hisobga olib, mikroto'lqinli terapiyada elektromagnit to'lqinlarni tana yuzasidan kirish chuqurligini shartli 3–5 sm ga teng deb hisoblanadi. DST-terapiyada esa 9 sm gacha bo'ladi.

V bo'lim

TIBBIY ELEKTRONIKA

Elektronika. Hozirgi vaqtda bu tushuncha keng tarqalgan. Texnika fani bo'lgan elektronika eng avval hozirgi zamon fizika yutuqlariga asoslanadi. Shuni dadillik bilan aytish mumkinki, elektron apparatlarisiz hozirgi kunda kasalliklar diagnostikasini ham, ularni effektiv davolashni ham amalga oshirib bo'lmaydi.

Bu bo'limda umumiy tibbiyot (meditsina) elektronikasining ayrim, eng muhim yo'nalishlari va eng xarakterli tibbiyot elektron apparatlari haqidagi tushuncha va ma'lumotlar keltiriladi. Tibbiy elektronikaning ba'zi asbob va apparatlari to'g'risida boshqa bo'limlarda ham ma'lumot beriladi.

Yigirmanehi bob

UMUMIY VA TIBBIY ELEKTRONIKANING MAZMUNI

Bu bobda elektronikaning mazmunini bayon etish bilan birga meditsina elektron apparatlarining elektr xavfsizligi va mustahkamligi masalalari ko'rib chiqiladi.

20.1-§. ELEKTRONIKA VA UNING RIVOJLANISHINING BA'ZI YO'NALISHLARI

Fizika har qanday boshqa fan kabi jamiyat talablariga ko'ra taraqqiy etib keldi va taraqqiy etmoqda. Uning rivojlanishi amaliy masalalar bilan boshqariladi. O'z navbatida fizikaning taraqqiyoti amaliy, shu bilan birga texnik muommalarni yechishga imkon beradi. Masalan, elektromagnit hodisalarni tekshirish sohasidagi yutuqlar natijasida texnikaning tegishli tarmoqlari rivojlanib ketdi: elektro va radiotexnika. Asta-sekin radiotexnikaning ko'pgina bo'limlari radioelektronika yoki elektronika deb atala boshladi.

„Elektronika“ termini shartli ravishda qabul qilingan bo'lib, unga aniq bir ta'rif berish qiyin. Ehtimol, hammadan to'g'rirog'i *elektronika deganda fan va texnikaning shunday tarmog'i tushuniladiki, unda elektrovakuumli, ionli va yarimo'tkazgichli qurilmalarning (asboblarning) ishi va qo'llanishi ko'rib chiqiladi.*

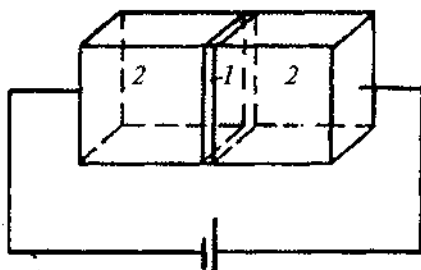
Elektronikaning, keng ma'noda aytganda (umumiy elektronikaning), qo'llanish sohasi bo'yicha qurilmalarning sinfiga, nazariy savollarning tabaqasiga qarab guruhlarga bo'lish mumkin. Shuning uchun fizika bo'limini nazarda tutib, fizik elektronikani ajratib olamiz. Unda jismlarning elektr o'tkazuvchanligi, kontakt va termoelektron hodisalar ko'rib chiqiladi; texnik elektronika deganda, uning shunday bo'limlari tushuniladiki, ularda asbob va apparatlarning tuzilishi, ularning ulash sxemalari tasvirlanadi; yarimo'tkazgichlar elektronikasi deb, yarimo'tkazgichli asboblarning tegishli qo'llanishining barcha yonalishlariga aytiladi.

Ba'zan hamma elektronika uchta yirik sohaga bo'linadi: vakuumli elektronika, u elektrovakuum asboblarni (elektron lampalar, fotoelektron qurilmalar, rentgen trubkasi gaz razryadli asboblarning yaratish va qo'llashga doir barcha masalalarni o'z ichiga oladi; qattiq jism elektronikasi, u yarimo'tkazgichli asboblarni, shuningdek, integral sxemalarni ham, yaratish va qo'llash bilan bog'liq masalalarni o'z ichiga oladi; kvant elektronikasi — elektronikaning alohida bo'limi bo'lib lazerlar va mazerlarga tegishlidir.

Bu masalalarning barchasi bir tomondan elektronikaning mazmuni haqida taassurot yaratsa, boshqa tomondan elektronika chegarasining noaniqligini qo'shimcha marta belgilab beradi. *Elektronika — fan va texnikaning julu rivojlanuvchi tarmog'idir.*

Yangi effektlar (hodisalar) asosida elektron qurilmalar, shular qatorida biologik va tibbiyotda qo'llasa bo'ladiganlarni ham yaratilmoqda. Namuna sifatida Djozefson effektini ko'rib chiqamiz.

1962- yilda Ingliz fizigi B.Djozefson ikkita o'ta o'tkazgich 2-2 orasiga joylashgan juda yupqa (qalinligi 1 nm ga yaqin) dielektrik qatlami 1 dan elektr toki oqib o'ta olishini oldindan aytgan (20.1- rasm).



20.1- rasm.

Tez orada bunday hodisa haqiqatdan ayon bo'ldi. Agar tok kuchi qandaydir kritik qiymatdan kichik bo'lsa, u holda dielektrikda kuchlanish tushishi sodir bo'lmas edi, agar tok kuchi kritik qiymatdan ortib ketsa, u holda dielektrikda kuchlanish tushishi ro'y berib va o'ta o'tkazgich dielektrik – o'ta o'tkazgich kontakti elektromagnit to'lqinlarini nurlatar edi.

Tok kuchining kritik qiymati tashqi magnit maydonlariga sezgir, shuning uchun 20.1- rasmda tasvirlangan o'xshash qurilmalardan kuchsiz magnit maydoni kuchlanganligini (10^{-7} A/m qiymatigacha tartibda) aniq o'lchash uchun foydalanish mumkin. Yaqinda Djozefson effektini yurak biotoklari magnit maydonining induksiyasini o'lchash uchun qo'llaydigan bo'lingan.

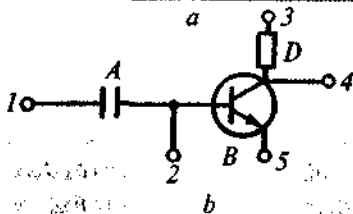
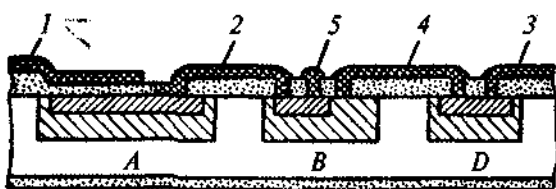
Olimlar har qanday texnika, shu jumladan radiotexnika va elektron qurilmalarni zamonaviylashtirishga, mustahkamroq, kam energiya istemol qiladigan, kichik gabaritli vahokazo qilishga intilmoqdalar. Biroq bunda qiyinchiliklar tug'iladi: masalan buyumlar gabaritlarning kichraytirilishi ularning mustahkamligini kamaytirish mumkin va hokazo.

Masalaning bir tomoniga — elektron qurilmalarning va sxemalar elementlarning o'lchamlarini qisqartirish yoki miniaturlash tendensiyasi g'oyasi ustida to'xtab o'tamiz.

Elektronikada faqat elektron lampalar qo'llanilgan vaqtdan beri, bu lampalarni shuningdek, sxemaning passiv elementlarini (rezistorlar, induktiv g'altaklar, kondensatorlar) kichik tashqi qilishga intilganlar.

Keyinchalik bosma sxemalarni kirita boshladilar, ular oddiy sxemalardan o'lchovlari tomonidan ustunlikka ega bo'lib, bundan tashqari ular sxemani montajlash jarayonini mehanizatsiyalash imkonini berar edi. Bunday intilishlar shunga olib keldiki, 1950- yillarining boshlarida 1 sm^2 ichida hisobda 0,5 element joylashadigan elektron tuzilmalarni yaratishga yerishildi.

Elektron qurilmalarni miniaturlashda yarimo'tkazgichli diot va triotlarning qo'llanilishi muhim bo'ldi, bu esa elektron tuzilmalar zichligini 1 sm^2 va 2-3 elementgacha yetkazish imkonini berdi. Elektronikani miniaturlashning hozirgi



20.2- rasm.

Yarimo'tkazgichli integral sxemalar asl yarimo'tkazgichlardan tayyorlanadi. Termik, diffuziy va boshqacha ishlov natijasida yarimo'tkazgichli kristall panjarasini shunday o'tkaztiriladiki, natijada uning ayrim sohalari sxemaning turli elementlari bo'lib qoladi. Bu o'lchovi 1 sm^2 ga yaqin bo'lgan plastinkadan 100 va undan ko'proq detallardan iborat, radiotexnik blokka ekvivalent bo'lgan sxema yaratishga imkon beradi. Integral sxemalarda rezistorlar va kondensatorlar sifatida odatda $p-n$ o'tishlardan foydalaniladi.

20.2- rasmda yarimo'tkazgichli integral sxemalardan biri ko'rsatilgan: *a* — uning ko'ndalang kesimi; *b* — prinsipial elektrik sxemasi. Turlicha shtrixlash bilan — har xil yarimo'tkazgich yoki o'tkazgich materriallar yoki turlicha kirishmali materiallar ko'rsatilgan (A — kondensator, B — rezistor, 1—5 — sxemaning tegishli nuqtalari).

Plyonkali integral sxemalar vakuumda tegishli tagliklar ustida turli materiallarni cho'ktirish yo'li bilan tayyorlanadi. Shuningdek, yarimo'tkazgichli va plyonkali sxemalarning birga qo'shilishidan iborat bo'lgan — *gibridli integral sxemalardan* ham foydalaniladilar.

Integral sxemalar ayrim elementlarning o'lchamlari judayam kichik, 0,5–10 mkm tartibida bo'ladi, shuning uchun ozginagina chang, gard va shunga o'xshashlar ularning ishiga ta'sir etishi mumkin. Bu esa integral sxemalarning atrofidagi muhit g'oyatda toza bo'lgan sharoitlarda tayorlanishi kerakligini jiddiy talab etadi.

Elementi 100 dan ortiq bo'lgan integral mikrosxemalar — katta integral sxemalar (KIS) deb nom oladi.

Integral sxemalarni yaratish, elektron qurilmalarni miniaturlash hozirgi zamon elektronikasi taraqqiyotining bosh yo'nalishlaridan biri bo'lib qoldi.

20.2-§. TIBBIY ELEKTRONIKA. TIBBIY ELEKTRON ASBOB VA APPARATLARNI ASOSIY GURUHLARI

Elektronika bilimning amaliy sohasidir. Elektron qurilmalarning keng tarqalgan qo'llanilishlaridan biri kasallikni aniqlash va davolash bilan bog'liqdir. Elektronikaning, medikabiologik masalalarni yechish uchun elektron sistemalarni qo'llashning xususiyatlarni, shuningdek, ularga mos apparatlarning tuzilishini ko'rib chiqiladigan bo'limi — *meditsina elektronikasi* deb ataladi.

Meditsina elektronikasi fizika, matematika, texnika, meditsina, biologiya, fizologiya va boshqa fanlardan olingan ma'lumotlarga asoslanadi. U o'zida biologik va fiziologik elektronikani mujjassamlashtiradi. Bu doimo kengayib boruvchi soha hisoblanadi, chunki elektronikaning meditsina qo'llanilishi xilma-hildir. Hozirgi vaqtda unda ko'proq an'anaviy noelektronik xarakteristikali — temperatura jismlilijishi biokimyoli ko'rsatkichlarni o'lchashda foydalanilmoqda va elektr signaliga o'zgartirish kiritishga harakat qilinmoqda. Elektr signal sifatida beriladigan ma'lumotni uzatish va qayt qilish qulay. Tibbiy biologiya maqsadlari uchun ishlatiladigan elektron asbob va apparatlar asosan quyidagi guruhlariga ajratiladi:

1. Tibbiy biologiya axborotini olish, uzatish va qayt qilish qurilmalari. Bunday axborot faqat organizmda (biologik to'qima, organi, sistema) ro'y beradigan jarayonlar, balki atrof-muhitning (sanitariya-gigiyena) holati, protezlarda sodir bo'ladigan jarayonlar va h.k. haqida bo'lishi mumkin. Bunga diagnostik apparaturalarning ko'pgina qismi: ballistokardiograf, fonokardiograf, biograf va boshqalar kiradi. Bunday asboblarning ko'pchiligida elektr signallar kuchaytirgichlarining bo'lishi xarakterlidir. Bu guruh yana laboratoriya tekshirishlari uchun elektromeditsina apparatlarini, pH metrni kiritish mumkin.

2. Davolash maqsadida organizmga turli fizik faktorlar (ultratovush, elektr toki, elektromagnit maydon va boshqalar) bilan dozali ta'sir ko'rsatishni ta'minlovchi elektron qurilmalar: mikroto'lqinli terapiya apparatlarini, elektroxirurgiya uchun apparatlar, kardiostimulyatorlar va boshqalar. Fizik nuqtayi nazardan bunday tuzilmalar har xil elektr signallarning generatori hisoblanadi.

3. Kibernetika elektron qurilmalari: a) tibbiy-biologiya axborotini qayta ishlash, saqlash va avtomatik analiz qilish uchun elektron hisoblash mashina; b) hayot uchun zarur bo'lgan jarayonlarni boshqarish va odamni o'rab olgan muhitning holati ustidan avtomatik analiz o'rnatish uchun tuzilmalar; d) biologik jarayonlarning elektron modellari va boshqalar.

Elektronli meditsina asbob va apparatlarning ishlatilishi diagnostika hamda davolashning samaradorligini va tabobat xodimining mehnat unumdorligini oshiradi.

20.3-§. TIBBIYOT APPARATURASINING ELEKTR XAVFSIZLIGI

Elektron meditsina apparaturaning ishlatilishi bilan bog'liq bo'lgan eng muhim masalalardan biri, ham patsiyent uchun, ham tabobat xodimi uchun uning elektr xavfsizligidir.

Bemor har xil sabablarga (organizmning darmonsizlanishi, narkozning ta'siri, kuchsizlanish, tanda elektrlarning bo'lishi, ya'ni bemorni elektr zanjiriga to'g'ridan-to'g'ri ulanishi h.k.) ko'ra sog' odamga nisbatan alohida elektr xavfli sharoitda bo'ladi. Shuningdek, tabobat elektron apparaturasi bilan ishlaydigan tabobat xodimi ham elektr tokidan zararlanish xavf-xatari sharoitida turadi.

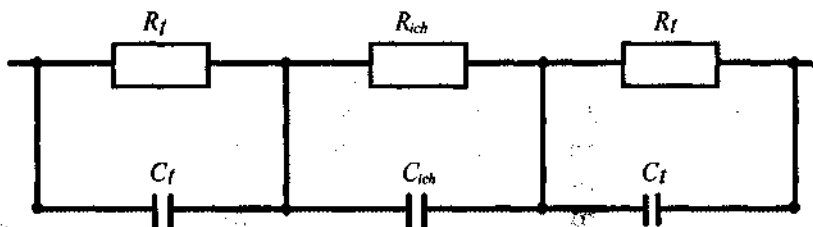
Elektr tarmog'i va texnik tizimlar odatda elektr kuchlanish beradi. Lekin organizm yoki organlarga elektr toki, ya'ni vaqt birligi ichida biologik obyektдан oqib o'tuvchi zaryad ta'sir ko'rsatadi.

Ikkita elektrodlar orasidagi odam tanasining qarshiligi ichki to'qimalar va organlarning qarshiligi va teri qarshiligining yig'indisidan iborat (20.3- rasm). Organizm ichki qismlarining qarshiligi – R_{ich} odamning umumiy holatiga kuchsiz bog'liq bo'lib, hisoblashlarda kaft-tovon yo'li uchun $R_{ich} = 1 \text{ K}\Omega$ qabul qilingan. Terining qarshiligi – R_t ichki organlarning qarshiligidan ancha ortiq bo'lib, u ichki hamda tashqi sabablarga (terlash, namlik) bog'liq bo'ladi, bundan tashqari, tananing turli qismlarida teri har xil qalinlikka ega va, demak, qarshiligi ham turlichadir. Shuning uchun (odam terisining qarshiligini noaniqligini hisobga olib) uni hisobga olmaydi va $I = U / R_{ich} = U / 1000$ deb hisoblanadi. Masalan, $U = 220 \text{ V}$ bo'lganda $I = 220 / 1000 \text{ A} = 220 \text{ mA}$. Umuman olganda teri qarshilikka ega va real sharoitda, 220 V kuchlanishda tok kuchi 220 mA dan kichikdir. Elektron tibbiy apparatura bilan ishlashda xavfsizlikni ta'minlashning barcha mumkin bo'lgan choralari ko'rilgan bo'lishi kerak.

Asosiy va boshlang'ich talab — kuchlanish ostida turgan apparaturaning qismlariga qo'l tegib ketmasligidir.

Buning uchun eng avval kuchlanish ostida turgan asbob va apparaturaning qismlarini bir-biridan va apparatning korpusida muhofaza qilinadi. Bunday rolni bajaruvchi izolatsiya asosiy yoki ishchan izolatsiya deyiladi.

Korpusdagi teshiklar – barmoqlarni, bezak uchun taqiladigan zanjirlar uchun va h.k. to'satdan apparatning ichki qismlariga kirib va tegib ketmasligini



20.3- rasm.

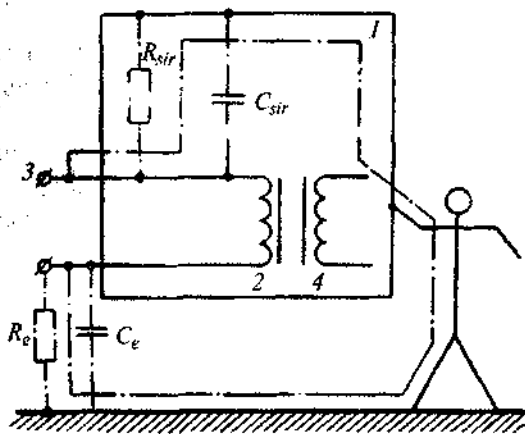
muhofaza etish kerak. Biroq, kuchlanish ostida bo'lgan apparat qismlari yopiq bo'lsa-da, bu aqalli ikkita sababga ko'ra xavfsizlikni hali ta'minlamadi.

Birinchidan, apparatning simlari va uning korpusi orasidagi izolatsiya qanday bo'lmasin asbob va apparatning o'zgaruvchan tokning qarshiligi, elektr tarmog'ining simlari va yer o'rtasidagi qarshilik ham cheksiz emas. Shuning uchun odam apparatning korpusiga tekkanda, uning tanasi orqali sirqish toki deb ataladigan tokidir. Ikkinchidan, ishchi izolatsiyaning buzilishi (eskirishi, atrofda havoning namligi) tufayli apparatning ichki qismlarning korpusi bilan elektr tutashuvi ro'y berishi ehtimoldan xoli emas – korpusga urish va apparaturaning tashqi tegish mumkin bo'lgan qismi — korpusi — kuchlanish ostida bo'ladi.

Ham birinchi, ham ikkinchi hollarda shunday choralarni ko'rish kerakki, ular apparatning korpusiga tekkanda kishilarni tok urishidan xalos etsin. Bu masalalarni birmuncha mukammalroq ko'rib chiqamiz.

Korpusga o'tadigan sirqish tokining kuchi, har qanday o'tkazish kabi Ohm qonuniga asosan kuchlanishga va zanjirning qarshiligiga bog'liq bo'ladi. Sirqish tokining zanjiri sxematik ravishda 20.4- rasmda ko'rsatilgan. Bu yerda birinchi apparatning korpusi, uning ichida transformator, uning ikkinchi birlamchi o'ramli, uchinchi tarmoqning kuchi kuchlanish manbaiga ulangan. To'rtinchi transformator ikkilamchi o'rami apparaturaning ishchi qismi bilan o'ralgan (bu rasmda ko'rsatilmagan).

Tarmoq yerga ulangan bo'lishiga yoki bo'lmasligiga bog'liq bo'lmay har doim yerga nisbatan birmuncha o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi, u izolatsiya va yerga ulanish aktiv (omik) qarshiligi R_e bilan va tarmoq simlari hamda yerning sig'imi C_e — bilan aniqlanadi. Tarmoq va korpus orasidagi elektr o'tkazuvchanlik



20.4- rasm.

ishchi izolatsiyaning omik qarshiligiga va apparatning kuchlanish ostida bo'lgan ichki qismlari hamda korpusi orasidagi sig'imiga, yani R_{sir} va C_{sir} ga bog'liq bo'ladi. Bu elementlarning barchasi sochilgan parametrlar bo'lgani va rezistorlar kondensatorlar sifatida bo'lmaganligi tufayli 20.4- rasmda punktir bilan tasvirlangan.

Rasmda shtrix punktir chiziq bilan apparat yoki asbobning korpusiga tegib turgan odam orqali o'tuvchi, sirqish tokining yo'li ko'rsatilgan.

Agar bemor zanjiri (konturi) korpusda izolatsiya qilingan bo'lsa, u holda yana alohida, bemorga sirqish toki ham bo'ladi.

Sirqish tokining kuchi meditsina apparaturasining eksplutatsiya xavfsizligiga muhim ta'sir ko'rsatgani uchun bunday buyumlarni loyihalash va tayyorlashda yo'l qo'yilishi mumkin bo'lgan tok kuchini asbob va apparatlarning ham normal ishlatilishida, ham faqat birgina buzilish ro'y berganda hisobga oladilar. Birgina buzilish deganda, elektr tokining urishiga qarshi himoya vositalaridan birining ishdan chiqishi tushuniladi.

Elektr xavfsizlik shartlariga ko'ra birgina buzilish odam uchun to'g'ridan-to'g'ri xavf tug'dirmasligi kerak. Mumkin bo'lgan sirqish tok kuchlarini elektromeditsina buyumlarining xillariga va bu mahsulotlarning tok urishidan himoya darajasiga qarab ajratiladi. Ularning to'rt xili mavjud:

H — himoya darajasi normal bo'lgan buyumlar: bunday himoya uy-ro'zg'or asboblarning himoyasiga aqliy va ekvivalentdir.

B — himoya darajasi yuqori bo'lgan buyumlar.

BG' — himoya darajasi yuqori bo'lgan va ishchi qismi izolatsiya qilingan buyumlar.

CG' — Himoya darajasi yuqori bo'lgan va ishchi qismi izolatsiya qilingan buyumlar. Bu xilga, albatta, xususan ishchi qismi yurak bilan elektr kontaktda bo'lgan buyumlar kiradi.

CG' — xildagi buyumlarga alohida belgi qo'yilishi lozim (20.5- rasm) 23-jadvalda yo'l qo'yilishi mumkin bo'lgan sirqish tok kuchi buyum xillari — H, B, BG va CG' uchun keltirilgan.

Korpusga urishda apparaturaning tegishli qismlari kuchlanish ostida bo'lib qoladi. Bu holda ham buyumlar ishining buzilish sharoitlarida elektr tokining urishidan himoyalalanish usullarini ko'rib qo'yish kerak. Bunday himoya choralariga

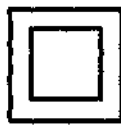
yerga ulash va nolga ulash kiradi. Bu choralarni fizik jihatdan tushunish elektro-meditsina apparaturasini qanday qilib uch fazali sistemaga ulash kerakligini bilish lozim.



a



b



d

Buyumlar turi	N		B, BG'		CG'	
	Normal holatda	Bir marta buzilishda	Normal holatda	Bir marta buzilishda	Normal holatda	Bir marta buzilishda
Sirqish tokining turi						
Korpusga Bemorga	0,25 —	0,05 —	0,1 0,1	0,5 0,5	0,01 0,01	0,5 0,5

O'tgan asrning oxirida rus injeneri M.O.Dolivo — Dobroloskiy o'zgaruvchan tokni simlaridan tejab o'tkazish to'g'risidagi masalani texnik jihatdan hal qilish uchun uch fazali tok sistemasini (uch fazali tokni) taklif etgan edi.

Bu sistema variantlardan biri 20.6- rasmda keltirilgan; 1 — bitta generatorning faza o'ramlari, ularda o'zgaruvchan kuchlanish induksiyalanadi; 2 — nagruzkalar (iste'molchilar); 3 — chiziqli simlar (ular generatorni iste'molchi bilan birlashtiradi). Iste'molchilar uch fazali zanjirning bir konturida, ikkinchi konturining ish tartibiga ta'sir ko'rsatmasligi uchun neytral (nol) sim — 4ni kiritish maqsadga muvofiqdir. Chiziqli simlar orasidagi U_{ϕ} ga chiziqli, chiziqli va neytral simlar orasidagi U_{ϕ} ga fazali kuchlanish deyiladi. Fazali va chiziqli kuchlanish orasidagi munosabat quyidagicha:

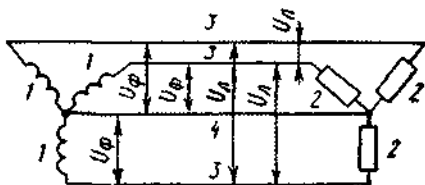
$$U_r = \sqrt{3}U_{\phi} \approx 1,73U_{\phi}.$$

Odatda, elektr tibbiyot apparaturasi chiziqli yoki oddiy fazali kuchlanishga bir fazali iste'molchi sifatida ulanadi. 20.7- rasmda apparaturasi chiziqli fazali kuchlanish bilan ta'minlanishi ko'rsatilgan. Soddalashtirish uchun chiziqli simlar to'la izolatsiyalangan, neytral sim esa yerga nisbatan qarshilik R_1 ga (punttir bilan ko'rsatilgan) ega deb, faraz qilamiz.

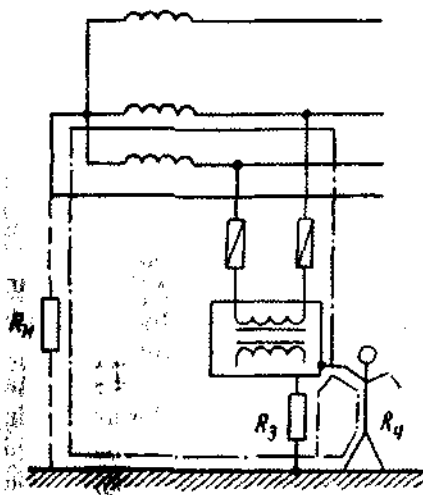
Agar himoyalovchi — R_0 bo'lmaganda edi, u holda korpusga tok urishda va odam unga tekkanda unda kuchlanish hosil bo'lar edi.

Shtrix punktir bilan odam ulanib qolgan hol uchun zanjir ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinadiki, U_{ϕ} — kuchlanish, odam tanasi qarshiligi — R_0 bilan uning yerga ulanishini ham kiritganda R_0 orasida qayta taqsimlanar ekan. Agar, masalan, $R_0 = 0,5 R_{\phi}$ bo'lsa, u holda odamda $220/3V \approx 75V$ kuchlanish bo'lib qolishi mumkin. Odamni himoyalash uchun korpusni yerga ulash kerak. Yerga ulash R_{ϕ} qarshiligi R_0 -ga parallel ulangan. R_{ϕ} kichik bo'lgani uchun (4 Omdan katta bo'lmagligi kerak) $R_{\phi} \gg R_0$ bo'ladi va mana shu qarshilikda va shuningdek odamda juda oz kuchlanish bo'ladi.

Shuni ta'kidlash kerakki, R_1 — qarshilik kattaligi tufayli tokni korpusga

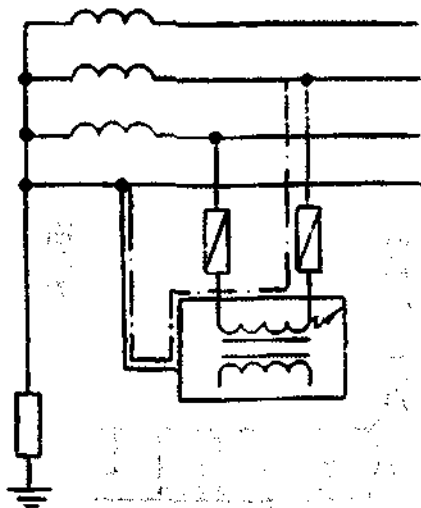


20.6- rasm.



20.7- rasm.

U_{ϕ} — kuchlanish qarshiliklar orasida taqsimlanadi va korpuslar bilan yer orasida $0,5 U_{\phi}$ ga teng bo'lgan kuchlanish bo'ladi. Bu odam uchun xavflidir. Muhimi tok urishda saqlagich kuyadi, lekin bu birdaniga yuz bermasligi yoki „avariya“ tok kuchining kamligi tufayli umuman yuz bermasligi mumkin saqlagich ishlab turishi uchun boshqa turdagi himoyadan foydalaniladi — himoyali nolga ulash, bunday apparatning korpusini simlar yordamida tarmoq simining noli bilan ulanadi (20.8- rasm).



20.8- rasm.

urishi, saqlagich yoyilib ketishi uchun avariya tokini vujudga keltirmaydi, shuning uchun bunday buzilish ishlovchiga sezilmasdan qolaveradi.

Agar yonida boshqa chiziqli simdan (boshqa fazadan) korpusga tok urgan apparat (asbob) turgan bo'lsa, u holda ikkala asbob korpuslari orasida chiziqli kuchlanish paydo bo'ladi. Bir vaqtning o'zida bunday korpuslar tegish juda xavfli.

Hozirgi vaqtda ko'pincha neytrali yerga ulangan uch fazali tarmoqlardan foydalanilmoqda. Bu holda himoyalovchi yerga ulashning samarasi kam. Haqiqatan ham, yerga ulash yaxshi bo'lganda (20.7- rasm) R_n — kichik,

Korpusga tok urgan holda qisqa tutashish ro'y beradi (shtrix punktir bilan ko'rsatilgan), saqlagich kuyadi va apparatura kuchlanish manbaidan uziladi. Nol simining uzilib ketishi ehtimolligi har qachon bo'lishi tufayli neytral yerga bir necha joylarda ulanadi.

Aytilganlardan xulosa qilib, yana shuni ta'kidlaymizki, himoyali yerga ulash yoki nolga ulash — izolatsiylangan neytrali tuzilmalarda tarmoqni apparaturaning yerga ulangan qismlari bilan tutashishi natijasida odam tanasi orqali o'tuvchi xavfsiz tok kuchini, neytralli yerga ulangan tuzilmalarda esa apparaturaning elektr tarmog'ini avtomatik uzishini ta'minlashlari kerak.

Biroq har qanday elektr tibbiyot apparaturasi ham yerga ulash yoki nolga ulash bilan mustahkam himoyalangan.

Ta'minlovchi tarmoqning tok urishidan qo'shimcha himoya choralariga ko'ra apparatura to'rt sinfga bo'linadi: 1) buyumlar, ularda asosiy izolatsiyadan tashqari, tegish oson bo'lgan metall qismlarda kuchlanish ta'minlovchi bilan yerga ulash (nolga ulash)ni o'zaro tutashtirish ko'zda tutiladi. Buni, masalan, uch ismli tarmoq shnuri va uch kontaktli vilka yordamida qilish mumkin. Shurning ikkita simi kuchlanish hosil qilish uchun, uchinchi esa yerga ulovchi bo'lib xizmat qiladi. Vilkan rezetkaga kiritgan avval yerga ulash, keyin esa kuchlanish tarmog'i beriladi.

0-1 — buyumlar, ular birinchi sinf mahsulotlaridan shu bilan farq qiladiki, ulardan alohida, tegish oson bo'lgan metall qismlarni yerga ulaydigan (nolga ulaydigan) qurilmalar bilan birlashtirish maqsadida qo'shimcha qisqich (klemma) bo'ladi. 20.5- b rasmda kimyoviy yerga ulash (nolga ulash) ko'rsatilgan. 01 — sinfdagi buyumlarni qo'llash vaqtinchalik bo'lib, keyinchalik bu mahsulotlarni birinchi sinfga tegishliligi bilan almashtirish kerak.

II — buyumlar asosiy izolatsiyadan tashqari qo'shimcha izolatsiyaga ham ega bo'ladi. Asosiy va qo'shimcha izolatsiya o'rnida oshirilgan izolatsiya bo'lishi mumkin. Bu sinfdagi apparatlarda kimyoviy yerga ulash uchun moslamalar yo'q. 20.5- d rasmda bu sinf mahsulotlari tarmoq shunurlarini (yoki kabelni) kirgizilishi.

III — Mahsulotlar, ular 20 V dan katta bo'lmagan o'zgaruvchan kuchlanishi yoki 50 V dan oshmaydigan o'zgarmas kuchlanishni izolatsiyalangan tok manbaidan ta'minlashga mo'ljallangan bo'lib, kattaroq kuchlanishli tashqi yoki ichki zanjirga ega bo'lmagan buyumlardir. Bu sinfdagi mahsulotlar ham kimyoviy yerga ulash uchun moslamalarga ega emas.

Yuqorida faqat elektr tibbiy avtomatlari bilan ishlashda elektr xavfsizligini asosiy masalalari ko'rib o'tildi. Baxtsiz hodisalarga olib keluvchi har xil vaziyatlarda elektr texnik izoh berish qiyin bo'lgani uchun bir necha umumiy ko'rsatmalar bilan chegaralaymiz.

— asboblarga bir vaqtning o'zida ikkala qo'l tana qismlari bilan tegmang;

— ho'llangan nam polda, yerda ishlamang;

— elektr apparatlarda ishlanganda trubalarga (gaz, suv isitish), metallar konstruksiyalarga tegmang;

— bir vaqtning o'zida ikkita apparat (asboblarning metall qismlariga) tegmang;

Bemorga ulangan elektrodlar yordamida davolash tadbirlari olib borilayotganda elektr xavfsizlik holatini vujudga keltiruvchi ko'p variantlarni (kasalni isitish batareyalarga, gaz va suv o'tkazish truba va kranlarga tegishni, qo'shni apparatura korpusi orqali tutashishni va h.k.) ko'zda tutish qiyin, shuning uchun berilgan davolash tadbirlarini o'tkazishda yo'l-yo'riqqa amal qilgan holda, ulardan chetga chiqmaslik kerak.

20.4§. TIBBIYOT APPARATURASINING ISHONCHLIGI

Tibbiyot apparatlari normal ishlab turishi kerak.

Bu talab har doim bajarilmaydi, aniqroq aytganda, bunday talab maxsus choralar ko'rilmaganda, istalgancha uzoq vaqtgacha bajarilmaydi.

Tibbiyot apparaturasidan foydalanilyotganda vrach ekspluatatsiya qilayotgan buyumning ishdan chiqish ehtimolligi to'g'risida, ya'ni asbob (apparat) yoki qismlarni buzilishi, ruhsat etilgan parametrlarning oshib va kamayib ketishi to'g'risida tasavvurga ega bo'lishi kerak. Texnik talabalarga javob bermaydigan qurilma ish qobiliyatini yo'qotadi, shuning uchun uni sozlab ishlash qobiliyatiga qaytarish mumkin. Ko'p hollarda faqat lampani yoki rezistorni almashtirib buyumni yana normal ishlashi ta'minlanadi, ammo bunday ham bo'lishi mumkin; apparatura shunchalik eskirgan va ishdan chiqqan bo'lishi mumkinki, uni sozlash iqtisodiy jihatdan maqsadga muvofiq bo'lmaydi. Shu sababdan tabobat apparaturani sozlashga yaroqli va uning qisimlarining chidamli ekanligi to'g'risida tasavvurga ega bo'lgan bo'lishi kerak.

Mahsulotlarni berilgan sharoitlarda ishda to'xtab qolmasligi va berilgan vaqt davomida o'zining ish qobiliyatini saqlashini umumiy ishonchlilik termini bilan karakterlaydilar. Tibbiyot apparaturasi uchun ishonchlilik masalasi ayniqsa muhimdir, chunki asbob va apparaturalarning ishdan chiqishi faqat iqtisodiy yo'qotishlarga emas, balki bemorlarning o'limiga ham sabab bo'lishi mumkin.

Apparatning buzilmasligi ko'pgina sabablarga bog'liq bo'lib, ularning ta'sirini hisobga olish amalda mumkin emas, shuning uchun ishonchlilikni miqdoriy baholash ehtimollik karakteriga ega.

Bunda, masalan, muhim parametr buzilmasdan ishlash ehtimolligi hisoblanadi. U tajribada aniqlanib, t vaqt ichida N ta ishlayotgan (buzilgan) buyumlar sonini sinab ko'riladigan buyumlarning umumiy soni N_0 ga nisbatan bilan baholanadi:

$$P(t) = \frac{N(t)}{N_0} \quad (20.1)$$

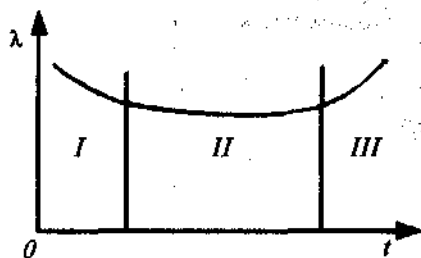
Bu karakteristika berilgan vaqt davomida buyumlarning ish qobiliyatini saqlash imkoniyatini baholab beradi.

Ishonchsizlikni boshqa miqdoriy ko'rsatkichi buzilishlar intensivligi (tezligi) $\lambda(t)$ hisoblanadi. Bu ko'rsatkichni ishdan chiqish soni dN ni — ishlovchi elementlarning umumiy soni N ning dt ga ko'paytmasini nisbati sifatida ifodalash mumkin.

$$\lambda = -\frac{dN}{Ndt} \quad (20.2)$$

„—“ ishorasining qo'yilishiga sabab $dN < 0$ ekanligi, chunki ishlab turgan buyumning soni vaqt o'tishi bilan kamayib boradi. $\lambda(t)$ funksiya har xil

ko'rinishga ega bo'lishi mumkin. Xarakterli shakli grafik ravishda 20.9-rasmda tasvirlangan bu yerda 3 soha sezilarli: *I* — ishning boshlanish davri, buyumlarning defektli elementlari „kuyganda“, detallarni tayyorlash jarayonida vujudga keladigan, yashirin nuqsonlar yuzaga chiqadi. Bunda ishdan chiqish intensivligi yetarli darajada katta



20.9- rasm.

bo'lishi mumkin. *II* — normal ekspluatatsiya davri, ishdan chiqish intensivligi o'zining doimiy qiymatini saqlab turishi mumkin. Bu davrga apparaturaning normal ekspluatatsiyasini planlashtirishni lozim ko'riladi; *III* — eskirish davri, ishdan chiqish intensivligi vaqt o'tishi bilan eskirishining va elementlar eyilishining ta'sir ko'rsatishi tufayli o'sib boradi.

Mediklar uchun shunisi qiziq bo'lsa kerakki odam o'limni xarakterlaydigan parametrning vaqtga bog'liqligi ham taxminan shunday ko'rinishga o'xshash bo'ladi.

„O'lim intensivligi „ ko'p jihatdan chaqaloqlik *I*- davr va qarilik (*III*- davr) davriga hos.

Buzilmasdan ishlash intensivligi *P* va ishdan chiqish intensivligi λ orasida maxsus bog'lanish mavjud. Uni $\lambda = \text{const}$ (*II*- davr) hol uchun aniqlaymiz.

Differensial tenglama (20.2)ni o'zgaruvchilarni qisimlarga ajratib quyidagicha yozib olamiz.

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (20.3)$$

Integrallab va quyi chegaralarni (sinab ko'riladigan mahsulotlarning boshlang'ich soni N_0 va $t=0$ vaqtini) va yuqori chegaralarni (t momentda beto'htov ishlovchi mahsulotlar soni N ni) qo'yib;

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, \quad \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad (20.4)$$

ni olamiz. (20.4) ni (20.1) bilan solishtirib, $P(t) = e^{-\lambda t}$ ga bo'lamiz. Shunday qilib, buzilish intensivligi doimiy bo'lganda buzilmasdan ishlash ehtimoli vaqtga bog'liqligini eksponensial qonunini olamiz. Bu qonunni apparaturani ishonchligini baholashda qo'llash mumkin.

Ekspluatatsiya davomida ishdan chiqish mumkin bo'lgan asoratlarga bog'liq ravishda meditsina buyumlari 4 sinfga bo'linadi.

A — bemor va meditsina xodimining hayoti uchun bevosita xavf tug'diradigan buyumlar. Bu sinfdagi buyumlar uchun buzilmasdan ishlash ehtimoli planli —

ehtiyot texnik xizmat ko'rsatkichlar orasida ishlash davomida 0.9 bo'lmasligi, texnik xizmat ko'rsatilmaydigan mahsulotlar uchun esa belgilangan xizmat muddati ichida bo'lishi kerak. Bu sinfdagi mahsulotlarga kasalning hayoti uchun muhim organlarning ishini takrorlaydigan asboblari, sun'iy nafas olish va qon aylanish apparatlari va boshqalar kiradi.

B — mahsulotlar ularning ishdan chiqishi, organizmning holati yoki atrof-muhit to'g'risidagi ma'lumotni buzib ko'rsatadi, bemor yoki meditsina xodimining hayotiga to'g'ridan-to'g'ri havf solmaydi, bu kutish rejimida turgan, belgilangan vazifasiga ko'ra o'shanga o'xshash mahsulotdan darhol foydalanish zaruriyatini tug'diradi. Bu sinfdagi mahsulotlar uchun buzilmasdan ishlash ehtimolligi 0,8 dan kam bo'lmasligi kerak. Bunday mahsulotlarga kassallarni kuzatib turuvchi sistemalar, yurak faoliyatini rag'batlantiruvchi apparatlar (stimulatorlar) va boshqalar kiradi.

D — buyumlar ularning ishdan chiqishi effektivlikni pasaytiradi yoki kritik bo'lmagan holatlarda davolash — diagnostikani borishini to'xtatib qo'yadi yoxud meditsina va xizmat ko'rsatuvchi xodimlarning ishini ko'paytiradi yo faqat moddiy zararga olib keladi. Bu sinfdagi ta'mir qilinuvchi buyumlarning ishdan chiqishigacha ishlash vaqti va ta'mir qilmaydigan buyumlarni ishdan chiqquniga qadar o'rtacha ishlash vaqti planli — ehtiyot texnik xizmat ko'rsatishi orasidagi vaqtdan yoki kalendar davridan kamida ikki martadan oshmasligi kerak. O'rtacha intensivlikda ishlaydigan texnik xizmat ko'rsatilmaydigan buyumlar uchun esa bu vaqt garantiyada ishlash vaqtida yoki garantiya muddatida kam bo'lmasligi kerak. Bu sinfga diagnostik va fizioterpetik apparaturalarning, asboblarning va boshqalarning ko'pchilik qismi kiradi.

E — ishdan chiquvchi qismlarga ega bo'lmagan buyumlar. Elektr meditsina apparatura bu sinfga kirmaydi.

Shifokorlarga ishonchlik tushunchasini ba'zi bir shart bilan odam organizmiga ham tatbiq qilish mumkinligini bilish ancha qiziqarlidir. Bunday kasallik — ish qobiliyatini yo'qotish tarzida, davolash esa ta'mir, muolaja esa ishonchsizlikni oshiruvchi chora tarzda qaraladi. Biroq organism murakkab sistema bo'lib, unga „texnik“ yondashish qismangina amalga oshirilishi mumkin, bunda teskari aloqa va rostlash jarayonlarini hisobga olish kerak.

Kibernetik yondashuv aynan shundaydir (birinchi bo'limga qarang).

Yigirma birinchi bob

TIBBIY-BIOLOGIK AXBOROTNI OLISH SISTEMASI

Har qanday medik-biologik tadqiqotlar tegishli axborotni olish va uni qayd qilish bilan bog'liqdir. Shu maqsad uchun ishlatiladigan qurilmalar va metodlarning har xil bo'lishiga qaramay, ularning umumiy sxemalari va ishlash prinsiplarini ko'rsatib o'tish mumkin. Mazkur bobda ko'rib chiqiladigan masalalar qisman kibernetikaga tegishli.

21.1-§. TIBBIY-BIOLOGIK AXBOROTNI OLISH, UZATISH VA QAYD QILISHNING TUZILISH SXEMASI

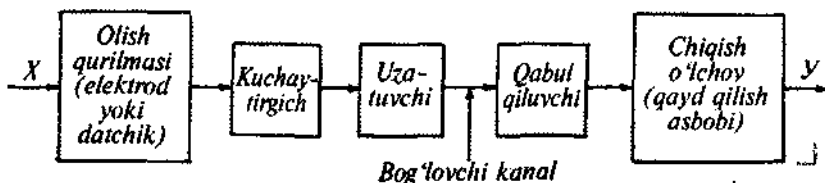
Medik-biologik sistemaning holati va parametrlari to'g'risidagi axborotni olish va yozish uchun bir butun tuzilmalar to'plami bo'lishi lozim.

Bunday to'plamning birlamchi elementi sistemasining o'zi bilan bevosita kontaktida yoki o'zaro ta'sirda bo'ladigan olish tuzilmasi deb ataluvchi o'lchamlar vositasi sezgir elementdir, qolgan elementar medik-biologik sistemadan odatda ajralib turadi, ayrim hollarda o'lchov sistemasining qismlari o'lchanuvchi obyektidan ma'lum masofaga eltib qo'yiladi.

O'lchov zanjirining tuzilish sxemasi 21.1- rasmda tasvirlangan. Bu sxema umumiy bo'lib, tibbiyotda diagnostika va tekshirish uchun qo'llaniladigan barcha real sistemalarni o'zida aks ettiradi. Tibbiy elektronika tuzilmalarida sezgir element yo elektr signalni to'g'ridan-to'g'ri uzatadi yoki bunday signalni biologik sistema ta'sirida o'zgartiradi. Shunday qilib, olish tuzilmasi, mediko-biologik va fiziologik mazmundagi informatsiyani elektron tuzilmaning signaliga o'zgartirib beradi. Tibbiy elektronikada ikki ko'rinishdagi olish tuzilmalaridan foydalaniladi: elektrodlar va datchiklar.

O'lchash zanjirining tugallovchi elementi qilib shunday o'lchov vositasi olinadiki, u biologik sistema to'g'risidagi ma'lumotni to'g'ridan-to'g'ri kuzatuvchi uchun qulay shaklda aks ettiradi yoki qayd qiladi.

Ko'pincha olish tuzilmasi va o'lchov vositasi oralig'ida boshlang'ich signalni kuchaytiruvchi (22- bobga qarang) va uni masofaga uzatuvchi elementlar bo'ladi.



21.1- rasm.

Tuzilish sxemasida X -biologik sistemaning o'lchanuvchi parametrlaridan birini, masalan, qon bosimini bildiradi. Y harfi bilan chiqish kattaligi belgilanadi, masalan, o'lchov asbobida tok kuchi (MA) yoki qayd qiluvchi asbobning qog'ozida chizuvchining siljishi (mm). Hisoblash uchun $Y = f(x)$ bog'liqlik ma'lum bo'lishi kerak.

21.2-§. BIOELEKTRIK SIGNALNI OLISH UCHUN ELEKTRODLAR

Elektrodlar — bu o'lchash zanjirini biologik sistema bilan birlashtiruvchi maxsus shakldagi o'tkazgichlardir.

Diagnostikada elektrodlardan elektr signallarini olish uchun emas, balki tashqi elektromagnit ta'sirlarni keltirib berish uchun foydalaniladi, masalan, reografiyada. Tibbiyotda elektrodlardan davolash maqsadida elektromagnit ta'sir ko'rsatishda va elektr qo'zg'atishda foydalaniladi.

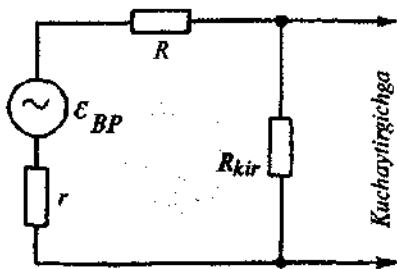
Elektrodlarga alohida talablar qo'yiladi: ular tez mahkamlanishi va olinishi, elektr kattaliklari yuqori darajada barqaror bo'lish, mustahkam, halaqit bermaydigan, biologik to'qimalarni qo'zg'atmasligi kerak va hokazo.

Bioelektrik signallarni olish uchun elektrodlarga tegishli muhim fizik masala — u ham bo'lsa foydali ma'lumotning yo'qotilishini, ayniqsa, elektrod — teri o'tish qarshiligini minimumga yetkazishdirdir. Biologik sistema va elektrodlarni o'z ichiga olgan elektr zanjirining ekvivalent elektr sxemasi 21.2- rasmda tasvirlangan. ε_{bp} — biopotensiallar manbaining E. Yu. K., r — biologik sistema ichki to'qimalarining qarshiligi; R — teri va elektrodlarning qarshiligi; R_{kir} — biopotensiallar kuchaytirgichining kirish qarshiligi. Om qonuniga asosan

$$\varepsilon_{bp} = I_r + IR + IR_{kir} = IR_i + IR_{kir} \quad (21.1)$$

kuchaytirgichning chiqishidagi kuchlanish tushishini shartli ravishda „foydali“ deyish mumkin, chunki kuchaytirgich manbai E. Yu. K. ning mana shu qisminigina kattalashtirib beradi. Bu ma'noda biologik sistemaning ichidagi va elektrod — teri sistemasidagi kuchlanish tushishlarni „foydasiz“ deyish mumkin. berilganligi uchun I_r — ni kamaytirish uchun ta'sir ko'rsatib bo'lmaydi, u holda IR_{kir} ni oshirishni R ni kamaytirish bilan va eng avval elektrod — teri kontaktining qarshiligini kamaytirish bilan amalga oshiriladi.

Elektrod — teri o'tish qarshiligini kamaytirish uchun elektrod va teri orasidagi muhitning elektr o'tkazuvchanligini oshirishga urinadilar, buning uchun fiziologik yeritmaga ho'llangan marli sochiqdan yoki elektr o'tkazuvchi pastadan foydalaniladi. Bu qarshilikni elektrod — teri kontaktining yuzasini



21.2- rasm.

kattalashtirish yo'li bilan ham kamayirish mumkin, ya'ni elektrodning o'lchamini kattalashtirib, lekin bunda elektrod bir qancha ekvipotensial sirtlarni egallaydi (masalan, 14.15- rasmga qarang) va bunda elektr maydonining haqiqiy manzarasi buziladi.

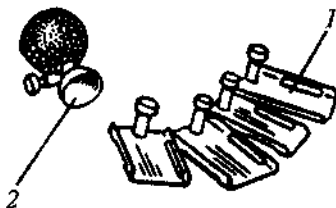
Vazifasiga ko'ra bioelektrik signalni olish uchun elektrodlar quyidagi guruhlariga bo'linadi: 1) funksional diagnostika xonalarda qisqa muddat ichida, ya'ni masalan, elektrokardiogrammalarni bir marta olish uchun; 2) uzoq muddatda qo'llaniladigan, masalan, uzluksiz terapiya palatalari sharoitlarida og'ir bemorlarni doimiy kuzatib turishda; 3) harakatdagi tekshiruvlarda qo'llaniladigan, masalan, sport yoki kosmik meditsinada; 4) tezlik bilan qo'llashda, masalan, tez yordam berish sharoitlarida qo'llaniladigan elektrodlar.

Barcha hollarda elektrodlar qo'llanilishining o'ziga xos xususiyati namoyon bo'lishi tushunarli. Agar bioelektrik signallarni kuzatish uzoq davom etsa, fiziologik yeritma qurib qolishi mumkin va bunda qarshilik o'zgaradi. Bemor hushidan ketgan paytda ignasimon elektrodni ishlatish qulaydir va hokazo.

Elektrofiziologik tekshirishlarda elektrodlardan foydalanishda ikkita o'ziga xos masala vujudga keladi: ulardan biri elektrodlarni biologik to'qima bilan kontaktida galvanik E.Yu.K. ning hosil bo'lishi hisoblanadi. Boshqasi elektrodning elektrolitik qutblanishi, u toq o'tganda, elektrodlardan reaksiya mahsulotlarining ajralishida namoyon bo'ladi. Natijada asosiyga nisbatan qarshi kelgan E.Yu.K. vujudga keladi.

Ikkala holda vujudga keladigan E.Yu.K. elektrodlar yordamida olinadigan foydali bioelektrik signalni buzadi. Shunday usullar mavjudki, ular shu singari ta'sirlarni kamaytiradi yoki yo'qotadi, biroq bunday usullar elektrokimyoga aloqador bo'lib, bu kursda u ko'rib chiqilmaydi.

Nihoyat, ayrim elektrodning tuzilishini ko'rib chiqamiz. Elektrokardiogrammani olish uchun elektrodlar, ya'ni tarmoqlar kabellarining uchlari qo'yiladigan va mahkamlanadigan 1- qisqichli metall plastinkalar (21.3- rasm) maxsus rezina lentalar bilan oyoq-qo'llarga mahkamlanadi. Kabellar elektrodni elektrokardiograf bilan ulaydi. Bemorning ko'kragiga 2- ko'krak elektrod o'rnatiladi. U rezina so'rg'ich bilan ushlab turiladi. Bu elektrod ham tarmoq kabeli kabi klemmaga ega.



21.3- rasm.



21.4- rasm.

Mikroelektrodli praktikada shishali mikroelektrodlar ishlatiladi. Bunday elektrodning profili (yon tomondan ko'rinishi) 21.4-rasmda tasvirlangan, uning uchi 0,5 mkm diametrga ega. Elektrodning korpusi izolator bo'lib, ichida elektrolitga o'xshash o'tkazgichi bor. Mikroelektrodlarni tayyorlash va ular bilan ishlash ma'lum qiyinchiliklar tug'diradi, biroq bunday mikroelektrod membrana hujayrasiga sanchilib hujayralar ichida tekshirishlar olib borishga imkon beradi.

21.3-§. TIBBIY-BIOLOGIK AXBOROT DATCHIKLARI

Ko'pgina tibbiy-biologik xarakteristikalarini elektrodlar bilan „olib“ bo'lmaydi, chunki ular bioelektrik signallarda aks ettirilmaydi: qon bosimi, temperatura, yurak tovushlari va hokazo. Ayrim hollarda tibbiy-biologik axborot elektr signal bilan bog'langan bo'ladi, biroq unga noelektrik kattalik sifatida yondashish qulayroqdir, masalan, pulslar. Bu hollarda datchiklardan foydalanishadi (o'lchov o'zgartiruvchilar).

O'lchanuvchi yoki tekshiriluvchi kattalikni uzatish bundan keyin o'zgartirish yoki qayd qilish uchun qulay bo'lgan signalga aylantiruvchi tuzilma *datchik* deb aytiladi. O'lchanuvchi kattalik keltirib ulangan, ya'ni o'lchov zanjiridagi birinchi datchik-birlamchi deyiladi.

Tibbiyot elektronika uchun faqat o'lchanuvchi yoki tekshiriluvchi noelektrik kattaliklarni elektr signalga aylantiruvchi datchiklar ko'rib chiqiladi.

Boshqa xildagilarga qaraganda elektr signaldan foydalanish eng qulaydir, chunki elektron tuzilmalar uni nisbatan murakkab bo'lmagan holda kuchaytirib berish, masofaga uzatish va qayd qilish imkonini beradi.

Generatorli va parametrik datchiklar mavjud.

O'lchanuvchi signal ta'sirida bevosita kuchlanishni yoki tokni generatsiyalaydigan datchiklar — generatorli datchiklar deyiladi. Bunday datchiklarning ba'zi turlarini va ular asosidagi hodisalarni ko'rsatamiz. 1) pyezoelektrik datchiklar — pyezoelektr effekti (14- bobga qarang); 2) termoelektrik datchiklar — termoelektr hodisasi (15- bobga qarang); 3) induksion datchiklar — elektromagnit induksiya (17- bobga qarang); 4) fotelektrik datchiklar — fotoeffekt (27.8- §ga qarang) hodisalarga asoslangandir.

Parametrik datchiklar — shunday datchiklarki, ularda o'lchanuvchi signal ta'sirida birorta parametr o'zgaradi. Bunday datchiklarning ba'zilarini va ular yordamida o'lchanuvchi parametrni ko'rsatamiz: 1) sig'imli datchik — sig'im; 2) reostatli datchik — omik qarshilik; 3) induktivli datchik — induktivlik yoki o'zaro induktivlikni o'lchaydi.

Axborotni tashuvchi energiyaga ko'ra datchiklar: mexanik, akustik, temperatura, elektrik, optik va boshqa datchiklarga bo'linadi. Ba'zi hollarda datchiklarga o'lchanuvchi kattalik bo'yicha nom beriladi, masalan, bosim datchigi, tenzometrik datchik (tenzo-datchik) ko'chishni yoki deformatsiyani o'lchaydi va hokazo.

Ko'rsatib o'tilgan datchiklarning mumkin bo'lgan tibbiy-biologik qo'llanishlarini keltiramiz (24- jadval).

24- jadval

Datchik	Mexanik	Akustik	Optik	Temperatutali
Pyezoelektrik	AB	FKG	-	-
Termoelektrik	-	-	-	T
Induksion	BKG	FKG	-	-
Fotoelektrik	-	-	OGG	-
Sig'imli	FKG	-	-	-
Reostatli	AB, BKG	-	-	T
Induktiv	MIB	-	-	-

Belgilar: AB — qonning arterial bosimi, B.K.G. — ballistokardiogramma, F.K.G. — fonokardiogramma, OGG — oksigemografiya, T — temperatura, MIB — me'da-ichak yo'lidagi bosim.

Datchik chiqish kattaligi Y ni kirish kattaligi X ga funksional bog'lanishini ifodalaydigan o'zgartiruvchi funksiya bilan xarakterlanadi, u analitik $Y = f(X)$ ifoda bilan yoki grafikda tasvirlanadi.

Eng sodda va qulay hol, $Y = kX$ to'g'ri proporsionallik bog'lanish hisoblanadi.

Kirish kattaligining o'zgarishi chiqish kattaligiga qanchalik ta'sir yetishini — datchikning sezgirligi ko'rsatadi.

$$Z = \Delta Y / \Delta X .$$

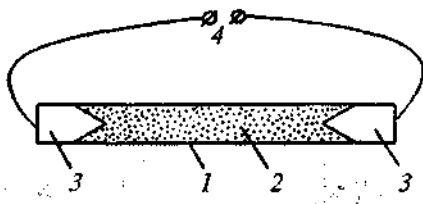
U datchikning turiga qarab mm ga Om bilan (Om/mm), Kelvinga millivolt (mV/K) bilan o'lchanadi va hokazo.

Datchiklar ketma-ket to'plamining sezgirligi barcha datchiklar sezgirliklarining ko'paytmasiga teng. Datchiklarning vaqtiy xarakteristikalari ham ahamiyatga egadir. Analitik ravishda bunday xususiyat datchik sezgirligining kirish kattaligi

tezligiga $\frac{dx}{dt}$ yoki X garmonik qonun bo'yicha o'zgarganda, chastotaga bog'liq bo'lishiga olib keladi.

Datchiklar bilan ishlashda ularning o'ziga xos bo'lgan xatoliklarini hisobga olish lozim. Xatoliklarga olib keluvchi sabablar: 1) o'zgartiruvchi funksiyaning temperaturaga bog'liqligi; 2) gisterizis — datchikda qaytmas jarayonlar natijasida ro'y beradigan kirish kattaligining sekin o'zgarishlari hamda Y ning X dan kechikishi; 3) o'zgartiruvchi funksiyaning vaqt bo'yicha doimiy bo'lmasligi; 4) ko'rsatishning o'zgarishiga olib keladigan datchikning biologik sistemaga teskari ta'siri; 5) datchikning inertligi (uning vaqtiy xarakteristikalarini hisobga olmaslik) va boshqalar.

Tibbiyotda ishlatiladigan datchiklarning konstruksiyasi juda xilma-xildir, oddiydardan (termojuft tipidagi), to murakkab datchiklarigachadir. Misol sifatida eng oddiy-nafas olish datchigini-reostatli (rezistivli) datchikni bayon etamiz.



21.5- rasm.

Bu datchik (21.5- rasm) rezina naycha — 1 ko'rinishida qilingan bo'lib, u ko'mir kukuni — 2 bilan to'ldirilgan. Trubkani kesilgan joylariga elektrodlar — 3 biriktirilgan. Ko'mir orqali tashqi manba 4 dan tok o'tkazish mumkin. Trubka cho'zilganida uzunligi ortadi va ko'mir ustunining ko'ndalang kesimi

quyidagi formula bo'yicha kamayadi:

$$R = \rho l / S$$

bu yerda ρ — ko'mir kukunining solishtirma qarshiligi.

Shunday qilib, agar trubka bilan ko'krak qafasi bog'lansa yoki odatda qilinadigandek trubkani uchlariga tasmani birlashtirilsa va ko'krak qafasi o'rab olinsa, nafas olishda trubka cho'ziladi, nafas chiqarishda siqiladi. Zanjirda tok kuchi nafas olish chastotasiga ko'ra o'zgaradi, buni esa mo'ljallangan o'lchov sxemasini qo'llab yozib borish mumkin.

Xulosa qilib aytganda, datchiklar biologik sistemalar retseptorlarining texnikaviy o'xshashidir.

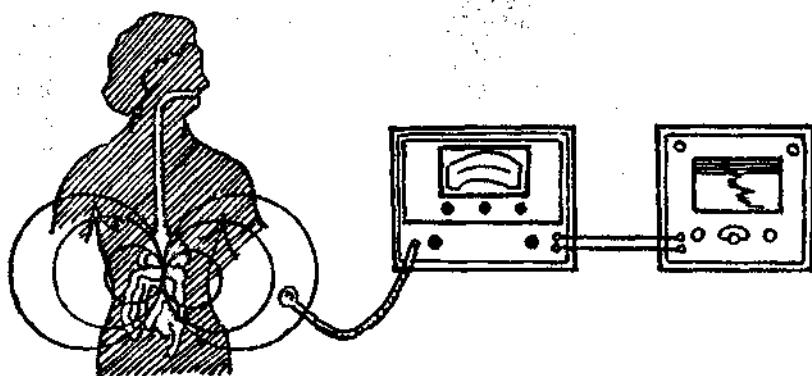
21.4-§. SIGNALNI UZATISH. RADIOTELEMETRIYA

Olingan va kuchaytirilgan elektr signalni qayd qiluvchi (o'lchovchi) asboga uzatish zarur. Ko'pincha elektrodlar yoki datchiklar, kuchaytirgich va qayd qiluvchi asbob bir butun tuzilma sifatida konstruktiv yasalgan bo'ladi, biroq o'lchovchi qism biologik sistemadan biror masofada turishi mumkin, bunday o'lchashlar telemetriyaga yoki birmuncha torroq biotelemetriyaga daxldordir. Bunday hollarda datchik va qayd qiluvchi asbob orasidagi aloqa yo simlar, yoki radio orqali amalga oshiriladi. Telemetriyaning keyingi varianti *radiotelemetriya* deyiladi. Bu xildagi aloqada kosmik tadqiqotlarda — kosmik kemaning va uning ekipaji haqidagi, sport meditsinasida — mashg'ulot o'tkazib turgan vaqtda sportchining fiziologik holati to'g'risidagi ma'lumotni olish uchun keng ravishda foydalanadilar. Masalan, sportchi shlyomidagi, 300–500 m masofaga (ya'ni stadion chegarasida) radio to'lqinlar tarqatuvchi uzatgich antenasi yordamida uning ahvoli to'g'risidagi ma'lumotlarni belgilab olish mumkin.



21.6- rasm.

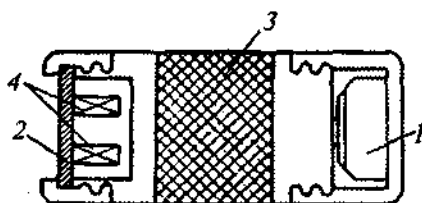
Radiotelemetriya ovqat yo'llarini endoradiozondlash uchun ham ishlatiladi. Bu masalani mukammalroq ko'rib chiqamiz. Radioperedatchikli miniatur (kichkinagina hajmdagi) kapsula (endoradiozond, 21.6- rasm) bemor tomonidan yutiladi (21.7- rasm),



21.7- rasm.

Uzatuvchi chastotasining o'zgarishi bo'yicha bemor yaqiniga qo'yilgan priyomnik bilan kapsula o'rnashgan joydagi bosimni, kislota yoki ishqor darajasini, temperatura va boshqa parametrlarni o'lchash mumkin.

21.8- rasmda ovqat hazm qilish fermentlarining aktivligini aniqlash uchun ishlatiladigan endoradiozond sxemasi ko'rsatilgan. U uch asosiy qismdan iborat: 1 — olinuvchi, kiygizмага joylashgan kuchlanish manbai, 2 — ferment tomonidan yeritiluvchi ferromagnit kukuni va zarralardan presslanib yasalgan disk, 3 — yarimo'tkazgichli tranzistor va radiosxemaning boshqa detallari.



21.8- rasm.

Disk olinuvchi kiygizma ichiga joylashgan bo'lib, kuchlanish manbaidek, bir marta ishlatilgandan so'ng boshqasiga almashtirilishi mumkin. Generatorning prinsipial elektr sxemasi 23.1- rasmda ko'rsatilgan.

Disk induktiv g'altak — 4 ga qisiladi va u bilan yopiq magnit o'tkazgichni hosil qiladi. Disk ovqatni hazm qiluvchi fermentlar ta'sirida yerigan sari zanjirning induktivligi kamayadi va generator chastotasi ortadi. Shunday qilib, qabul qilinayotgan chastota bo'yicha fermentlar aktivligi haqida xulosa chiqarish mumkin.



21.9- rasm.

Endoradiozondning tuzilish sxemasi 21.9- rasmda tasvirlangan. Ba'zan shunday ko'p kanalli tuzilmalar ishlatiladiki, ular bir vaqtning o'zida bir yo'la bir necha parametrlarni olish, uzatish va qayd qilish imkonini beradi. Tibbiy-biologik xarakterdagi bir vaqtda to'plangan ma'lumot diagnostika imkoniyatlarini ancha kengaytiradi. Hozirgi vaqtda bunday ma'lumotni qayd qilish hisoblash mashinalari yordamida bajariladi.

21.5-§. ANALOGLI QAYD QILUVCHI TUZILMALAR

21.1- rasmda tasvirlangan texnik sxemaning oxirgi elementi tibbiy-biologik ma'lumotni aks ettiruvchi yoki qayd qiluvchi o'lchov (tekshiruv) tuzilmalari hisoblanadi.

Aks ettiruv tuzilmalari deb shunday tuzilmalarga aytiladiki, ular ma'lumotni vaqtincha ko'rsatib, yangi ma'lumot hosil bo'lishi bilan oldingi ma'lumot izsiz yo'qolib ketadi. Strelkali asboblari: ampermetr, voltmeter va boshqalar bunga misol bo'ladi. Masalan, strelkali ampermetr tok kuchini berilgan vaqt momentida ko'rsatsa-da, uni belgilamaydi. Zanjirda tok kuchining o'zgarishi bilan oldingi qiymat to'g'risidagi ma'lumot qaytmasdan yo'qoladi. Bunday tuzilmalarda aks ettiriladigan ma'lumotni esga tushirish uchun atayin uni yozib borish kerak, buni esa talabalar fizika laboratoriyalaridan bajaradilar.

Aks ettiruvchi tuzilmalardan qarshilik elektrotermometri, puls urishini o'lchagich va boshqa shu kabi tibbiy asboblari tayyorlashda foydalaniladi.

Tibbiyot elektronika qayd qiluvchi asboblari keng tarqalgan bo'lib, ular ma'lumotni qandaydir tashuvchida belgilab boradi. Bu olingan tibbiy-biologik ma'lumotni hujjatga olish, saqlash, ko'p marta foydalanish, ishlab chiqish va analiz qilish imkonini beradi.

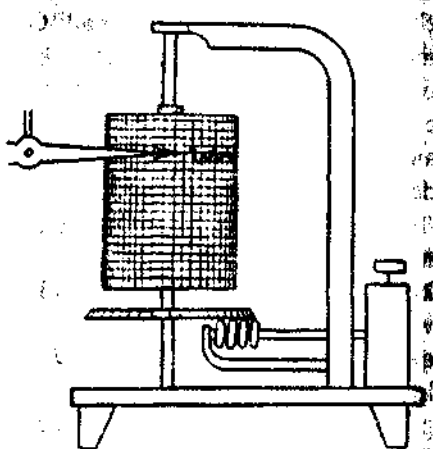
Aks ettiruvchi va qayd qiluvchi asboblari *analogli* — *uzluksiz, diskretli, analogli va diskretli* asboblarning imkoniyatlarining birga qo'shilishidan tashkil topgan kombinatsiyalarga bo'linadi.

Tibbiy-biologik tekshirishlar amaliyotida eng ko'p tarqalgan analogli qayd qiluvchi tuzilmalarni mukammalroq ko'rib chiqamiz. Ularning ba'zilari o'zi yozuvchi asboblari yoki o'zi yozgichlari deb ataladi.

Tibbiyot, biologiya va fiziologiyada asosan tashuvchida ma'lumotni qayd qilishning quyidagi usullaridan foydalaniladi: a) modda qatlamini (bo'yoqni) yurgazish; siyoh-peroli va oqizib yozadigan sistemalar; b) tashuvchi moddalarning holatini o'zgartirish: fotoregistratsiya, elektrkimyoviy, elektrofotografiyaviy (kserografiya) va magnitli yozuv; d) tashuvchidan modda qatlamini ko'chirish: dudlab qoraygan yuzi, issiqlikni yozish.

Fiziologik tajribada hozirgi kunda ham qo'llanilayotgan eng sodda o'zi yozgichlardan biri buralgan prujinadan ishlovchi kimograf (21.10- rasm) yoki elektrokimograf hisoblanadi. Elektrokimograf uning barabanini bir tekis aylanishi elektrodvigatel yordamida amalga oshiriladi.

Kimograf g'oyasi — tekshiriluvchi kattalikning vaqtga bog'liqligini o'lchovchi hozirgi zamon analogli qayd qiluvchi asboblarning asosan ko'pchiligida tashuvchining bir tekis aylanishi yoki sirtining ko'chishi saqlanadi. Qayd qilinuvchi kattalikka proporsional bo'lgan yozgichning yoki yorug' dog'ning y — siljishi olingan grafikning (21.11- rasm) ordinatasi bo'ladi. Tashuvchining (qog'oz, fotoplyonka) bir tekis ko'chishi shuni bildiriladki, absissa t — vaqtga proporsional ekan. Natijada hosil bo'lgan egri chiziq $Y = f(t)$ munosabatni aks ettiradi.



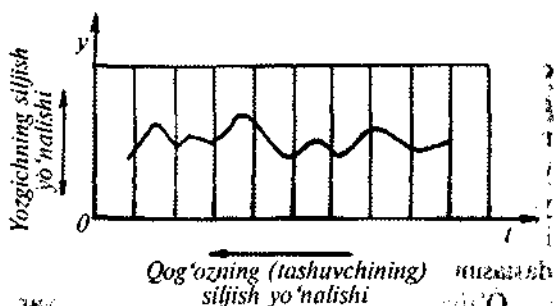
21.10- rasm.

Tibbiyot apparaturasida ishlatiladigan o'zi yozgich asboblari elektr signalni mexanik ko'chirishga o'zgartirib beradi. Fizik nuqtaiy nazardan ular galvanomer bo'lib, juda kichik tok kuchiga reaksiya beruvchi yuqori sezgirlikdagi elektr o'lchov asboblari hisoblanadi. Bu asboblarda g'altaklardan, simli ramka yoki halqadan o'tuvchi tok doimiy magnitning magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Bu o'zaro ta'sir natijasiga harakatlanuvchi qism (magnit, simli ramka yoki halqa qismlari) tok kuchiga proporsional ravishda, ya'ni elektr signalga proporsional ravishda og'adi.

Harakatlanuvchi qism bilan yozuv elementi birlashtirilgan bo'lib, u qo'zg'aluvchi tashuvchida yozuv izini qoldiradi, bu element alohida kapillar pero yoki oqizuvchi o'zi yozgichdagi konus naychali shisha kapillar yoki yorug'lik nurini qaytaradigan ko'zg'ucha yoki boshqa narsa bo'lishi mumkin.

Misol tariqasida 21.12- rasmda o'zi yozgich tasvirlangan. Bunda 1 — elektromagnit, uning o'ramlarida esa qayd qilinuvchi elektr signali o'tadi; 2 — silindr shakldagi doimiy magnit, u shisha kapillar, 3 bilan mahkam bog'langan, 4 kapillarning konus naychasidan bosim ostida siyoh otilib chiqadi va Y iz qoldiradi, u doimiy magnitning og'ishiga va shuningdek, elektrmagnitdagi tok kuchiga proporsional bo'ladi.

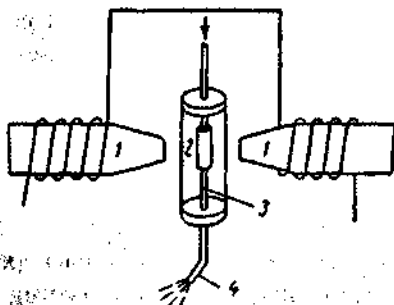
O'zi yozgichning muhim xarakteristikasi bo'lib qayd qilib ulguradigan tebranishlar



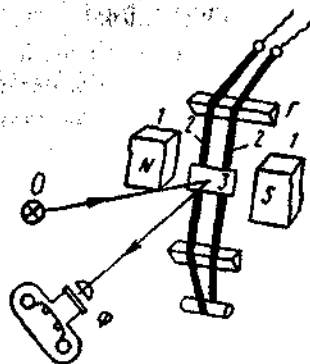
21.11- rasm.

chastotalari diapazoni hisoblanadi. O'zi yozgichning karakterlanuvchi qismining inersiya momenti qancha katta bo'lsa, o'lchanuvchi kattalikning haqiqiy o'zgarishiga nisbatan qayd qilinishning kechikishi shuncha katta bo'ladi, chastotaviy karakteristika yomon chiqadi. Eng ko'p keng chastotalar imkoniyati analogli qayd qiluvchi asboblarda bo'lib, ularni yorug' nurli (shleyfli) *ossilloqraflar* deyiladi.

Yorug' nurli ossilloqrafning (21.13- rasm) asosiy qismini shleyfli galvanometr — *G* tashkil etadi, u 1 — doimiy magnitdan, 2 — halqa (shleyf) ko'rinishidagi metall simdan, undan esa qayd qilinuvchi elektr signali o'tadi va 3 — ko'zgudan iborat. Nur yoritish manbai 0 dan ko'zguna tushadi, qaytib fotografiyaviy qurilma Φ ga tushadi, u fotoplyonkali o'ramdan va lenta tortuvchi mexanizmdan tarkib topgan. Elektr signal o'ziga proporsional ravishda galvanometr sheyfining burilishini hosil qiladi. Fotoplyonkaning bir tekis tortilishi vaqt bo'yicha yoyishni amalga oshiradi. Maxsus vaqtni belgilovchidan foydalanib, fotoplyonkada belgilarni hosil qilish mumkin.



21.12- rasm.



21.13- rasm.

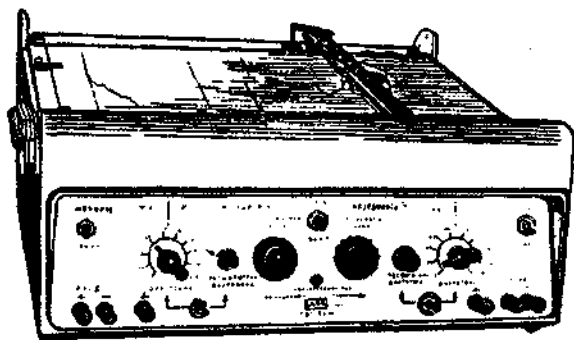
Bunday ossilloqraf chastotasi taxminan 0 dan 10 kGs gacha bo'lgan jarayonlarni qayd qilish imkonini beradi, bu esa tibbiy-biologik signalning chastotali xarakteristikalarini yetarli darajada qoplaydi. Asosan bir vaqtning o'zida o'nlab o'zgaruvchan kattaliklarni qayd qilish imkonini beruvchi ko'p kanalli yorug' nurli ossilloqraflar ishlab chiqariladi. Ularning eng katta kamchiligi fotoqog'oz yoki fotoplyonkadagi suratni chiqarish zaruriyatidir. Hozirgi vaqtda ultrabinafsha yoritishga sezgir bo'lgan maxsus qog'oz ishlab chiqarilmoqda. U maxsus ishlashni talab etmaydi, biroq yoritish manbai ultrabinafsha nurlarning quvvatli dastasini nurlatishi lozim.

O'ziyozuvchi tuzilmalarda o'lchov asboblarning odatdagi xatoliklari bilan bir qatorda yozishda yo'l qo'yiladigan xatoliklar ham vujudga keladi.

Yozishdagi xatoliklarga sabab qog'oz yoki fotoplyonkani ko'chirish mexanizmi ishidagi noaniqlik, asbobning yozish sistemasining inersiyasi tufayli bo'ladigan kechikish, havo namligi ta'sirida qog'oz o'lchamlarining o'zgarishi, vaqtni belgilashdagi noaniqlik va hokazolar bo'lishi mumkin.

Vaqtga bog'liqlikni belgilovchi bir koordinatali o'zi yozgichlardan tashqari, tekshirish amaliyotida ikki koordinatali o'zi yozgichlar keng tarqaldi.

21.14- rasmda mana shunday PDS — 21 M modeli o'zi yozgichning tashqi ko'rinishi tasvirlangan. Yozib olishda ko'ndalang joylashgan reyka ilgarilanma harakat qiladi, uning siljishi beriladigan signallardan (parametrlardan) biriga — x ga proporsional bo'ladi. Reyka bo'ylab yozgichi bor karetki ikkinchi parametr y ning o'zgarishiga proporsional ravishda qo'zg'alib boradi. Natijada yozgich murakkab harakat qila boshlaydi va qog'ozda $Y = f(v)$ funksiyaning grafigini qoldiradi.

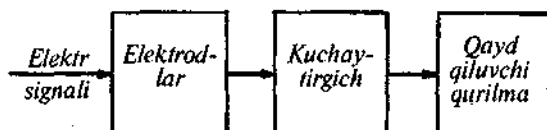


21.14- rasm.

Tibbiyot amaliyotida ma'lumotlarni qayd qilishda analogli qayd qiluvchi asboblardan birga elektron-nurli trubkalar kabi inersion bo'lmagan, kombinatsiyalashtirilgan tuzilmalar ham ishlatiladi (23.4- §ga qarang).

Masalan, vektor-kardioskop rasmga qarang, (uning asosiy qismi *elektron-nurli trubka* hisoblanadi) elektr va vektor-kardiogrammani tasvirlab ko'rsatadi.

Elektron-nurli trubka kombinatsiyalashtirilgan tuzilmalar guruhiga kiradi, chunki u chiqishdagi ma'lumotni faqat analogli emas, balki diskret (raqamlar, harflar) shaklda ham aks ettirishi (qo'shimcha ravishda suratga tushirishda qayd qilishi) mumkin.



21.15- rasm.

21.6-§. BIOPOTENSIALLARNI QAYD QILUVCHI TIBBIYOT ASBOBLARINING ISHLASH QONUNIYATI

Bioelektrik potentsiallar ko'pgina kasalliklarning muhim diagnostika ko'rsatkichi hisoblanadi. Shuning uchun eng muhimi, birinchidan, bu potentsiallarni to'g'ri qayd qila olish bilan, ikkinchidan, o'lchov natijalaridan kerakli meditsina ma'lumotini ajratib olishni bilishdir.

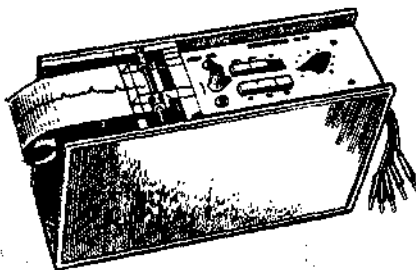
Biopotentsiallarni qayd qiluvchi meditsina asboblarning strukturaviy sxemasi 21.15- rasmda tasvirlangan. U 21.1- rasmda ko'rsatilgan umumiy sxemasining xususiy holi hisoblanadi.

Klinika amaliyotida biopotentsiallarni teri ustiga qo'yiladigan elektrodlar yordamida uzatiladi [21.2- paragrafga garang], yozishni analogli qayd qiluvchi tuzilmalar yordamida amalga oshiriladi (21.5- paragrafga qarang). Bir tarmoqdan boshqasiga o'tishni alohida kalit yordamida bajariladi. Biopotentsiallar vaqt bo'yicha deyarli sekin o'zgargani uchun asboblarda odat doimiy tok kuchaytirgichlardan foydalaniladi. (22.5- §ga qarang).

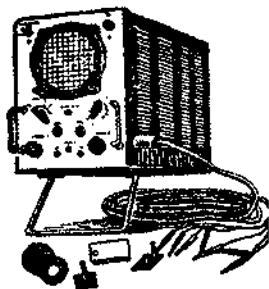
Elektrokardiografiyadagi biopotentsiallarning qiymati bir necha millivolt tartibda, elektroentsefalografiyada esa mikrovoltda bo'ladi, shu sababli qayd qilish uchun ularni bir necha ming marta kuchaytirish kerak bo'ladi, bunga esa ko'p kaskadli kuchaytirgich yordamida erishiladi.

21.16- rasmda elektrokardiogrammani yozish uchun tranzistorli, EK—873 tipdagi ixcham elektrokardiografning tashqi ko'rinishi tasvirlangan, 21.17- rasmda esa ixcham vektor-kardioskop VEKS—1p ko'rsatilgan. Bu asbobda yurakning elektr aktivligini elektrokardiografik usul bilan ham, vektor-kardiografiya usuli bilan ham tekshirish mumkin. Jarayon elektron-nurli trubka ekranida kuzatiladi va uni suratga olish ham mumkin bo'ladi.

Ba'zan bitta asbob bilan bir vaqtda qator paramerlarni, masalan, bosh miyaning har xil nuqtalaridagi biopotentsiallarni aniqlash maqsadga muvofiqdir. Bunda ko'p kanalli qurilmalardan foydalaniladi, ular bir-biriga bog'liq bo'lmagan



21.16- rasm.

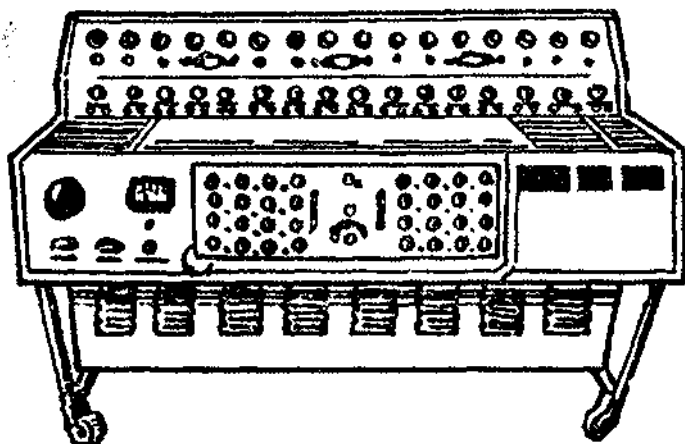


21.17- rasm.

bir necha kuchaytirgichlardan iborat bo'lib, barcha kanallar bo'yicha o'lchovlar umumiy lentaga yozib olinadi.

21.18- rasmda 16 kanalli ensefalograf EEG 16-01 ning tashqi ko'rinishi tasvirlangan.

Biopotensiallarni olish va qayd qilishda 21.14- rasmdagi strukturaviy sxemada keltirilmagan bir qancha yordamchi tuzilmalardan ham foydalaniladi. Ularga t — o'qning masshtabini aniqlab beruvchi vaqtni belgilovchilarni kiritish mumkin. Agar lenta tortuv mexanizmi ko'chish tezligining qat'iy bir xil bo'lishini ta'minlay olsa, vaqtni belgilovchining buzilishiga imkoniyat qolmaydi.



21.18- rasm.

Biopotensiallarni aniqlash uchun, boshqacha aytganda Y o'qining masshtabini (21.11- rasimga qarang) kuchlanish birliklarida aniqlash uchun kuchlanish kalibratorlaridan foydalaniladi. Kalibrangan kuchlanishni yozish biopotensiallarni yozishdan oldin yoki keyin bajariladi. Elektrokardiogrammani olishda $1 mV$ ga teng bo'lgan kalibrli signallardan foydalaniladi.

Yigirma ikkinchi bob

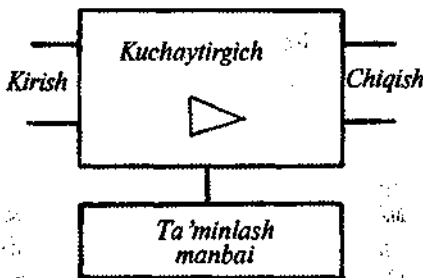
KUCHAYTIRGICHLAR

Elektr signallarning kuchaytirgichlari deb yoki elektron kuchaytirgichlar deb shunday qurilmalarga aytiladiki, ular bu signallarni o'zga manbaning energiyasi hisobiga kuchaytiradi. Bu bobda elektr signallarni kuchaytirish bilan bog'liq bo'lgan ayrim umumiy savollar ko'rib chiqiladi, alohida konkret sxemalar ko'rsatiladi va bioelektrik signallar kuchaytirilishining o'ziga xos xususiyati tahlil qilinadi.

22.1-§. KUCHAYTIRGICHNING KUCHAYTIRISH KOEFFITSIYENTI

Kuchaytirgichlar har xil elementlar (tranzistorlar, triodlar va b.q.) asosida yaratilishi mumkin, biroq umumiy masalalarda barcha kuchaytirgichlarni yagona deb qaralsa bas. Ularda kirish bor, unga kuchaytiriluvchi elektr signali beriladi va chiqish bor, undan kuchaytirilgan signal olinadi (22.1- rasm). Barcha sistemaning zarur qismi elektr energiya manbai hisoblanadi.

Signalni kuchaytirishning eng keng tarqalgan asosi kirish zanjirining chiqish zanjiridagi elektr qarshilikka ta'siri hisoblanadi. Bu ta'sir kuchaytirilgan signalning shakliga mos keladi va shuning uchun signalning shakli chiqish zanjirida qayta tiklanadi.



22.1- rasm.

Kibernetika tushunchalariga o'xshash kirish zanjirini boshqarish sistemasi deb hisoblansa, chiqish zanjirini esa boshqarish obyekti deyish mumkin.

Kuchaytirgichlarga qo'yiladigan muhim talab kuchaytiriluvchi signalni uning shaklini buzmasdan qaytadan tiklashdir.

Bu talab amaliyotda elektr signalni eng kichik buzilishlar bilan kuchaytirishga intilish bo'lib ko'rinadi.

Kuchaytirgichni uning kirishiga berilgan

signalni kattalashtirish imkoniyatini kuchaytirish koeffitsiyenti bilan baholanadi. U kuchaytirgichning chiqishidagi kuchlanishning kichik o'zgarishini (tok kuchini, quvvatni ham) bu o'zgarishlarni vujudga keltirgan kirishda kuchlanish (tok kuchi, quvvati) ning kichik o'zgarishiga nisbatiga teng:

$$k_U = \frac{\Delta U_{\text{chiq}}}{\Delta U_{\text{kir}}}, \quad k_I = \frac{\Delta I_{\text{chiq}}}{\Delta I_{\text{kir}}}, \quad k_P = \frac{\Delta P_{\text{chiq}}}{\Delta P_{\text{kir}}} \quad (22.1)$$

Ishlatilishiga muvofiq kuchaytirgichlarni kuchlanishga, tok kuchi yoki quvvatiga qarab ajratiladi. Bundan buyon aniqlik uchun barcha tasvirlar va natijalar kuchlanishga nisbatan olingan kuchaytirish koeffitsiyentiga tegishli bo'ladi, u indeksiz belgilanadi, deb olinadi.

Sinusoidal shaklidagi signalni kuchaytirish uchun (22.1) munosabatda signallarning kirish va chiqishdagi amplitudalaridan foydalaniladi:

$$k = \frac{U_{\max \text{ chiq}}}{U_{\max \text{ kir}}} \quad (22.2)$$

Agar k ning qiymati chiqishda kerak bo'lgan kuchlanishli signalni olish uchun yetarli bo'lmasa, u holda bir necha kuchaytirgich ulanadi. Har bir kuchaytirgich *kuchaytirgich kaskadi* deyiladi.

Mohiyatiga qarab, 22.1- rasmni va (22.1) va (22.2) formulani kaskadga tegishli deyish mumkin. Bir necha kaskadlardan iborat kuchaytirgichning kuchaytirish koeffitsiyenti barcha kaskadlarning kuchaytirish koeffitsiyentlarining ko'paytmasiga teng:

$$k_{\text{um}} = k_1, k_2, k_3 \dots \quad (22.3)$$

22.2-§. KUCHAYTIRGICHNING AMPLITUDA XARAKTERISTIKASI. CHIZIQLI BO'LMAGAN BUZILISH

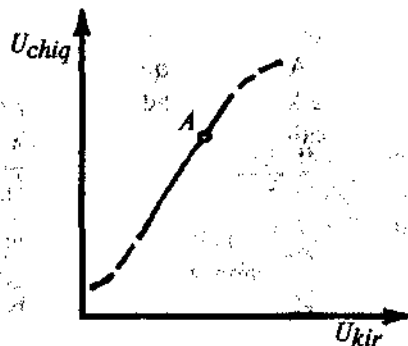
Sinusoidal (garmonik) signalning kuchaytirishni ko'rib chiqamiz. Kuchaytirishda signalning shakli o'zgarmasdan qolishi uchun kuchaytirish koeffitsiyenti kirish signalining o'zgarishi chegarasida har xil kuchlanishlar uchun bir xil bo'lishi kerak. Bu holda $U_{\max \text{ chiq}} = f(U_{\max \text{ kir}})$ kuchaytirgichning amplitudaviy xarakteristikasi deb ataluvchi bog'lanish chiziqli ko'rinishda bo'ladi:

$$U_{\max \text{ chiq}} = k U_{\max \text{ kir}}$$

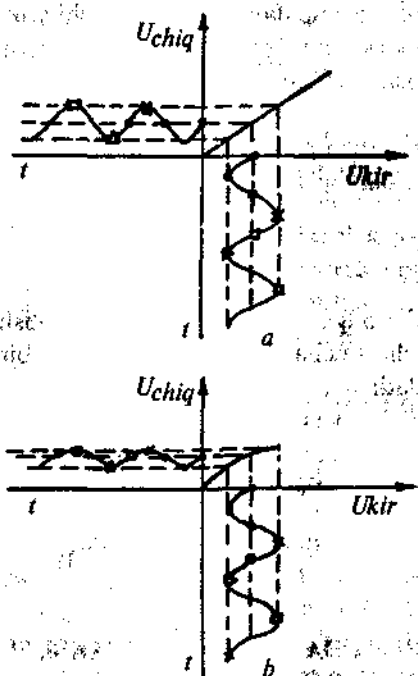
(22.2- rasm, to'g'ri chiziq).

Haqiqatan ham chiziqli bog'lanish kirish kuchlanishi o'zgarishining chekli sohasidagina bajariladi, chiqishda bu sohadan tashqarida chiziqli bog'lanish buziladi (shtrix chiziq).

Agar kirishdagi garmonik signal amplituda xarakteristikaning chiziqli qismidan chiqib ketsa, u holda chiqish signali endi garmonik bo'lmaydi. Chiziqli bo'lmagan (amplitudaviy) buzilishlar vujudga keladi Grafik ravishda garmonik signalning kuchayishi 22.3-



22.2- rasm.



22.3- rasm.

rasmda tasvirlangan, (a) — buzilishsiz, (b) — buzilish bilan. Bu rasmlarning har biri uchta grafikni o'z ichiga oladi. Birida (U_{kir} va U_{chiq} o'qlari) amplitudaviy xarakteristika keltirilgan: (a) — chiziqli, (b) — chiziqli emas. Pastdagi grafikda kirish kuchlanishining vaqtga bog'liqligi keltirilgan. Bu bog'lanish sinusoidal, lekin $U_{kir} = 0$ nisbatan qandaydir doimiy kattalikka surilgan. Grafik ajoyib joylashgan, chunki avvaigi bog'lanish bilan U_{kir} — umumiy o'q foydalaniladi. Chapdagi grafikda chiqish kuchlanishining vaqtga bog'liqligi berilgan. Bu yerda ham U_{chiq} o'qi ikkita grafikka tegishlidir. Bu grafik quyidagicha quriladi. Pastki grafikdan belgilangan vaqt momenti uchun U_{kir} ning qiymati topiladi, keyin amplituda xarakteristikadan mos kelgan U_{chiq} ning qiymati topiladi va ularni chapdagi grafikka o'tkaziladi (shtrixlangan chiziq-

lar bir xil belgili nuqtalar birgina va mana shu vaqtga tegishlidir).

Grafiklarda, $U_{chiq} = f(t)$ bog'lanishlarda, chiziqli amplitudaviy xarakteristika (a) holida sinusoidal ko'rinadi; shuningdek, kuchaygan signal buzilmaydi. Chiziqli bo'lmagan xarakteristikada (b), chiqish signali davriy, lekin sinusoidal emas, shuningdek, kuchaytirishda signalning buzilishi ro'y beradi. Davriy signalni garmoniklarning (7.4- paragrafqa qarang) yig'indisi deb qaralsa bo'ladi, shuning uchun chiziqli bo'lmagan buzilishlarni signalda uni kuchaytirishda yangi garmoniklarni paydo bo'lishi deb ko'rish mumkin. Yangi garmoniklar qancha ko'p bo'lsa, ularning amplitudalari shuncha yuqori bo'ladi. Amplituda qancha yuqori bo'lsa, chiziqli bo'lmagan buzilishlar shuncha kuchli bo'ladi. U chiziqli bo'lmagan buzilish koeffitsiyenti bilan baholanadi:

$$\gamma = \sqrt{U_{\max 2}^2 + U_{\max 3}^2 + \dots} / U_{\max 1} \quad (22.4)$$

bunda $U_{\max 1}$ — asosiy garmonikning kuchlanish amplitudasi;

$U_{\max 3}$ — yangi garmoniklarning amplitudalari. Signalni aniq qayta tiklash uchun bu koeffitsiyent eng kichik bo'lishi kerak.

22.3-§. KUCHAYTIRGICHNING CHASTOTAVIY XARAKTERISTIKASI. CHIZIQLI BUZILISHLAR

Xarakteristikaning chiziqli qismidan foydalanish hali elektr signali buzmasdan kuchaytirilishiga kafolat bermaydi. Agar kuchaytiriluvchi signal sinusoidal bo'lsa, bunda uni alohida garmonik tashkil etuvchilarga ajratish mumkin. Ularning har biriga o'zining chastotasi mos keladi.

Kuchaytirgichlarda kondensator va induktivlik g'altaklari ishlatilganligi uchun ularning qarshiliklari chastotaga bog'liq bo'lganligi sababli (18.2- paragrafqa qarang) har xil garmonik tashkil etuvchilarning kuchaytirish koeffitsiyenti ham turlicha bo'lishi mumkin.

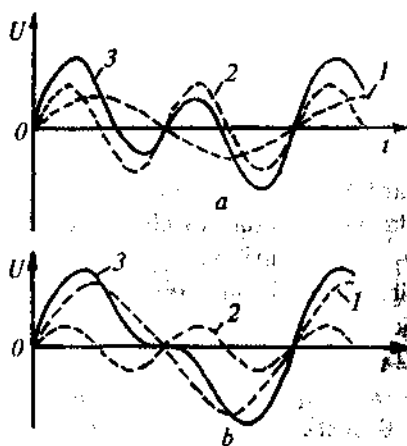
Ta'kidlab o'tamizki, rezistorlarning induktivlik xossalari va o'tkazgichlarning sig'imiy xossalari, ular qanchalik kichik bo'lmasin, chastotaning oshib borishi bilan kuchaytirish koeffitsiyentiga sezilarli ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Shunday qilib, $k = f(\omega)$ yoki $k = f(v)$ bog'lanish muhim bo'lib, bu kuchaytirgichning chastotaviy xarakteristikasi deb ataladi.

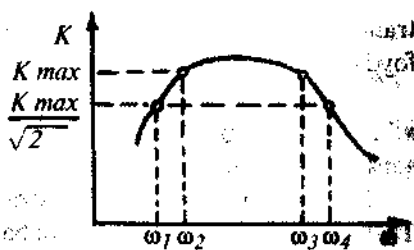
Angarmonik signal buzilishsiz kuchaytirilishi uchun (amplitudali xarakteristikaning chiziqli qismidan foydalanilganda ham) kuchaytirish koeffitsiyenti chastotaga bog'liq bo'lmasligi zarur. Chastotali xarakteristika $k = \text{const}$ ko'rinishga ega bo'lishi kerak. Amaliyotda bu bajarilmaydi va buzilishlarga olib keladi, bunday buzilish chiziqli yoki chastotali buzilish deyiladi.

Chiziqli buzilish 22.4- rasmda tasvirlangan. 22.4- a rasmda davriy signal 3 ko'rsatilgan, u ikkita sinusoidalning yig'indisi (1 va 2) dan tarkib topgan. Agar sinusoidal signallarning bittasi $k_1 = 2$ bilan, boshqasi $k_2 = 0,5$ bilan kuchaytirilsa, u holda natijaviy signal kirishdagidan farq qiladi (22.4- a va b rasmlardagi 3-egri chiziqni solishtiring).

Kuchaytirgichning chastotali xarakteristikasi odatda grafik ravishda



22.4- rasm.



22.5- rasm.

tasvirlanadi (22.5- rasm). Rasmdan ko'rinadiki, $\omega_2 = \omega_3$ oralig'ida kuchaytirish koeffitsiyenti deyarli o'zgarmaydi.

Radiotexnikada qabul qilinishiga ko'ra uning $0,7k_{\max}$ (yoki $k_{\max}\sqrt{2}$) gacha kamayishi amalda signalni buzmaydi. Chastota intervali $\omega_1 = \omega_4$ esa kuchaytirgichning o'tkazish yo'li deyiladi.

O'tkazish yo'lini kengaytirish uchun kuchaytirgich sxemasini murakkablashtirishga to'g'ri keladi. Biroq buzilishsiz kuchaytirilishi kerak bo'lgan chastotalar diapazoni kuchaytirish masalalari bilan aniqlanadi. Tovushni kuchaytirish uchun 60 Gs — 15 kGs o'tkazish yo'lining bo'lishi yetarli, videoimpulslarni kuchaytirish yetarlicha keng o'tish yo'llari bo'lishini talab qiladi.

Chastotali xarakteristika murakkab tebranishlar xarakteridagi, garmonik spektrida turli chastotalar oraliqlari bo'lgan biopotensiallarni yozish uchun ishlatiladigan kuchaytirgichlarni tanlashda katta ahamiyatga ega. Shuning uchun bir xil biopotensiallarni yozish uchun qo'llaniladigan kuchaytirgichlar boshqalarini yozish uchun har doim ishlatilavermaydi.

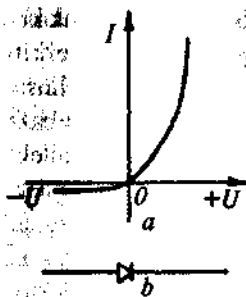
22.4-§. TRANZISTORLI KUCHAYTIRGICHLAR

Elektr signalini kuchaytiruvchi aniq fizik tuzilma sifatida tranzistorni ko'rib chiqamiz. Har xil tipli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikkita yarimo'tkazgichlar chegarasida $p-n$ o'tish hosil bo'ladi. Bu katta bo'lmagan qalinlikdagi sohaning qarshiligi qo'yilgan kuchlanishning yo'nalishiga bog'liq. $P-n$ o'tishning voltamper xarakteristikasi 22.6- rasmda ko'rsatilgan, shuning o'zida yarimo'tkazgichli diod shartli tasvirlangan. To'g'ri kuchlanishga (grafikda musbat kuchlanish) tokni o'tkazish yo'nalishi, teskari kuchlanishga (grafikda manfiy) tokni berkitish yo'nalishi to'g'ri keladi. Har xil tipli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar kontaktlaridan tranzistorlar — elektromagnit tebranishlarning generatorini va o'zgartirish (kuchaytirish) uchun mo'ljallangan asboblarni qurishda foydalanish mumkin. Tranzistorlar-vakuumli triodlarning yarimo'tkazgichli analoglari (o'xshashliklari) hisoblanadi.

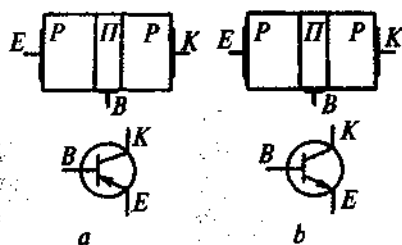
Hozirgi vaqtda bipolyar tranzistorlardan ko'p foydalaniladi. Bunday tranzistorlar ikki xil ishorali tashuvchilar — teshiklar va elektronlardan foydalanadi. Bipolyar tranzistorlar ikkita $p-n$ o'tishdan iborat.

Tuzilish jihatidan yarimo'tkazgichli plastinkalarda bunday o'tishlar — bir xil elektro'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikkita sohani va boshqacha uchinchi sohani yaratish natijasida hosil qilinadi (22.7- rasm, yuqori qismlar).

22.7- a rasmda keltirilgan tranzistor $p-n-p$ tipli yassi tranzistor deyiladi. Tranzistorning markaziy qismini baza — B, chetkilarini — tegishlicha: emitter — E va kollektor — K deyiladi. Baza, emitter va kollektorga metall elektrodlar yordamida elektr kuchlanishni ulash mumkin.



22.6- rasm.



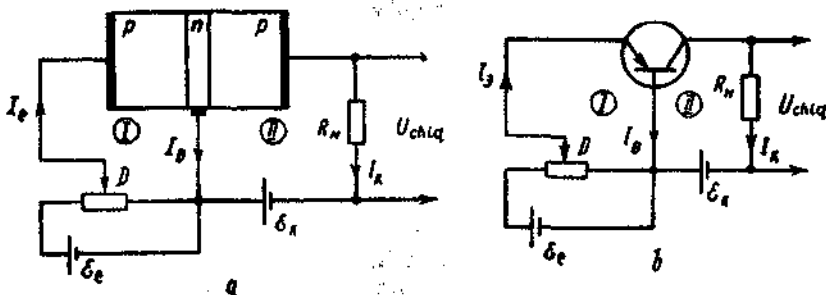
22.7- rasm.

22.7- rasmning pastki qismida mos tranzistorlarning elektr sxemalaridagi shartli belgileri tasvirlangan. Emitterning strekasi tok yo'nalishini ko'rsatadi; emitter va baza orasidagi $p-n$ o'tish emitterli kollektor va baza orasidagi esa kollektorli deyiladi.

Tranzistor ishining fizik asoslarini va uning elektr signalini kuchaytirish qobiliyatini $p-n-p$ tranzistor va 22.8- rasmda keltirilgan sxema asosida ko'rib chiqamiz (a — tranzistor sxematik ravishda ko'rsatilgan, b — tranzistorning qabul qilingan shartli tasviri).

Tok manbai emitterli zanjir — 1 ga ulangan, u emitterli o'tishda to'g'ri kuchlanish hosil qiladi. Bu kuchlanish U_{kir} ni, kuchlanishni bo'lgich — D dan foydalanib o'zgartirish mumkin. Kollektorli o'tishda ϵ_k manba teskari kuchlanish hosil qiladi. U_{kir} ga nisbatan kuchaygan U_{chiq} kuchlanish kollektor zanjiri II dagi, R_n — nagruzka rezistordan olinadi. Kirish va chiqish kuchlanishi bazada umumiy nuqtaga ega bo'lgani uchun bu sxemani umumiy bazali (UB) sxema deyiladi.

Tranzistorning ishi kuchlanish va, shuningdek, emitter o'tishning toki kollektor zanjirining tokiga ta'sir ko'rsatishiga asoslangan. Tranzistorda sodir bo'ladigan jarayonlarni tushunish uchun $p-n$ o'tishda yuz beradigan hodisalarning xususiyatlarini eslash kifoya.



22.8- rasm.

Emitterli zanjirda kuchlanish bo'lmaganda kollektorli zanjirdagi tok kuchi katta bo'lmaydi; chunki kollektor va baza orasidagi $p-n$ o'tish berkitish yo'nalishiga mos keladi. Emitter va baza oralig'ida kuchlanish hosil qilinsa va oshirilsa, unda emitter zanjirida tok kuchi ham oshib boradi. Tekshikchalar bazaga tegib, undan ma'lum miqdorda diffuziyalanib, kollektorga keladi. Kollektor zanjirida tok kuchi ko'payadi. Teshiklarning $p-n$ o'tishdan olib o'tilishi kollektor va baza orasida kontakt potentsiallar ayirmasini vujudga keltiradi. Bazada teshiklar elektronlar bilan qo'shilib, kollektorga yetib bormasligi mumkin, biroq bazaning qalinlig o'n mikrometrgacha kichraytiriladi va teshiklarning ko'pchiligi kollektorga tushadi. Shunday qilib, emitter zanjiridagi tok kuchi kollektorli o'tishning qarshiligiga ta'sir ko'rsatadi.

Emitter degan nom quyidagi faktni aks ettiradi, ya'ni asosiy tok tashuvchilar (ko'rilgan misoldagi — teshiklar) elektroddan bazaga qanday bo'lsaida emitterlanadi. Haqiqatda esa emissiya emas, balki teshiklarning injeksiyasi* sodir bo'ladi. Kollektor** degan nom shunday sohaga tegishliki, uning vazifasi bazadan zaryad tashuvchilarni chiqarib olish hisoblanadi.

Baza mavjud bo'lgan terminologiya bo'yicha shunday sohaki, bu sohaga uning uchun asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarni emitter bilan injeksiyalantiriladi.

Zanjirning har xil qismlaridagi tokning yo'nalishi 22.8-rasmda ko'rsatilgan. Toklar orasidagi munosabat yetarli darajada sodda:

$$I_e = I_k + I_b \quad (22.5)$$

Bazada tok kuchi uncha katta bo'lmagani uchun amalda $I_e \approx I_k$ deb olinadi.

Shunday qilib, (UB) sxema bo'yicha ulangan tranzistor tok kuchini kuchaytirmaydi. Biroq bu sxemani ishlatib kuchlanish va quvvatni kuchaytirish mumkin. Buni tushuntiramiz.

Kollektor II konturi uchun Kirxgof qoidasiga (har qanday konturda manbalar E. Yu. K. ning yig'indisi undagi kuchlanish tushishlarining yig'indisiga teng) asoslanib quyidagini yozamiz:

$$\mathcal{E}_k = I_b R_1 + I_k R_k + I_k R_n \quad (22.6)$$

bu yerda R_1 — baza toki — I_b oqib o'tadigan kontur qismining qarshiligi; $R_k - I_k$ tokka kollektor o'tishining qarshiligi. Manbada kuchlanish tushishini hisobga olmaymiz.

Bazaning tok kuchi kichik bo'lgani uchun

$$\mathcal{E}_k \approx I_k R_k + I_k R_n \quad (22.7)$$

* „Emissiya“ terminini (lotincha emissio — chiqarish) fizikada elektron emissiyasi — metallardan elektronni vakuumga yoki gazga uchib chiqishi deb qabul qilingan. Injeksiya (lotincha injecere — ichga tashlash) tok tashuvchilarni $p-n$ o'tish orqali kirishi.

** Kollektor (lotincha) — yig'uvchi.

Bu kollektor zanjiridagi manbaning E.Yu.K. kollektorli $p-n$ o'tishdagi va nagruzka rezistoridagi kuchlanish tushishlarining yig'indisiga tengligini bildiradi. Chiqish kuchlanishining kollektor kontura parametrlariga bog'liqligini hisoblab chiqish qiyin emas. (22.7)dan

$$I_k = \varepsilon_k / (R_n + R_k)$$

ga ega bo'lamiz. Bu munosabatni chiqish kuchlanishi uchun yozilgan formulaga qo'yamiz:

$$U_{\text{chiq}} = I_k R_n = \frac{\varepsilon_k R_n}{R_n + R_k} = \frac{\varepsilon_k}{1 + R_k / R_n} \quad (22.8)$$

(22.8)dan ko'rinadiki, U_{chiq} ning o'zgarishi quyidagi chegarada bo'lishi mumkin: noldan ($R_k \gg R_n$ bo'lganda) to ε_k gacha ($R_k \ll R_n$ bo'lganda). Demak, R_k ning o'zgarishi emitter zanjiridagi tok kuchining o'zgarishiga va kirish kuchlanishining o'zgarishiga bog'liq. Shuning uchun quyidagi bog'lanish hosil bo'ladi; $\Delta U_{\text{chiq}} = f(\Delta U_{\text{kir}})$ ma'lum sharoitlarda bu bog'lanish to'g'ri proporsional bo'lishi mumkin:

$$k = \frac{\Delta U_{\text{chiq}}}{\Delta U_{\text{kir}}} \quad (22.9)$$

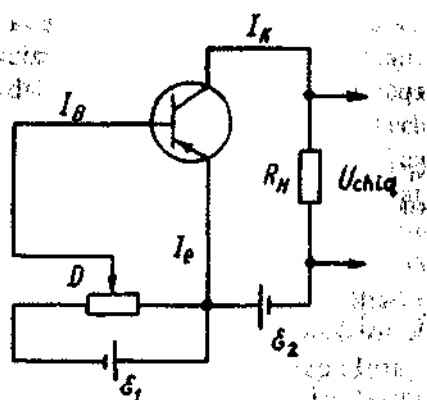
bu yerda k — kuchlanish bo'yicha kuchaytirish koeffitsiyenti.

Tranzistorning kuchaytirish imkoniyatlari uning xossalari va tuzilishiga (material, aralashmaning konsentratsiyasi, bazaning o'lchamlari va hokazo) bog'liq bo'lmasdan, kuchaytirish kaskadining elementlariga ham bog'liq bo'ladi. Biroq, shunday parametrlarni ajratish mumkinki, ular faqat tranzistorning o'zigagina bog'liq bo'ladi. Bunday parametrlardan, xususan, UB sxema uchun tok bo'yicha statik kuchaytirish koeffitsiyenti (emitter tokinnig uzatish koeffitsiyenti) hisoblanadi. U bazaning qalinligiga, yarimo'tkazgich materialining parameriga bog'liq. Bu koeffitsiyent kollektor — baza kuchlanishi doimiy bo'lganda kollektor toki kichik o'zgarishining bu o'zgarishni vujudga keltiruvchi emitter tok kuchining o'zgarishiga bo'lgan nisbatiga teng:

$$U_{kb} = \text{const.} \quad \alpha = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}$$

$I_k = I_e$ bo'gani uchun $\alpha \approx 1$ bo'ladi. Past chastotalarda α quyidagi qiymatlarni oladi: 0,95—0,998. Kolektorli $p-n$ o'tishda doimiy kuchlanishni nagruzka rezistorining qisqa ulash bilan vujudga keltirish mumkin. (22.7) dan agar manbaning ichki qarshiligi kichik bo'lsa, bunda $U_{k-b} = \varepsilon_k$.

Chiqish (kuchaytirilishi kerak bo'lgan) kuchlanish har doim emitter-baza juftiga beriladi, biroq bu emitter va baza orqali kirish toki oqib o'tadi degan



22.9- rasm.

ma'noni anglatmaydi, chunki kollektor zanjiriga yo emitter yoki baza ulanadi. Kirish elektr signalining tok kuchi faqat emitterga kirish o'tkazgichi ulan-gandagina I_c ga teng bo'ladi. Bu variant UB sxemaga mos keladi. Shunday sxemalar ham mavjudki, ularda faqat kirish signalining bittagina o'tkazgichi bazaga ulanadi. Bu holda elektr signalining kirishdagi tok kuchi I_b ga teng bo'ladi. 22.9- rasmda shunday sxemalardan biri — umumiy emitterli (UE) sxema keltirilgan. Bu sxemada emitter kirish va chiqish uchun umumiy nuqta hisoblanadi. Tranzistor ishining

fizik asoslari bu sxemada ham saqlanadi, emitter toki kollektorli o'tishning qarshiligiga ta'sir ko'rsatadi.

Bu sxemada tranzistorning kuchaytirish xossalari tok bo'yicha kuchaytirishning statik koeffitsiyenti orqali xarakterlanadi (UE sxema uchun bazaning tokni uzatish koeffitsiyenti orqali). U kollektor-emitter kuchlanishi o'zgarmas bo'lgani holda kollektor tok kuchi kichik o'zgarishi ΔI_k ning uni keltirib chiqaruvchi baza tok kuchi kichik o'zgarishi ΔI_b ga nisbatiga teng:

$$\beta = \Delta I_k / \Delta I_b$$

($U_{ke} \approx \text{const.}$). Doimiy kuchlanishni, masalan, nagruzka rezistorini qisqa ulash bilan ($R_n = 0$) yaratish mumkin. (UE) sxemadagi ΔI_b kirish tokining o'zgarishiga tegishli, ΔI_k esa chiqish tokining o'zgarishiga tegishli.

α va β koeffitsiyentlar tranzistorga bog'liq bo'lib, emitter, kollektor va baza toklari orasida mavjud bo'lgan bog'lanishni aks ettiradi. Bu koeffitsiyentlar orasidagi munosabatni ifodalaymiz. 22.5 dan $\Delta I_e = \Delta I_k + \Delta I_b$ deyish mumkin. Buni α uchun formulaga qo'ysa:

$$\alpha = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_k + \Delta I_b}$$

Surat va maxrajini ga bo'lib:

$$\alpha = \frac{\Delta I_k / \Delta I_b}{\Delta I_k / \Delta I_b + 1}$$

ni o'lamiz. $\beta = \Delta I_n / \Delta I_b$ bo'lgani uchun, u holda:

$$\alpha = \beta / (\beta + 1), \quad \beta = \alpha / (1 - \alpha)$$

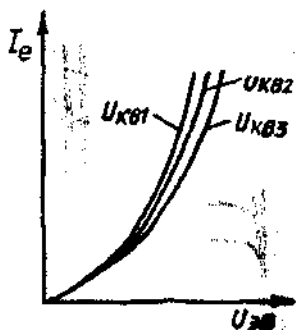
bo'ladi. Avval belgilanishiga ko'ra α 1 ga yaqin, demak $\beta \gg 1$. Masalan, $\alpha = 0,95$ bo'lsa, $\beta = 0,95 / (1 - 0,95) = 19$ bo'ladi.

Tranzistorlarni muayyan kuchaytirgich va generator sxemalarida qo'llash uchun tranzistorlarning xarakteristikalari deb umumiy nom olgan toklar va kuchlanishlar orasidagi bog'lanishlarni bilish kerak. Kirish tokining kirish kuchlanishiga bog'lanishi kirish xarakteristikasi va chiqish tokining chiqish kuchlanishiga bog'lanishi chiqish xarakteristikasini bir-biridan ajratish lozim. (UB) sxemasi bo'yicha ulangan tranzistorning statik xarakteristikalarini ko'rib chiqamiz. Bunday xarakteristikalar 22.8- rasmda tasvirlanganga o'xshash tuzilmada olinadi, ammo faqat emitterli emas, balki kollektorli o'tishlarda ham qutblarning o'zgarib qolguniga qadar kuchlanishni o'zgartirish imkoniyati borligini, shuningdek, o'lchov asboblari voltmeter va ampermetr bo'lishini nazarda tutish kerak. Xarakteristikalar doimiy tokda chiqish zanjirida nagruzka bo'lmaganda ($R_n = 0$) olinadi.

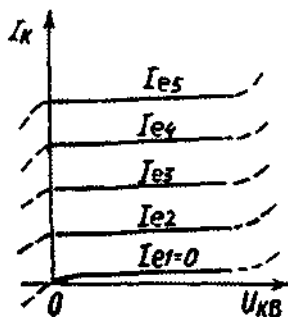
UB sxemada chiqish toki bo'lib, emitter toki — I_e , kirish kuchlanishi bo'lib, U_{eb} — emitter va baza orasidagi kuchlanish hisoblanadi. Shuning uchun kirish xarakteristikasi qilib $I_e = f(U_{eb})$ munosabat $U_{kb} = \text{const}$ bo'lganda olinadi, kirish xarakteristikalarining to'plami 22.10- rasmda tasvirlangan.

Mohiyati jihatidan bu $p-n$ o'tishning to'g'ri kuchlanishi uchun volt-amper xarakteristikalaridir (22.6- rasimga qarang; $U > 0$). Aniq aytganda, koordinat boshidan faqat bitta xarakteristika o'tadi ($U_{kb} > 0$) biroq bunday mukammalliklar 22.10- rasmda belgilanmagan. U_{kb} ning har xil qiymatlaridagi xarakteristikalari yetarli darajada bir-biriga yaqin joylashgan, chunki kollektorli o'tish emitter tokiga kam ta'sir ko'rsatadi.

Chiqish xarakteristikalarining to'plami $I_k = f(U_{kb}), I_e = \text{const}$ ($I_{e3} > I_{e4} \dots > I_{e1}$) 22.11- rasmda tasvirlangan. Pastki egri chiziq ($I_e = 0$), $p-n$ o'tishning teskari kuchlanishining volt-amper xarakteristikasi hisoblanadi (22.6- rasimga qarang,



22.10- rasm.



22.11- rasm.

$U < 0$). Chiqish xarakteristikalarini, avval aytib o'tilgandek, shuni tasdiqlaydiki: $I_k = I_e$, $\alpha \approx 1$, U_{kb} ning ortishi bilan I_k sekin-asta biror qiymatga (ya'ni bunda teshilish yuz berishi kerak) yerishguncha o'zgarib boradi (xarakteristikadagi punktir chiziqlar).

Tranzistorning muhim parametrlaridan kirish va chiqish qarshiliklari hisoblanadi, ular Om qonuniga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$R_{kir} = \Delta U_{kb} / \Delta I_e \quad (U_{kb} = \text{const}), \quad R_{chiq} = \Delta U_{kb} / \Delta I_k \quad (I_e = \text{const}).$$

Bu qarshiliklarni hosila orqali, masalan, quyidagicha ifodalash mumkin:

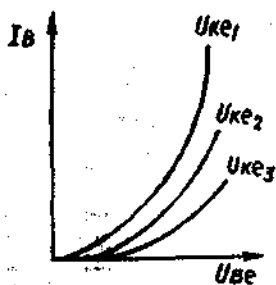
$$R_{kir} = \frac{dU_{eb}}{dI_e} = \frac{1}{dI_e / dU_{eb}}.$$

Geometrik jihatdan funksiyadan hosila egri chiziqqa urinma qilib o'tkazilgan to'g'ri chiziqning OX o'q bilan hosil qilgan burchak tangensiga teng (bu misolda U_{eb} o'qqa nisbatan), u holda kirish qarshiligini quyidagicha yozish ham mumkin:

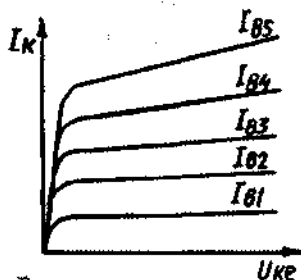
$R_{kir} = 1 / \text{tg } \varphi$ bunda φ — egri chiziqqa (xarakteristika) urinmaning o'qqa nisbatan og'ish burchagi yoki $R_{kir} = 1 / \text{ctg } \varphi$. Oxirgi formula grafik ravishda xarakteristikalaridan tranzistorning kirish qarshiligini topishga imkon beradi. Shuningdek, chiqish xarakteristikalaridan chiqish qarshiligini topish mumkin.

Tranzistorning UE sxema uchun statik xarakteristikalarini 22.12- rasm (kirish) va 22.13- rasm (chiqish) keltirilgan. Kirish xarakteristikasi bo'lib baza toki I_b ning baza-emitter kuchlanishi U_{eb} ga bog'liqligi hisoblanadi: $I_b = f(U_{eb})$, $U_{ke} = \text{const}$. bo'lganda ($U_{ke1} > U_{ke2} > U_{ke3}$).

Chiqish xarakteristikalarini $I_k = f(U_{ke})$ bog'lanish ifodalaydi, baza toki doimiy bo'lganda ($I_b = \text{const.}, I_{b5} > I_{b4} > \dots > I_{b1}$). Avval ko'rib o'tilganga o'xshash kirish xarakteristikalaridan grafik ravishda UE sxema uchun tranzistorning kirish qarshiligini chiqish xarakteristikalaridan — chiqish qarshiligini va baza tokining o'tkazish koeffitsiyenti β ni topish mumkin.



22.12- rasm.



22.13- rasm.

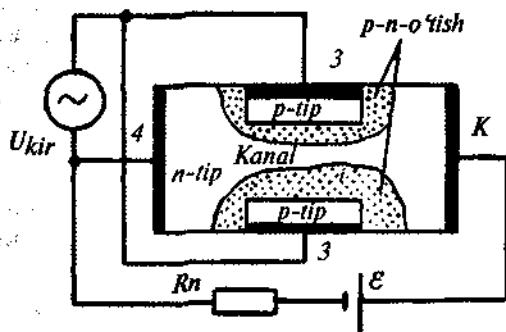
Ikki qutbli tranzistorning tashqi ko'rinishi 22.14- rasmda tasvirlangan. Tranzistorlarning bundan keyingi mukammallashtirilishi dala tranzistorining yaratilishiga olib keldi, ular hozirgi vaqtda turli variantlarda ko'rsatiladi. Boshqaruvchi $p-n$ o'tishli dala tranzistorini ko'rib chiqamiz. Bunday tranzistorning asosiy ish prinsipi — bu kirish zanjirining elektr mayodni bilan („dala“ — termini shundan kelib chiqadi) chiqish zanjirining toki oqib o'tuvchi yarimo'tkazgich kanalining kengligiga ta'sir etish. n — tipli yarimo'tkazgichga, uning kesimi 22.15- *a* rasmda ko'rsatilgan, elektrodlar ulangan (Ch) chiqish, (K) — kirish, Ch—K zanjiriga doimiy kuchlanish manbai — ϵ va nagruzka rezistori R_n ulangan. Asosiy yarimo'tkazgich jismiga p tipli yarimo'tkazgich montaj qilingan, unga ham elektrod ulangan bo'lib, uni zatvor 3 deyiladi. Har xil mexanizmli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarning chegarasida $p-n$ o'tish hosil bo'ladi $p-n$ tashuvchilari kamayib ketgan soha. U shuning uchun katta qarshilikka ega bo'ladi. R_n o'tishning kengligi elektr maydonga bog'liq bo'lgani uchun U_{kir} — chiqish va zatvor orasidagi kuchlanishni o'zgartirib, chiqish va kirish orasidagi tok oqib o'tadigan kanalning kengligini o'zgartirish mumkin. Shunday qilib, kirish kuchlanishining rezistor — dan olinadigan chiqish kuchlanishiga ta'siri amalga oshiriladi. Dala tranzistorlari katta kirish qarshiligiga ega, shuning uchun biopotensiallarni kuchaytirishda qarshiliklarni moslash masalalari ular uchun oson hal bo'ladi (22.5- paragrafga qarang).

Ko'rib chiqilgan tipdagi dala tranzistorining shartli belgisi 22.15- *b* rasmda keltirilgan. 22.15- *d* rasmda shunday, lekin p -tipli yarimo'tkazgich asosida qurilgan dala tranzistorining shartli belgisi keltirilgan.

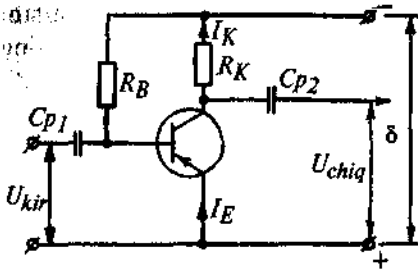
Natijada UELI kuchaytirgich kaskadining aniq sxemasining xususiyatlarini ko'rib chiqamiz (22.16- rasm). Rasmdan ko'rinishicha, chiqishdagi kuchaytirilgan kuchlanish



22.14- rasm.



22.15- rasm.



22.16- rasm.

ta'sir etadi. Shunday qilib, chiqish kuchlanishi kirish kuchlanishining o'zgarishiga mos ravishda o'zgaradi. Ajratgich kondensator C_{p1} baza tok kuchining o'zgarishini tashkil etuvchisini kirish kuchlanishi manbaidan o'tib ketishiga yo'l qo'ymaydi, kondensator C_{p2} chiqishga faqat o'zgaruvchan tashkil etuvchisini filtrlab beradi.

Chiqish va kirish kuchlanishlari orasidagi to'g'ri proporsionallik bog'lanishni olish uchun amplituda xarakteristikadagi A ishchi nuqtaning shunday holatini tanlab olish kerakki (22.2- rasmga qarang), kirish va chiqish kuchlanishlarining o'zgarishi bu xarakteristikaning chiziqli qismi oralig'ida bo'lsin. Ishchi nuqtani hisoblashda 22.12- va 22.13- rasmda keltirilgan xarakteristikalardan foydalaniladi. Baza zanjiridagi R_b rezistor (22.10- rasmga qarang) buning uchun kerakli ish rejimini ta'minlashga imkon beradi.

22.5-§. BIOELEKTRIK SIGNALLARNI KUCHAYTIRISH

Generator datchigining chiqishida yaratilgan bioelektrik signalni yoki signalni to'g'ridan-to'g'ri o'lchash qiyin bajariluvchi masalalardan hisoblanadi, chunki bu signallar odatda juda kichik bo'ladi. Mana shuning uchun struktur sxemada (21.1- rasmga qarang) ikkinchi element qilib elektr signallarining kuchaytirgichi ko'rsatilgan (21.1- rasmga qarang).

Aniqlashtirish maqsadida mediko-biologik elektr signallarini kuchaytirish xususiyatlarini bioelektrik signallar misolida ko'rsatib beramiz, ya'ni shunday signallarki, ular biologik obyektlardan elektrodlar yordamida olinadi.

Biopotensiallar kuchaytirgichlarining o'ziga xosligi bu har xil ko'rinishidagi elektr tebranishlarining quyidagi asosiy xususiyatlari bilan aniqlanadi; 1) biologik sistemaning ichki qarshiligi elektrodlar qarshiligi bilan birgalikda odatda juda yuqori; 2) biopotensiallar sekin o'zgaruvchan signallar; 3) biopotensiallar kuchsiz signallardir.

Bu savollarni batafsilroq ko'rib chiqamiz. 21.2- paragrafda elektrod-teri o'tish qarshiligining bioelektrik signalni sxemaning keyingi elementi orqali olib o'tilishidagi ahamiyati qayd qilib o'tilgan edi. Biroq bu savol bilan qarshiliklar muammosi chegaralanmaydi, signalni kuchaytirishda qarshiliklarining munosabatlarini

$$U_{chiq} = \delta - I_k R_k \quad (22.10)$$

ga teng, bu yerda δ — ta'minlash manbaining EYuK, I_k — kollektor zanjiridagi tok kuchi; R_k — kollektor zanjiridagi rezistorning qarshiligi.

O'zgaruvchan kirish signali emitterli o'tishga ulangan va u kollektorning tok kuchiga, shuningdek, kollektor zanjiridagi rezistorning kuchlanish tushishiga

hisobga olish lozim (21.1 -§ ga qarang). Kuchaytirgichning kirish zanjirining qarshiligini va biologik sistemaning chiqish qarshiligini moslab olish zarur deyiladi. To'la impedanslarni moslash masalasi anchagina murakkabdir. Uni elektr sxemasining o'zaro ta'sirda bo'lgan elementlarining faqatgina ikkita xususiyatlari orqali ko'rsatib beramiz.

Agar masalaning faqat radiotexnik tomonini hisobga olsak, u holda kuchaytirgichning kirishiga tebranishlarni kuchaytiruvchi manbadan maksimal quvvatni berish kerak bo'ladi. Buni manbaning ichki qarshiligi va sarflovchining qarshiligini tengligi asosida amalga oshiriladi (ilovadagi 3-ga qarang), bizning hol uchun $R_1 = R_{kir}$ bo'lganda, (21.1) dan tok kuchini bunday $I = 6/(R_1 + R_{kir})$ ifodalab va buni kuchaytirgichning kirish kuchlanish uchun formulaga qo'ysak,

$$U = IR_{kir} = \frac{\varepsilon_{bp}}{R_1 + R_{kir}} R_{kir} = \frac{\varepsilon_{bp}}{R_1 / R_{kir} + 1} \quad (22.11)$$

ni olamiz. (21.11) dan bir necha chegaraviy hollar kelib chiqadi:

1) $U_{kir} \rightarrow 0$ bo'ladi, agar $R_{kir} \rightarrow 0$ bo'lsa, ya'ni agar kuchaytirgichning kirish qarshiligi nolga teng bo'lsa, uning kirishida kuchlanish bo'lmaydi;

2) $U_{kir} \rightarrow \varepsilon_{bp}$ agar $R_{kir} \rightarrow 0$ bo'lsa, ya'ni kuchaytirgichning kirish qarshiligi cheksiz katta bo'lsa, unda maksimal mumkin bo'lgan kuchlanish bo'ladi. Ikkinchi holda kirish zanjirida tok yo'q, shunday ekan, signal manbidan quvvat ham uzatilmaydi.

Real vaziyatda kuchaytirgichning kirishida kuchlanishning bir qismi bo'ladi, u biologik sistema tomonidan generatsiya qilinadi va R_1 / R_{kir} nisbatga bog'liq bo'ladi.

Bu misolla qarshiliklarni moslash zarur ekanligiga e'tiborni qaratadi.

Elektrofiziologiyada R_{kir} , R_1 ning mumkin bo'lgan eng katta qiymatidan 10-20 marta ortiq bo'lishi kerak, deb hisoblanadi. Biologik elektr signallar chastotasining kichikligi shunga olib keladiki, kuchaytirgichlar zanjirlarida kondensatorlardan foydalanib bo'lmaydi, chunki past chastotalarda sig'imiy qarshilik juda kattalashib ketadi Bunda doimiy tok kuchaytirgichlaridan foydalanishga to'g'ri keladi.

Biopotensiallarning kichikligi kuchaytirish koeffitsiyenti yetarlicha katta bo'lgan kuchaytirgichlardan foydalanishga undaydi, shuning uchun kuchaytirgichning kirishiga uncha katta bo'lmagan halaqitlar tushib qolsa, foydali bioelektr signalni buzilishiga olib keladi va noto'g'ri ma'lumot beradi. *Halaqitlar deganda kuchaytirgichning kirishidagi foydali signalda uchramaydigan uning chiqishidagi har qanday tok kuchi va kuchlanish tushuniladi.*

Ba'zi halaqitlardan qutulish yoki ta'sirini kamaytirish uchun kuchaytirgichning konstruksiyasini takomillashtirish kerak. Boshqalaridan esa

asosan qutulib bo'lmaydi, shuning uchun kuchaytirish koeffitsiyenti katta bo'lmagan kaskaddan foydalanishga to'g'ri keladi.

Masalan, agar kuchaytirgich sistemasi nomukammal filtrli to'g'rilagichdan ta'minlanayotgan bo'lsa, shahar elektr tarmog'i tokining davriyligiga mos bo'lan fon vujudga keladi. To'g'rilashni yaxshilash, pulsatsiyalarni „silliqlash“ bu fonni yo'qotadi.

Shahar tarmog'idagi o'zgaruvchan tok elektr magnit induksiya hodisasiga asosan yaqinidagi kuchaytirgich zanjirida va biologik obyektlarda e.y.k. ni induksiyalaydi. Kuchaytirgichni va uning zanjiridagi simlarni, shuningdek, tekshiriluvchi sistemalarni ekranlashtirish, ularni o'zgaruvchan tok simlaridan uzoqlashtirish ham halaqitlarni yo'qotish va kamaytirish imkonini beradi.

Agar kuchaytirgichning qismlari (lampalarinnig elektrodlari, kondensator qoplamlari va hokazo) tebranib tursa, sxema parametrlari davriy o'zgaradi natijada tasodifiy elektromagnit tebranishlar — mikrofon effekt ro'y beradi. Sistema qismlarini mahkamlab va amortizatsiyasini kuchaytirib, bu holdagi halaqitlarni ham kamaytirish mumkin.

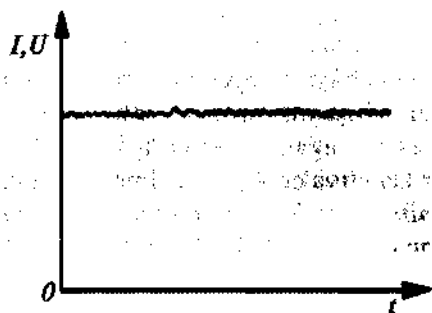
Halaqitlarning katta guruhi *shovqin* deb ataladi. Shovqin, masalan, radioda vijillash, charsillash va shitirlash sifatida eshitiladi. Bu, ayniqsa, katta kuchaytirishlarda sezilarlidir. Shovqin faqat uning chastotaviy xarakteristikasi 20 Gs—20 kGs sohaga tushganda eshitiladi. Agar kuchaytirgichning chiqishidagi tok kuchining kuchlanishning vaqtga bog'liqligini grafikda tasvirlasak, kirishda signal bo'lmasa ham, tok kuchi va kuchlanish doimiy bo'lmaydi (22.17- rasm). Shunda shovqin namoyon bo'ladi. „Shovqin“ tushunchasi reproduktorni ulanganda betartib signallarni eshitish qobiliyatidan kelib chiqqan. Biroq hozir bu tushuncha ularning chastotaviy intervaliga qaramay, ishlatiladi.

Shovqinlar elektronlarning tartibsiz harakatidan kelib chiquvchi toklarning fluktuatsiyasiga asoslangan, ya'ni ularning o'rta qiymatidan tasodifiy og'ishlar bilan bog'liq. Shovqindan qutulish ancha murakkab, buning uchun kuchaytirgichning birinchi kaskadida ishlatiladigan maxsus kam shovqinli tranzistorlar va lampalardan foydalaniladi.

Kuchaytirilgan signalning buzilish ta'minlovchi manbaning barqaror emasligidan kelib chiqishi mumkin, shuning uchun ba'zan kuchlanishni barqarorlashni avvaldan ko'rib chiqish kerak.

Tibbiy-biologik masalalarni yechishda foydalaniladigan eng ko'p tarqalgan kuchaytirgichlarni ko'rib chiqamiz.

Elektron kuchaytirgichlarda teskari bog'lanish. Takroragichlar. Tibbiy-biologik maqsadlar uchun manfiy teskari



22.17- rasm.

bog'lanishdan foydalaniladi. Manfiy teskari bog'lanish jarayonning o'zgarishiga, rivojlanishiga to'sqinlik qiladi va uni barqarorlaydi. Bu elektron tuzilmalar uchun muhimdir.

Kuchaytirgichlarga qo'llagan holda teskari bog'lanish chiqishidagi signalni uning kirishiga ta'sirini bildiradi.

Teskari bog'lanishli kuchaytirgichning tuzilish sxemasi 22.18- rasmda tasvirlangan. Bu yerda teskari bog'lanish kuchaytirgichning chiqishiga, uning nagruzkasiga parallel ulangan; shuningdek, $U_{t,b}$ — teskari bog'lanish kuchlanishi U_{chiq} chiqishidagi kuchlanishga proporsionaldir. Kirish zanjirida teskari bog'lanish kuchlanishi signal manbaining (generatorning) kuchlanishi U bilan ketma-ket ulangan.

Teskari bog'lanishli kuchaytirgichning kuchaytirish koeffitsiyentini hisoblaymiz (22.1- paragrafga qarang). Quyidagi nisbatni

$$\beta = U_{tb} / U_{chiq} \quad (22.12)$$

teskari bog'lanish zanjirining uzatish koeffitsiyenti deb ataymiz yoki

$$U_{t,b} = \beta U_{chiq}$$

Teskari bog'lanishli* sxemaning kuchaytirish koeffitsiyenti R_{bog} chiqish kuchlanishining U_{chiq} — signal manbaining kuchlanishi — U_r ga nisbatiga teng:

$$k_{bog'} = \frac{U_{chiq}}{U_r} \quad (22.13)$$

Kuchaytirgichning kirishidagi kuchlanishi (22.18- rasm)

$$U_{kir} = U_r + U_{tb} \quad (22.14)$$

ga teng yoki:

$$U_{kir} = U_r + \beta U_{chiq} \quad (22.15)$$

bundan

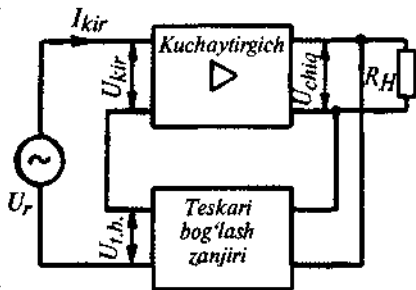
$$U_r = U_{kir} - \beta U_{chiq} \quad (22.16)$$

(22.16)ni (22.13) ga qo'ysak,

$$k_{bog'} = U_{chiq} / (U_{kir} - \beta U_{chiq})$$

Bu munosabatning surat va max-rajini U_{kir} ga bo'lsak:

$$R_{bog'} = \frac{U_{chiq} / U_{kir}}{1 - \beta U_{chiq} / U_{kir}} \quad (22.17)$$



22.18- rasm.

* Bu yerda soddalashtirish ychun har xil kuchlanishlar orasidagi fazoviy munosabatlar ko'rib chiqilmaydi.

$k = U_{\text{chiq}} / U_{\text{kir}}$ nisbat teskari bog'lanish zanjiriga ega bo'lmagan kuchaytirgichning kuchlanish bo'yicha kuchaytirish koeffitsiyenti hisoblanadi.

$$k_{\text{bog'}} = \frac{k}{(1 - \beta k)} \quad (22.18)$$

ga ega bo'lamiz.

Kuchaytirish koeffitsiyentlari musbat qiymatlarni saqlab qolishi uchun (22.18) formulaning maxraji modul bo'yicha olingan. (22.18) munosabatni analiz qilib ko'ramiz. Agar $|1 - \beta k| > 1$ bo'lsa, u $k_{\text{bog'}} < k$ holda bo'ladi. Bu $\beta < 0$ bo'lganda o'rinli, chunki, k har doim musbat. Bu holda sxemaning kuchaytirish imkoniyatlarini kamaytiruvchi manfiy teskari bog'lash amalga oshiriladi.

Fizik nuqtayi nazardan bunday bo'lishiga sabab shuki, teskari bog'lanish kuchlanishi kuchaytirgichning kirishiga beriladigan kuchlanishni susaytiradi. $|1 - \beta k| < 1$ bo'lganda $k_{\text{bog'}} > k$, $\beta > 0$ teskari bog'lanish musbat bo'ladi.

Agar $|1 - \beta k| \rightarrow 1$ bo'lsa, u $k_{\text{bog'}} \rightarrow k$ holda (22.13)dan U_{chiq} berilganda $U_r \rightarrow 0$ elektr signal manbaining kuchlanishi noga teng. Bunday sxema tashqi tebranish manbaisiz, ya'ni teskari bog'lanishli generator (kuchaytirgich emas) sifatida ishlashi mumkin.

(22.18)dan kelib chiquvchi uchala natija amaliyotda uchraydi, biroq tibbiyot elektronikasi uchun manfiy teskari bog'lanishli kuchaytirgich alohida qiziqish uyg'otadi. (22.18)ni differensiallab,

$$dk_{\text{bog'}} = \frac{(1 - \beta k) + \beta k}{(1 - \beta k)^2} dk = \frac{dk}{(1 - \beta k)^2} \quad (22.19)$$

(22.19)ni (22.18)ga bo'lib,

$$\frac{dk_{\text{bog'}}}{k_{\text{bog'}}} = \frac{1}{1 - \beta k} \frac{dk}{k} \quad (22.20)$$

ni topamiz.

(22.20) munosabat ushbu xulosaga olib keladi: agar $(1 - \beta k) > 0$ (manfiy teskari bog'lanish) bo'lsa, u holda teskari bog'lanishli sxemaning kuchaytirish koeffitsiyentining nisbiy o'zgarishi asl kuchaytirgichning kuchaytirish koeffitsiyentining nisbiy o'zgarishidan $(1 - \beta k)$ marta kichik:

$$\frac{dk_{\text{bog'}}}{k_{\text{bog'}}} < \frac{dk}{k}$$

Bu manfiy teskari bog'lanishli kuchaytirgichning o'ta barqarorligini, uning tashqi ta'sirga bog'liq emasligini bildiradi. Aytganlarni miqdoriy misollar bilan

tasvirlab beramiz. Kuchaytirish koeffitsiyenti $k = 100$ teskari bog'lanish zanjirining uzatish koeffitsiyenti $\beta = 0,01$ bo'lsin. Bu qiymatlarni (22.18)ga qo'ysak,

$$k_{\text{bog}'} = \frac{100}{1 - (-0,1) \cdot 100} = \frac{100}{11} \approx 9,1$$

ga ega bo'lamiz.

Agar qandaydir sabablarga ko'ra kuchaytirgichning kuchaytirish koeffitsiyenti 20% ga kamaygan bo'lib $k_1 = 80$ ga teng bo'lsa, u holda teskari bog'lanishli kuchaytirgich sxemasining yangi kuchaytirish koeffitsiyentining qiymati

$$k_{\text{bog}'} = \frac{80}{1 - (-0,1) \cdot 80} = \frac{80}{9} \approx 8,9$$

bo'ladi. $k_{\text{bog}'}$ ning kamayishi hammasi bo'lib

$$\frac{9,1 - 8,9}{9,1} \cdot 100\% \approx 2,2\% \quad (!)$$

chiqdi, garchi manfiy teskari bog'lanishli sxemaning kuchaytirish imkoniyatlari, asl kuchaytirgichning kuchaytirish imkoniyatlaridan kichik bo'lsa ham, ketma-ket teskari bog'lanishni o'z ichiga olgan kuchaytirgichning kirish qarshiligi R_{kir} Om qonuniga muvofiq

$$R_{\text{kir. bog}'} = U_r / I_{\text{kir}}$$

ga teng. (22.16)dan foydalanib,

$$R_{\text{kir. bog}'} = \frac{U_{\text{kir}} - \beta U_{\text{chiq}}}{I_{\text{kir}}} = R_{\text{kir}} (1 - \beta k), \quad (22.21)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda $R_{\text{kir}} = U_{\text{kir}} / I_{\text{kir}}$ asl kuchaytirgichning kirish qarshiligi. Manfiy teskari bog'lanishda ($\beta < 0$) $R_{\text{kir. bog}'} > R_{\text{kir}}$ „chuqur“ yuz foizli manfiy teskari bog'lanishda ($\beta = -1$) $R_{\text{kir. bog}'} = R_{\text{kir}} (1 + k)$ ga ega bo'lamiz. k ning katta qiymatlarida

$$R_{\text{kir. bog}'} \gg R_{\text{kir}}.$$

Manfiy teskari bog'lanishli kuchaytirgichlarning ikki xususiyati (tashqi taassurotlarga barqarorligi va katta kirish qarshiligi) tibbiyot elektronikasi maqsadlarida shunday tuzilmalardan foydalanishga imkon beradi. Yuz foizli manfiy teskari bog'lanishli kuchaytirgich takrorlagich deb ataladi. Ular oraliq kuchaytirgichlari sifatida ishlatiladi (old kuchaytirgichlar) va biologik sistema bilan asosiy kuchaytirgich oraliq'iga qarshiliklarni moslash uchun joylashtiriladi. Takrorlagichning katta kirish qarshiligi o'lchanuvchi obyektning katta qarshiligi

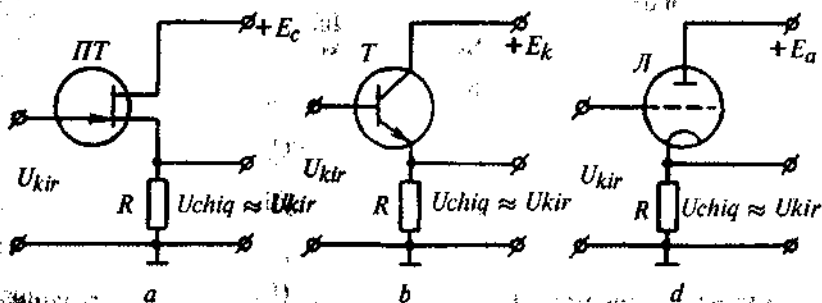
bilan moslashadi. Takrorlagichning kichik chiqish qarshiligi keyingi — asosiy kuchaytirgichning kichik kirish qarshiligi bilan moslanadi. Shu sababli takrorlagichlar to'liq qarshilikning transformatorlari deb ham ataladi.

(22.18)dan ($\beta = -1$) takrorlagichlar uchun

$$k_{\text{bog'}} = k / (1 + k)$$

kelib chiqadi, demak, $k \gg 1$ bo'lganda $k \approx 1$. Amaliyotda $k_{\text{bog'}}$ taxminan 0,95–0,99 ga teng. Shu qiymatlarda (22.13)dan $U_{\text{chiq}} \approx U_r$ ga ega bo'lamiz. Bu holda kirish va chiqish kuchlanishlarning fazalari ham bir xil bo'ladi. Bundan takrorlagich, aniqrog'i, kuchlanish takrorlagichi degan tushuncha kelib chiqadi.

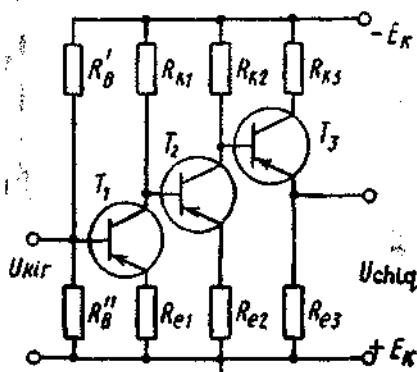
Takrorlagichning ishlashi unda foydalaniladigan elektron tuzilmaning turiga bog'liq Uch turli takrorlagichlar mavjud: chiqish — maydonli tranzistorlarda (22.19- a rasm); emitterli ikki qutbli tranzistorlarda (22.19- b rasm); katodli elektron lampalarda (22.19- d rasm). Takrorlagichning nomi zanjirning nomi bilan bog'liq (zanjirning o'zi elektron tuzilmaning elementi bo'yicha ataladi), unga nagruzka rezistori R (chiqish emitterli yoki katodli zanjir) ulangan. Bunday hollarning barchasida chiqish kuchlanishi — R rezistordagi kuchlanish to'liq (yuz foiz) kirish zanjiriga keladi.



22.19- rasm.

O'zgarmas tok kuchaytirgichlari. Differensial kaskad. Biopotensialarni kuchaytirish uchun shunday kuchaytirgichlar kerakki, ular o'tkazish sohasi past chegaraga $\omega = 0$ ega bo'lsin. Bunday ko'rinishdagi kuchaytirgichlar tok kuchini yoki kuchlanishni kuchaytirishidan qat'i nazar, o'zgarmas tok kuchaytirgichi deb ataladi. Kuchaytirgichlar sxemalaridagi tranzistorlarning ishlatilish imkoniyatlarini analiz qilib (22.4- b ga qarang) o'ylash mumkin, sekin-asta o'zgaradigan signallarni va o'zgarmas tok

signallarini kuchaytirish o'zgaruvchan signalni kuchaytirishdan farq qilmaydi. Haqiqatan ham, tranzistorlar ishining fizik asoslarini, kuchaytirgichlar kabi tushuntirishni o'zgarmas tok uchun ham berish mumkin bo'lar edi. Biroq manfiy teskari bog'lanishli [22.16- rasmda tasvirlangani kabi] sxemalar yuqori bo'lmagan kuchaytirish koeffitsiyentiga ega bo'lib, bitta kaskaddan foydalanish qiyinchilik tug'dir edi. Shuning uchun bir qator kaskadlardan foydalanishga to'g'ri keladi, bu esa sekin o'zgaruvchan signallarni kuchaytirishda alohida qiyinchilik vujudga keltirdi. Chunki o'zgarmas tok kuchaytirgichida kaskadlar o'zgarmas tokda o'z funksiyasini bajar-maydigan reaktiv elementlarsiz (kondensatorlar, transformatorlar) ulanishi kerak bo'ladi. Ulanish o'tkazgich simlar orqali amalga oshirilishi kerak galvanik bog'lanish (22.20- rasm). Biroq bunday bog'lanishda kaskadning chiqishidagi kuchlanish yoki tok kuchining sekin, tasodifiy o'zgarishlari (dreyf) keyingi kaskadlar tomonidan kuchayib boradi, bu esa ma'lumotning buzilishiga olib keladi.

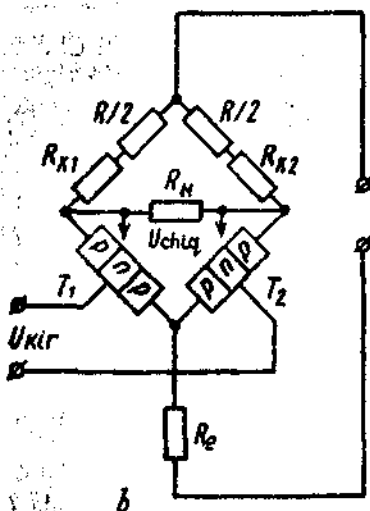
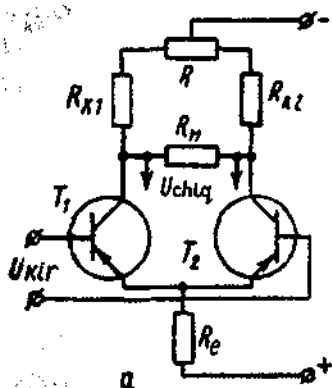


22.20- rasm.

Dreyfnings sababchisi kuchaytirgich elementlarining eskirishi, temperaturaning ta'siri, kuchlanish manbaining barqaror emasligi va boshqalar bo'lishi mumkin. Shunday qilib, to'g'ridan-to'g'ri kuchaytirishda har bir kaskadda va eng avval kirishda dreyfni kamaytirishga intilish zarur.

Dreyfni kamaytirish usullaridan biri differensial kaskaddan foydalanish hisoblanadi, uning oddiy sxemasi 22.21- a rasmda tasvirlangan. Bu yerda T_1 va T_2 ikkita bir xil tranzistor; R_{k1} va R_{k2} — kollektorlar zanjirlaridagi rezistorlar; R_e — emitterlar zanjiridagi rezistor; R — sxemani sozlash uchun o'zgaruvchan rezistor; R_n chiqish kuchlanishi U_{chiq} ni olish uchun nagruzka rezistori. Kirish kuchlanishi U_{kire} tranzistorlarning bazalariga beriladi. Rasmda keltirilgan sxema aslida ko'priklar hisoblanadi. Bu tushunarli bo'lishi uchun uni shunga o'xshash sxemalar uchun qabul qilinadigan quyidagi ko'rinishda tasavvur etamiz (22.21- b rasm):

R — qarshilikni ikkita yelkaga „bo'lib yuboramiz“, T_1 va T_2 — tranzistorlarni har xil mexanizimli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarning ketma-ket ulanishi sifatida tasavvur etamiz. Ko'priklar bitta diagonaliga ta'minlash manbai ulangan, boshqasiga nagruzka rezistori — R ulangan.



22.21- rasm.

bo'lmagan dreyf bo'ladi. Sxemaning muvozanati o'zgaruvchan resistor — R_n ni sozlash bilan yaxshilanadi.

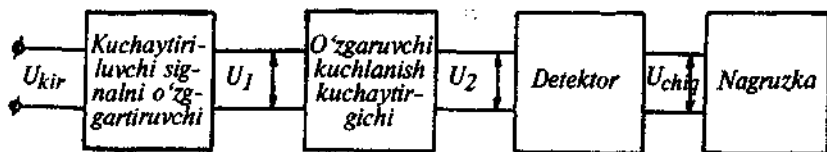
Quyidagi shart bajarilsa, ko'prikl muvozanatda bo'ladi:

$$\frac{R_{K1} + R/2}{R_{K2} + R/2} = \frac{R_{t2}}{R_{t1}} \quad (22.22)$$

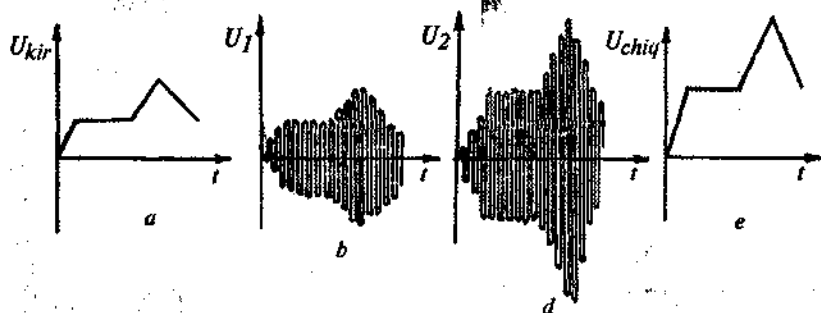
bu yerda R_{t1} va R_{t2} — tegishli birinchi va ikkinchi tranzistorlarning qarshiligi. Bunday idela holda tok R_n diagonal bo'yicha o'tmaydi va $U_{chiq} = 0$. Kuchlanish manbaining mumkin bo'lgan o'zgarishlari yoki tranzistorlar xossalari temperatura ta'sirida va vaqt bo'yicha bir xil o'zgarishi ko'priklning muvozanatini buzmaydi, rezistor R_n orqali tokning paydo bo'lishiga sabab bo'lmaydi. Oddiy o'zgarimas tok kuchaytirgichida shunga o'xshash barcha ta'sirlar albatta dreyfga olib kelar edi.

Kirish signali ko'priklning muvozanatini buzadi, chunki har xil tranzistorlar bazalarining potentsiallari har xil bo'lib qoladi va R_{t1} va R_{t2} lar o'zgaradi. (22.22) shart buziladi va R_{t1} va R_{t2} muvozanatda bo'lmagan ko'priklning R_n diagonalida tok hosil bo'ladi. Chiqishdagi kuchaytirilgan kuchlanish bazalarda kirish potentsiallari farqiga proporsional bo'ladi, shuning uchun bunday kuchaytirgich kaskadi differensial kaskad deyiladi.

Ideal muvozanatlash bo'lmisligi tufayli, differensial kaskadda ham katta



22.22- rasm.



22.23- rasm.

Agar sekin o'zgaradigan kuchaytiruvchi signalning amplitudasi bu signalga proporsional bo'lgan o'zgaruvchi kuchlanishga almashtiriladigan bo'lsa, bu va qator boshqa qiyinchiliklardan qutulish mumkin. Shunday kuchaytirgichning tuzilish sxemasini ko'rib chiqish bilan chegaralanamiz (22.22- rasm). Avval kuchaytiriluvchi kuchlanish (22.23- a rasm) amplitudasi vaqt davomida kiruvchi signalga proporsional bo'lgan tebranishlarga aylantiriladi (22.23- b rasm). So'ngra almashtirish natijasida olingan kuchlanish past chastotali kuchaytirgichda kerak bo'lgan qiymatga ko'tariladi (22.23- d rasm). Past chastotali kuchaytirgich sifatida, masalan, rezistorli kuchaytirgichdan (22.4- §ga qarang) foydalaniladi. Keyinchalik bu kuchlanish chiqishda bukiluvchan tebranishlarni (elektr impulslarni) olish uchun detektirlanadi (to'g'rilanadi). Shunday qilib, kuchaytirgichning chiqishida kiruvchi kuchlanishga proporsional, lekin undan ancha oshib ketgan kuchlanish hosil qilish mumkin (22.23- e rasm).

Bunday tipdagi kuchaytirgichlar yuqori stabiligi, kichik dreyfi va boshqa afzalliklari bilan farqlanadi. Albatta, o'zgarmas tok kuchaytirgichlarining yuqorida ko'rsatilgan sxemalaridan boshqa, sifat jihatidan ancha yaxshiroq ko'rsatkichlarga ega bo'lgan yana qator murakkab tuzilmalari mavjuddir.

Yigirma uchinchi bob

GENERATORLAR

O'zgarmas kuchlanish manbalari energiyasini har xil shakldagi elektromagnit tebranishlari energiyasiga aylantirib beruvchi tuzilmalar generatorlar (elektron generatorlar) deb ataladi. Tibbiyotda ishlatiladigan apparatlarning katta guruhi konstruktiv jihatdan har xil elektromagnit tebranishlari generatorlari hisoblanadi. Bu bobda generatorlar bilan bir qatorda elektron ossillografning tuzilishi bilan ham tanishib o'tamiz.

23.1-§. ELEKTR TEBRANISHLAR GENERATORLARINING TURLARI

Ishlash prinsipiga ko'ra generatorlar o'z-o'zidan uyg'onuvchi (avtotebranma sistemalar yoki avtogeneratorlar) va mohiyati jihatidan yuqori chastotali quvvat kuchaytirgichlari bo'lgan, tashqaridan uyg'onuvchi generatorlarga bo'linadi.

Radiotexnika masalalarni yechishda qo'llaniluvchi generatorlarning ko'pchiligi o'zi uyg'onuvchi generatorlar hisoblanadi; ular garmonik (sinusoidal) tebranishli generatorlarga va impuls (relaksatsion) tebranishli generatorlarga ajratiladi.

Generatorning texnik asosi vakuumli tuzilmalar (elektron lampalar), gaz to'ldirilgan (gazrazryad) lampalar, yarimo'tkazgichli elementlar va integral sxemalar bo'lishi mumkin. Ikki ta keyingi tushuncha yagona terminga birlashadi „qattiq jism“li tuzilmalar. Bu fizik tushuncha „qattiq jism“ dan kelib chiqqan. Albatta, bu umumiylikda qattiq jismning mexanik emas, balki elektr xossalari nazarda tutilgan. Shunday qilib, „qattiq jisimli generator“ tushunchasi vujudga keldi.

Shuningdek, generatorlar tebranishlar chastotasi va quvvatiga qarab ham ajratiladi. Tibbiyotda elektron generatorlardan quyidagi uchta asosiy sohada foydalaniladi:

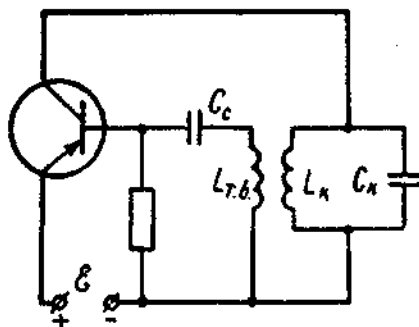
- *fizioterapevtik elektron apparatlarda;*
- *elektron stimulatorlarda;*
- *alohida diagnostika asboblari (masalan, reografda).*

23.2-§. TRANZISTORLI GARMONIK TEBRANISHLAR GENERATORI

Tranzistorli generatorning ishlash qonuniyatini ko'rib chiqamiz (23.1- rasm), unda sinusoviy tebranishlarga yaqin bo'lgan avtotebranishlar hosil bo'ladi. Bunday generatorning ishlash qonuniyatini tushunish uchun avtotebranma sistemasining struktur sxemasini eslash maqsadga muvofiqdir (7.19- rasmga qarang). $L_k C_k$ — tebranish kontura kollektor zanjirida joylashgan. L_k bilan induktiv bog'langan L_{cb} g'altak teskari bog'lanish rolini o'ynaydi. ξ — batareya energiya manbai

xizmatini bajaradi. Konturga kerak momentda energiya o'tkazuvchi „klapan“ sifatida tranzistor ishlatiladi.

Sxemani ulash paytida tebranish konturida tasodifiy kichik tebranishlar paydo bo'ladi. Induktiv teskari bog'lanish hisobiga bu tebranishlar bazaga, aniqrog'i, emitter va baza oralig'idagi $p-n$ o'tishga uzatiladi va kuchaytiriladi (22.4- § ga qarang). Tranzistor tomonidan kuchaytirilgan tebranishlar kollektor zanjiri orqali tebranish konturiga undagi mavjud



23.1- rasm.

tebranishlarga rezonanslantirilib beriladi va tebranishlar amplitudasi kattalashadi. Albatta, konturdagi tebranishlar bilan baza kuchlanishining o'zgarishi orasida muayyan fazoviy munosabatlar bo'lgan holdagina shunday bo'ladi.

Teskari bog'lanish musbat bo'lishi kerak. Agar $L_{r.b}$ o'ramning uchlari almashtirilsa, u holda kutilgan natijaga yerishilmaydi: sxemani ulash paytida hosil bo'lgan tasodifiy toklar hisobiga konturdagi kichik tebranishlar tranzistor tomonidan so'ndiriladi.

22.5- §da (22.8) formulani analiz qilishda musbat teskari bog'lanishni o'z ichiga olgan kuchaytirgich generator bo'lishi mumkin deb aytgan edik. Generator (23.1- rasm) ni kuchaytirgich (22.8- b rasm) bilan solishtiramiz. U yoki bu holda ham kuchaytiriluvchi signal emitter va baza oralig'iga beriladi va kollektor bazadan kuchaytirilgan signal olinadi. Generator holda kuchaytirilgan signal induktiv bog'lanish orqali qisman yana emitter bazaga tushadi.

Tebranishlar amplitudasining kattalashishi cheksiz davom eta olmaydi. Birinchidan, muayyan chekli energiya manbaining bo'lishi batareya cheksiz amplitudali tebranishlarini ta'minlay olmaydi. Ikkinchidan, amplitudaviy xarakteristikaning (22.2- rasmga qarang) chiziqli qismi cheklangan bo'lib, chiziqli qismidan chiqib ketish kuchaytirish koeffitsiyentining kamayishini bildiradi (rasmda shtrixlangan chiziqlar).

Shunday qilib, jarayon garmonik shaklga yaqin bo'lgan davriydir. Sxema chastotasi $L_k C_k$ konturning xususiy tebranishlari chastotasiga teng bo'lgan tebranishlarni generatsiyalaydi. Kontur parametrlari — induktivlik va sig'imni o'zgartirib bu chastotani o'zgartirish mumkin. Konstruktiv fikrlarga binoan sig'im — C_k ni o'zgaruvchan qilish qulay. Sxema elementlari R_b va C_b ishchi nuqtaning optimal holatini tanlash uchun bazada kerakli, „siljish“ kuchlanishini hosil qilish uchun xizmat qiladi (22.2- rasmga qarang, grafikdagi A nuqta).

23.3-§. IMPULSLI (RELAKSATSION) TEBRANISHLAR GENERATORLARI

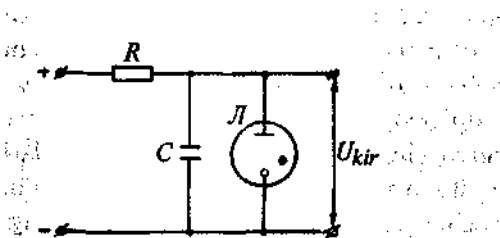
Relaksatsion tebranishlar generatorlarining ko'p variantlari ichidan eng soddalaridan ikkitasini ko'rib chiqamiz. Sxemalardan biri (23.2- rasm) — neon lampa L — ishlatilgan holdagi generator. Bunday lampalar kuchlanishning qat'iy ma'lum qiymati U da yonib, kamroq kuchlanish U_0 da o'chadi. Jarayon kondensator C ning zaryadlanishidan boshlanadi.

Chiqish kuchlanishining vaqt bilan bog'liqlik grafigida (23.3- rasm) bu bosqich (18.20) tenglamaga javob beruvchi kesma OA bilan ko'rsatilgan. A nuqtada kondensatorlardagi kuchlanish neon lampa ichidagi gazni ionlashga yetarli bo'lgan U_{yo} qiymatga yerishadi, lampa yonadi va lampa orqali kondensator zaryadsizlanadi (18.9- §ga qarang). B nuqtada lampa kuchlanishi U_0 tenglashadi, lampa o'chadi va uning qarshiligi ancha oshib ketadi. Kondensator yana zaryadsizlanadi va jarayon takrorlanadi.

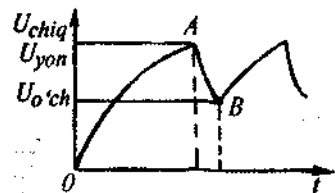
(18.20) dan ko'rinadiki, R va C parametrlarni o'zgartirib, bunday sxemada kuchlanish ortishining tezligini o'zgartirishi mumkin. Shunday qilib, qarshilikni kattalashtirish T — vaqtning kattalashishiga olib keladi, OM qism qiyanadi. AB qismda kuchlanishning pasayishi neon lampa zaryadsizlangan vaqtda yuzaga keladi, shuningdek, uning xarakteristikasiga bog'liq bo'ladi.

Sxema parametrlarini tanlab olib (23.4- rasmdagi) real grafikni ideal arrasimon kuchlanish deb ataluvchi (23.4- rasm) grafikka yaqinlashtirish mumkin. Bu kuchlanishning vaqt bilan bog'liqlik grafigi arra tishlarni eslatadi. T — vaqt oralig'ida kuchlanish U_1 dan U_2 gacha chiziqli ortadi, so'ngra τ vaqtda u minimal qiymatga chiziqli kamayadi. Vaqt davomida tokning chiziqli o'sishiga kattaroq aniqlikda yaqinlashish talab qilinadigan yerda murakkabroq sxemalardan foydalaniladi. Arrasimon kuchlanishdan elektron ossillografning yoyilmasida foydalaniladi (23.4- §ga qarang).

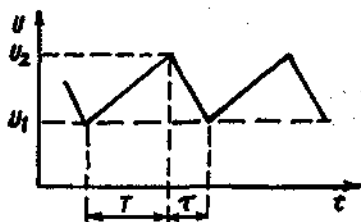
Multivibrator relaksatsion tebranish generatori hisoblanadi. Uning sxemasi 23.5- rasmda tasvirlangan. Bu sxemaning ishini tushunish uchun bazaning kuchlanishiga bog'liq holda tranzistorning tokni o'tkazishi yoki o'tkazmasligi xususiyatini qisqacha eslatib o'tamiz. Rezistor — R_b , birinchi tranzistorning kollektor — baza $p-n$ o'tishiga parallel ulangan. Agar shunday rezistor orqali



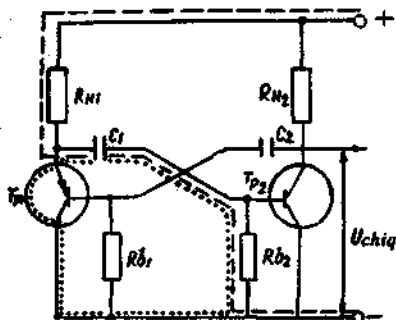
23.2- rasm.



23.3- rasm.



23.4- rasm.



23.5- rasm.

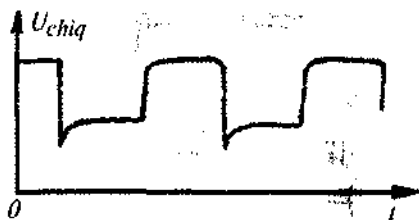
tok „yuqoridan pastga“ oqib o'tsa, u holda tranzistor bazasining potentsiali kollektorning potentsialidan katta bo'ladi. Bu tranzistorning elektr o'tkazuvchanligini oshiradi va u orqali tok emitterdan kollektorga o'ta olishi mumkin. Rezistor R_{b1} orqali tok qarama-qarshi tomonga oqsa, ya'ni „pastdan yuqoriga“ bazaning potentsiali kollektorning potentsialidan kichik bo'ladi va tranzistor berkilib qoladi.

Osonroq tushunish uchun quyidagicha fikr yuritimiz: tranzistor berk manba — T_1 berk manba C_1 — kondensatorni zaryadlaydi (zanjir shtrix chiziqda ko'rsatilgan), C_1 — kondensator qandaydir kuchlanishgacha zaryadlanib bo'lgandan keyin, u T_1 — tranzistorning ochiqligida undan zaryadsizlanadi (zanjir punktir bilan ko'rsatilgan). Bunday mulohazani C_2 — kondensator uchun ham yuritish mumkin.

Har qaysi kondensator „qo'shni“ rezistor orqali zaryadsizlanadi, shu bilan „qo'shni“ tranzistorga ta'sir ko'rsatadi. Bu jarayon hozirda neon lampali relaksatsion generatorning ishini eslatadi. U yerda kondensator rezistor R orqali zaryadsizlanar edi, bu yerda R_{n1} va R_{n2} orqali. U yerda kondensator neon lampa L — orqali zaryadsizlanar edi, bu yerda T_1 va rezistor R_{b2} orqali zaryadsizlanadi. Biroq birinchi holda lampadan o'tuvchi tok kuchlanishning muayyan qiymatida vujudga kelar edi, bu yerda esa u kondensator — C_2 ning zaryadlanish va zaryadsizlanishi natijasida R_{b1} da kuchlanishning pasayishiga bog'liq bo'ladi. Kondensator — C_2 (R_{n2} va R_{b1} orqali) zaryadlanib bo'lguncha, R_{b1} bo'yicha tok „yuqoridan pastga“ o'tadi, T_1 — tranzistor ochiq bo'ladi. Bu kondensator (T_2 va R_{b1} orqali) zaryadsizlanayotgan vaqtda R_{b1} bo'yicha tok „pastdan yuqoriga“ yo'nalgan bo'ladi va uning tegishli qiymatida transistor T_1 yopiladi.

Shunday qilib, bir kondensator zaryadlanganda, ikkinchisi zaryadsizlanadi, tranzistorning biri ochilganda ikkinchisi yopiladi va aksincha. Jarayon ana shunday takrorlanib turadi.

Ikkala tranzistor ochilib va barcha elementlardagi kuchlanish hamda tok vaqt davomida o'zgarmas bo'lgan holni faraz qilish mumkin, albatta.



23.6- rasm.

Mufassal ravishda tekshirish bunday holatning noto'g'ri ekanligini va undan istalgan kichik miqdordagi chetlanish yuqorida tasvirlangan „sakrashlarning“ paydo bo'lishiga olib kelishini ko'rsatadi.

Multivibrator chiqish kuchlanishi U_{chiq} ning xarakteri unga kiruvchi rezistor, kondensator va tranzistor parametrlariga, shuningdek, „chapdagi“

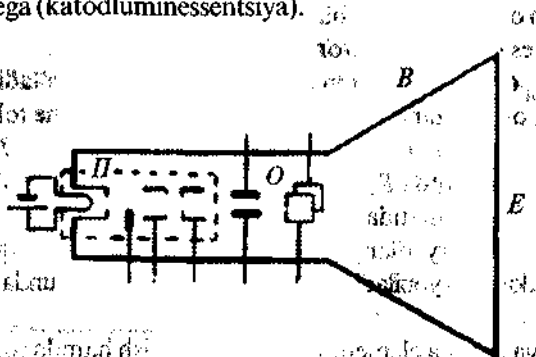
elementlar parametrlarining nisbatan simmetrik bo'lishi va hokazolarga bog'liq bo'ladi. Chiqish kuchlanishi qariyb „to'g'riburchakli“ xarakterda bo'lishi mumkin bo'lgan hollardan birini keltiramiz (23.6- rasm).

23.4-§. ELEKTRON OSSILLOGRAF

Ko'z bilan kuzatish yoki elektr signalga aylantirilgan ikki kattalikning funksional bog'lanishini yozish uchun ishlatiladigan o'lchov asbobi ossillograf deb ataladi. Ossillograflar o'zgaruvchan kattalikning vaqtga bog'liqligini kuzatish uchun ishlatiladi.

Elektron ossillografning bosh qismi elektron-nurli trubkadir (23.7- rasm). Uning elementlari vakuumli ballon — B ichiga joylashgan. Ular qatoriga luminessensiyalanuvchi ekran — E , kondensatorlardan tuzilgan og'ishtiruvchi sitsema — O va elektron zambarak — Z kiradi (shtrixli chiziqda ajratilgan).

Zambarak diod katodiga o'xshash cho'g'lanuvchi katoddan elektronlarni tezlashtiruvchi va fokuslovchi maxsus elektrodlardan iborat. Kondensator plastnikalariga potentsiallar ayirmasi beriladi. Uning ishorasi va qiymatiga ko'ra elektronlar vertikal yoki gorizontal yo'nalishda og'adi. Shakllangan va muayyan tarzda yo'naltirilgan elektron dastasi luminessenlovchi ekran ustiga tushadi. Elektron nurli trubkaning luminoforlar bilan qoplangan oldingi devori bunday ekran rolini o'taydi. U elektronlar zarbi ta'siri ostida yorug'lanish qobiliyatiga ega (katodluminessentsiya).

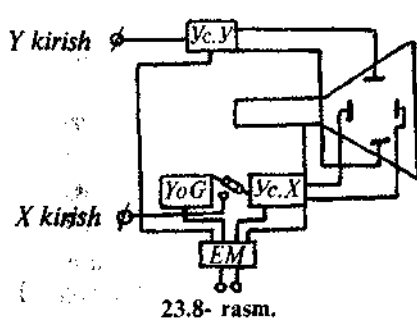


23.7- rasm.

Elektronlar dastasi ekranda yorug' nuqta shaklida ko'rinadi. Og'diruvchi plastinkalardagi kuchlanishni tekis o'zgartirish bilan yorug' nuqtani ekran bo'ylab ko'chirish mumkin. Luminoforlar keyin nurlanish xususiyatiga ega. Ular elektron dastasi ma'lum joydan siljiganidan so'ng

o'sha joyda bir qancha vaqt nurlanib turadi. Shuning uchun ekranda dastaning ko'chishi chiziq shaklida bo'lib ko'rinadi.

23.8- rasmda ossillografning tuzilish sxemasi berilgan: Kuch X , Kuch — Y kuchaytirgichlar, TB — ta'minlash bloki; YoG — yoyish generatori, ELT — elektron nurli trubka. Sinxronlash bloki ham bor. 23.9- rasmda ossillografning oldingi paneli ko'rsatilgan.

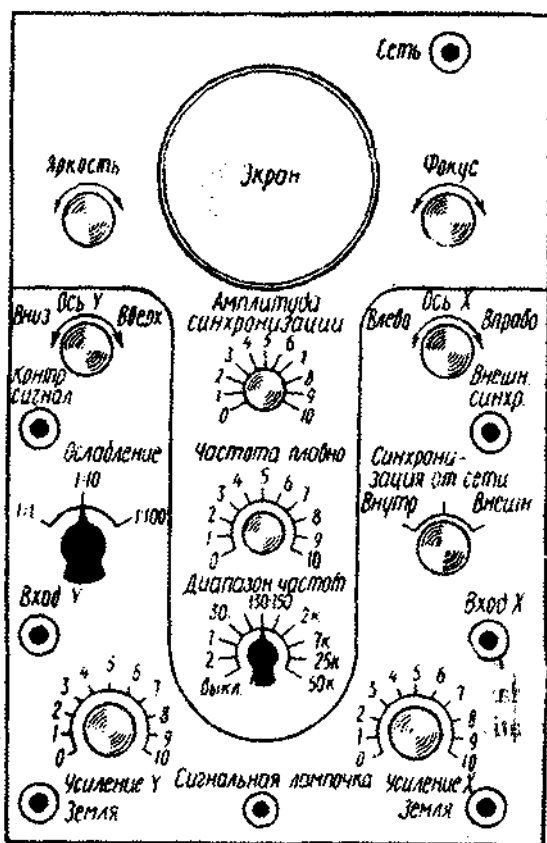


23.8- rasm.

„Kirish — Y “ va „Yer“ klemmalariga berilgan signal kuchaytiriladi va vertikal og'diruvchi plastinkalarga beriladi. Ossillograf ekranida bunday signal vertikal to'g'ri chiziq kesmasi shaklida tasvirlanadi. Signalning vaqt bilan bog'lanishini kuzatish uchun yorug'lanuvchi nuqtaga bir vaqtda gorizontaal yo'nalishda tekis harakat berish kerak.

Davriy jarayonni yozish uchun nuqta biror chekli vaqt oralig'ida, ekran bo'yicha chapdan o'ngga ko'chishi va qisqa vaqt oralig'ida orqaga mumkin bo'lganicha qaytishi kerak. Shuning uchun gorizontaal og'diruvchi plastinkalarga beriladigan kuchlanish arrasimon shaklga ega (masalan, 23.4- rasmga qarang, bunda $T \gg \tau$) Bu maqsad uchun xizmat qiluvchi tuzilmaning — yoyish generatorining prinsipi 23.3- fda ko'rilgan edi.

Davriy jarayon ekranda harakatsiz tasvir holda aks ettirilishi uchun yoyilish chastotasini yetarli darajada



23.9- rasm.

aniq tanlash kerak: yoyilishning bitta davri vaqtiga tekshiriluvchi signalning butun son davrlari to'g'ri keladigan bo'lishi kerak. Bu shartni yoyilishni sinxronlash bloki amalga oshiradi.

„Chastotalar diapozoni“ va „Silliq chastota“ degan dastalar kerak bo'lgan yoyish chastotasini yetkazib beradi. Agar tekshiriluvchi jarayon bir karrali yoki nodavriy bo'lsa, u holda ba'zi ossil-lograflarda ko'zda tutilgan yoyilishning kutish rejimidan foydalanish mumkin. Bu yoyish rejimi har safar qayd etiluvchi jarayon paydo bo'lgandagina ta'sir etadi.

„Ravshanlik“ va „Fokus“ dastalarini burab tezlashtiruvchi elektrodlar orasidagi potentsiallar ayirmasi o'zgartiriladi, bu bilan elektron dastaning intensivligi turlicha bo'lishiga va kesimiga erishiladi. Bunda yorug'lanuvchi nuqta ravshanligining va fokuslanishining o'zgarishi kuzatiladi. Y o'qi va X o'qi degan dastalar butun tasvirlanuvchi ko'rinishni vertikal va gorizontal yo'nalishda siljitish uchun xizmat qiladi.

Qandaydir ikki kattalik orasidagi bog'lanishni kuzatish uchun bu kattaliklarga mos bo'lgan elektr signallarni „Kirish Y“ va „Kirish X“ klemmalariga beriladi. Bunda yoyish generatori ulanmaydi. Shu yo'l bilan jumladan Lissaju figuralarini (7.3- §ga qarang), vektorkardiogrammani (14.5- §ga qarang) olish mumkin. Kuchaytirish dastasi yordamida yuborilgan signalning kuchaytirilishi o'zgartiriladi. Bu vaqtda ossillograf ekranidagi tasvir tegishli yo'nalish bo'yicha cho'ziladi yoki qisiladi.

Vaqt masshtabini kalibrlash uchun ba'zi ossillograflarda vaqtni belgilash generatori bor. Uning yordamida ekrandagi dog' ravshanligi davriy ravishda o'zgartiriladi. Buning yordamida tasvirlanuvchi jarayonning yoki uning ayrim-ayrim qismlarining davomiyligini aniqlash mumkin.

Elektron nurli ossillograf ekranida tasvirning fotosuratini olish mumkin.

23.5-§. ELEKTRON STIMULATORLAR. PAST CHASTOTALI FIZIOTERAPEVTIK ELEKTRON APPARATLAR

Qisqaroq qilib, past va tovush chastotadagi fizioterapevtik elektron apparatlarni past chastotali deb ataymiz. Boshqa har qanday chastotadagi elektron apparatlarni umumlashgan tushuncha asosida yuqori chastotali deb ataymiz.

Past chastotali garmonik va impulsli elektromagnit tebranishlar generatorlari — tibbiyot apparatlarining ikkita katta guruhini birlashtirib, ularni aniq ajratish qiyin, bular elektron stimulatorlar (elektr stimulatorlar) va fizioterapiya apparatlaridir. Yuqori bo'lmagan chastotalarda tokning issiqlik emas, balki o'ziga xos ta'siri muhimroq. Shuning uchun tok bilan davolash, qandaydir effektli toklar bilan qo'zg'atish — stimulatsiya qilish xarakteriga ega bo'ladi. Bu holat ehtimol „davolash apparati“ va „elektr stimulator“ tushunchalarini aralashtirib yuborishga olib keladi.

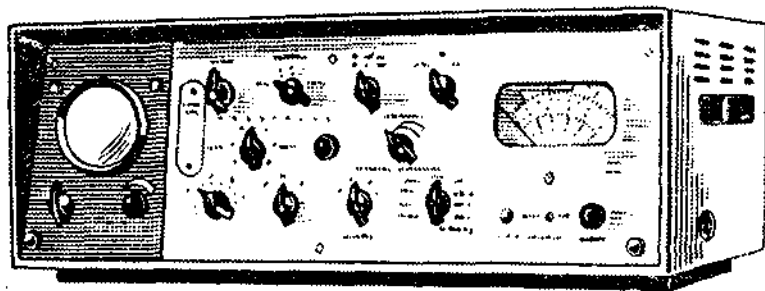
Muskullarni elektr yordamida qo'zg'otish XVIII asrda topilgan bo'lsa, elektr stimulatorlardan foydalanish faqat oxirgi o'n yilliklarda boshlanadi. Hozirgi vaqtda ko'pgina har xil elektr stimulatorlar mavjud. Lekin hozirda elektr stimulatorni ishlab tayyorlovchilarga elektr signalning chiqish parametrlarini aniq berish meditsina va fiziologik muammo bo'lib qolmoqda. Ular: impulsning shakli, uning davomiyligi, impuls tokining chastotasi va impuls kelib chiqishining g'ovakligi (18 va 19- boblarga qarang)dir.

Elektr stimulatorlarni stasionar (turg'un) ko'tarib yuriladigan va implantatsiya (tanaga joylashtiriladigan) qilinuvchilarga bo'lish mumkin. To'liq implantatsiya qilinadigan elektr stimulatorlar, masalan, kardiostimulatorlar uchun ta'minlovchi manba yetarli darajada jiddiy muammo bo'lib qoladi. Bu manbalar uzoq muddatda va tejamli xizmat qilishi kerak. Ham tegishli manbalarni hamda „tejamli“ generatorlarni yaratish bilan bu muammo hal bo'ladi. Masalan, impulslar orasidagi pauzada energiyani amalda sarflamaydigan generatorlarga ega bo'lish maqsadga muvofiqdir. Bu xususda multivibratorga nisbatan blok-generator (kitobda ko'rib o'tilmaydi) afzalliklarga ega.

Ko'p vazifalarni bajaradigan turg'un stimulator misoli sifatida universal elektrimpulsator UEI-1 (23.10- rasm) ni ko'rsatish mumkin. U to'g'ri burchakli va eksponentsial shakldagi impulsli tokning generatoridan iboratdir. Impulslarning parametrlari va ularning chastotasi katta chegaralarda sozlanadigan bo'ladi, masalan, to'g'ri burchakli impulslarning davomiyligini diskret ravishda 0,01 dan 300 ms gacha o'zgartirish mumkin. Apparat bemor zanjiridagi tok impulsining amplitudasini o'zgartirishga imkon beradi.

Elektron-nurli trubkaning ekranida (UEI-1 yuz panelining chap tomonida) apparatning chiqishidagi impulslarning shaklini kuzatish mumkin.

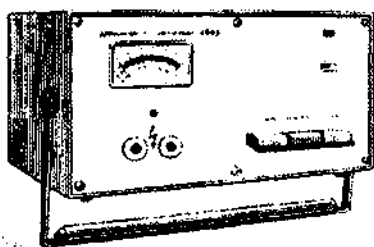
O'ziga xos bo'lgan stimulatorlarga defibrillator misol bo'ladi. Bu stimulator quvvati yuqori voltli elektr impulslarning generatorlaridan iborat bo'lib, yurak



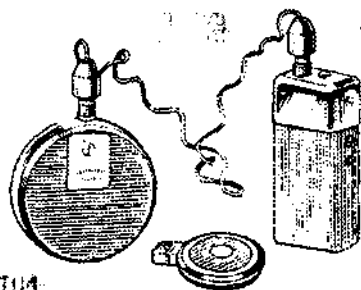
23.10- rasm.

ritmining og'ir buzilishlarini davolash uchun mo'ljallangan apparatlardir. Defibrillator energiya to'plovchini (kondensator), kondensatorni zaryadlash uchun tuzilmani va zaryadsizlash zanjirini o'z ichiga oladi.

23.11- rasmda impulsli defibrillator DI-03 ning tashqi ko'rinishi tasvirlangan. Implantatsiya qilinuvchi radiochastotali elektrokardiostimulator EKSR-01 (22.12- rasm) — ko'tarib yuriladigan va qisman implantatsiya qilinadigan kardiostimulator hisoblanadi. Rasmning o'rtasida ko'rsatilgan uning implantatsiya qilinuvchi qismi (qabul qiluvchisi) uning massasi 22 g, qalinligi 8,5 mm. Qabul qiluvchisi tashqi tarqatuvchidan (rasmda chapdagi) radiosignallarni qabul qiladi. Bu signallar bemor tanasining ichidagi implantatsiya qilingan qismda impuls ko'rinishida qabul qilinadi va elektrodlar orqali yurakka beriladi. Rasmning o'ng tomonida ta'minlovchi blok ko'rsatilgan bo'lib, u tarqatuvchi singari bemorlarga tashqaridan qo'yiladi.



23.11- rasm.



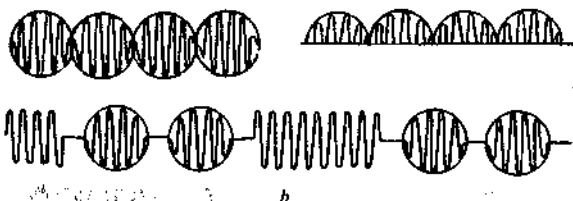
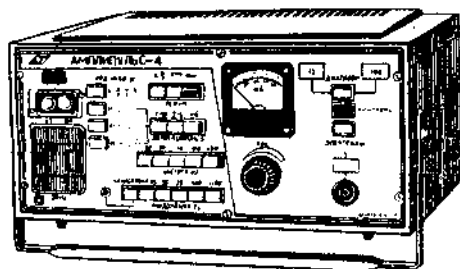
23.12- rasm.

Elektr stimulatorlarning alohida turlariga shundaylarni kiritish mumkinki, ular odatda sezgi organlari orqali qabul qilinuvchi ma'lumotni shartli belgilar shaklida uzatishga qodir. Shunga o'xshagan stimulator — tovushli ma'lumotni elektr signalgacha aylantirib beruvchi koxlear protez hisoblanadi; u mohiyati jihatidan ichki quloqning tovush qabul qilinadigan qismi o'rni bosadi. Taqib yuriladigan koxlear protez 8.13- rasmda ko'rsatilgan.

Elektrostimulatsiyaning texnik qurilmalariga yana biologik sistemalarga elektr signallarni eltib beradigan elektrodni kiritish mumkin.

Ko'pgina hollarda elektr stimulatsiyalash plastinkali elektrodlar yordamida amalga oshiriladi, ular elektrokardiografiya uchun ishlatiladigan elektrodga o'xshab odam tanasiga qo'yiladi (21.2- §ga qarang).

Tanaga kiritiladigan elektrodlar uchun jiddiy muammolar talaygina. Bunga shu jumladan, agressiv biologik muhit sharoitida materialdan tok o'tganda uning zangga qarshi mustahkam bo'lishi uchun materialni tanlash muammosi ham kiradi.



23.13- rasm.

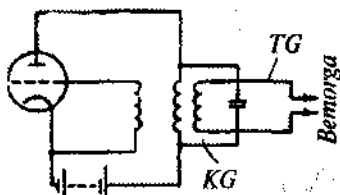
Sinusoidal modulatsiya qilingan toklar bilan o'tkaziladigan elektr terapiya uchun fizioterapevtik apparatga misol „Amolimpuls-3“ (23.13- a rasm) hisoblanadi. Unda sinusoidal tebranishlarni tashuvchilarning chastotasi 5 kGs ga teng, modulatsiya qilinadigan sinusoidal tebranishlarning chastotasi esa 10–150 Gs chegarada tekis o'zgartirilishi mumkin. Bu generator yordamida hosil qilingan toklarning ayrim, mumkin bo'lgan shakllari 23.13- b rasmda ko'rsatilgan; tebranishlarni tashuvchi va modulatsiya qiluvchilarning chastotalari orasidagi nisbat rasmda e'tiborga olinmagan.

23.6-§. YUQORI CHASTOTALI FIZIOTERAPEVTIK ELEKTRON APPARATLAR. ELEKTROXIRURGIYA APPARATLARI

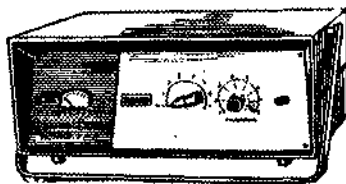
Tibbiyot apparatlarining katta guruhi — elektromagnit tebranishlar va to'liqlarning generatorlari, ultratovush, yuqori, ultrayuqori chastotalarda ishlaydi va yagona termin asosida yuqori chastotali elektron apparatlar deb ataladi.

Bunday holda elektrodlar muammosi har xil yechiladi. Yuqori chastotali toklar uchun (19.5- rasmga qarang) shishali elektrodlardan foydalanilsa, o'zgaruvchan magnit maydoni bilan ta'sir etishda induktotermiya spiral yoki yassi buklagan kabellardan foydalaniladi. Ulardan o'zgaruvchan tok o'tganda o'zgaruvchan magnit maydoni hosil bo'ladi. UYUCH terapiyada isitiladigan tana-disk shakldagi izolator qavati bilan qoplangan metallardan yasalgan elektrodlar orasiga joylashtiriladi (23.18- rasm). Elektromagnit to'liqlar bilan ta'sir etishda bu to'liqlarning nurlatgichi tanaga yaqinlashtiriladi.

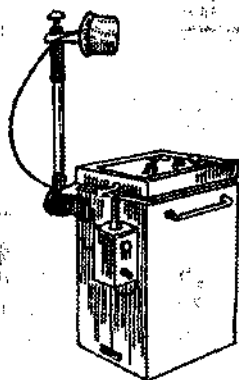
Bemorning xavfsizligini ta'minlash uchun elektrodlar generatorning tebranis konturiga emas, balki kasalning konturiga (terapevtik konturga) ulanadi, u bo'ls generatorning asosiy tebranish konturi bilan induktiv bog'langan bo'ladi (23.14 rasmga qarang).



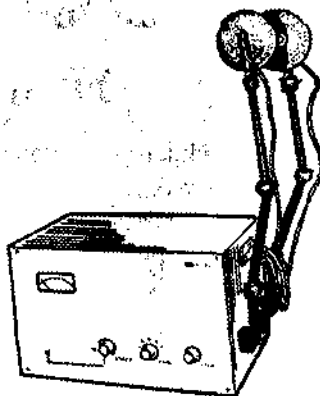
23.14- rasm.



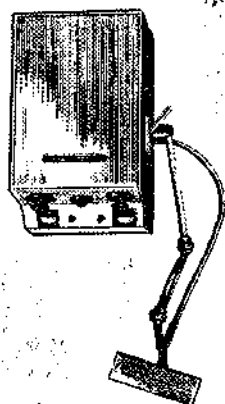
23.15- rasm.



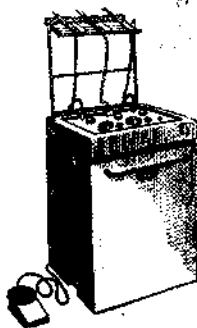
23.16- rasm.



23.17- rasm.



23.18- rasm.



23.19- rasm.

Induktiv bog'lanish amaliyotda tibbiyot uchun yuqori chastotali generatorlarning ko'pchiligida bo'lib, bemorni tasodifan yuqori doimiy kuchlanish ostiga tushib qolishdan saqlaydi. 23.14- rasmda trioddagi generator tasvirlangan, chunki yetarlicha katta quvvat olish zaruriyati lampali generatorlarni hali tibbiyotda qo'llash ehtiyojini tug'diradi.

Elektromagnit tebranishlar generatorlari bo'lmish fizioterapevtik apparatlar radio qabul qilinishiga va televideniye ga xalal keltirmaydigan qilib yasaladi. Bu bir tomondan, xalaqitlardan saqlash uchun qilingan maxsus qurilmalar bilan, ikkinchi tomondan esa, muayyan ishchi chastotalar diapazonining qat'iy qilib berilishi bilan ta'minlanadi.

Bir qancha apparatlarning tashqi ko'rinishi rasmlarda ko'rsatilgan: „Iskra-1“ apparati — yuqori chastotali generator bo'lib, impulsi rejimda ishlaydi va mahalliy darsonvalizatsiya uchun ishlatiladi (23.15- rasm), IKV-4 apparati — induktotermiya uchun, 13,56 MGs chastotada ishlaydi (23.16- rasm), UYUCH-terapiya uchun ko'chma apparat — UYUCH-66 (23.17- rasm), mikroto'liqinli terapiya uchun „Luch-58“ apparat (23.18- rasm) ishlatiladi.

Yuqori chastotali meditsina elektron apparatlariga, yana elektr xirurgiya (yuqori chastotali xirurgiya) apparatlari kiradi. Bu qurilmalarning asosini garmonik yoki modulatsiya qilingan elektromagnit tebranishlar generatori tashkil etadi. Elektr xirurgiyada ishlatiladigan elektromagnit tebranishlarning quvvati 1 Vt dan bir necha yuz vatt gacha bo'lishi mumkin.

Generatorlarning fazilati shundaki, ular quvvatni nagruzkaga (biologik to'qimaga) berishi kerak, ular esa katta chegaralarda o'zgaradi. Generatorlar uzoq muddatda butunlay nagruzkasiz ishlashi mumkin, shuning uchun elektroxirurgiya apparatlarida keng miqyosda vakuumli lampalar ishlatiladi, ular yarimo'tkazgichli qurilmalarga nisbatan bo'lib turadigan ortiqcha yuklanishga qarshi katta barqarorlikka ega.

Elektroxirurgiyada elektromagnit tebranishlar elektrodlarga uzatiladi, ular yordamida to'qimalarni kesish yoki koagulatsiya qilish mumkin. Elektrodlarni bir qutbli va ikki qutbli elektroxirurgiyalar uchun ajratiladi.

Birinchi holda generator apparatining bitta chiqishi elektroxirurgiyani amalga oshiradigan aktiv elektrod bilan ulanadi, boshqa elektrod — passiv elektrod bemor tanasi bilan kontaktda bo'ladi.

Ikkinchi holda generatorning ikkala chiqishi ikkita aktiv elektrod bilan ulanadi, ularning orasidan yuqori chastotali tok o'tib, xirurgik ta'sir ko'satadi. Bu holda ikkala elektrod aktiv hisoblanadi, passiv elektrod esa ishlatilmaydi.

Elektroxirurgiya apparatlaridan birining tashqi ko'rinishi 23.19- rasmda ko'rsatilgan.

VI bo'lim

OPTIKA

Optika — fizikaning bir bo'limi bo'lib, unda yorug'likning nurlanish, yutilish va tarqalish qonunlari ko'rib chiqiladi. Fizikada „yorug'lik“ degan termin odam ko'zi sezadigan nurlanishgagina emas, balki ko'zga ko'rinmaydigan nurlarga ham tatbiq etiladi.

Yorug'lik tabiati ikki yoqlama — dualistikdir. Bu esa yorug'lik ham elektromagnit to'lqin, ham zarrachalar — fotonlar oqimi kabi namoyon bo'ladi, demakdir. Yorug'lik dualizmi, jumladan, Plank formulasida aks ettiriladi: $\epsilon = h\nu$ chunki foton energiyasi ϵ kvant xarakteristika bo'lib, tebranishlar chastotasi ν esa to'lqin jarayoni xarakteristikasidir.

Bir xil optik hodisalarda yorug'likning to'lqin xossalari, boshqalarida esa korpuskulyar xossalari ko'proq namoyon bo'ladi. Ikkilanma tabiatli zarrachalarga elektron, proton va boshqalar ham xosdir.

Yorug'lik elektromagnit tabiatga ega bo'lgani uchun optikani elektrodinamikadan keyin o'rganish maqsadga muvofiqdir. Yorug'lik nurlanishi masalasi atom fizikasi bilan tutashgan va u bilan uzviy bog'liq. Shuning uchun „Optika bo'limi“ atom fizikadan oldin o'tiladi.

Fizikaning taraqqiyotida optik tajribalar va nazariyalar alohida rol o'ynaydi: yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalish qonunlari va uning ko'zgusimon sirdan qaytishi eramizdan ancha oldin ma'lum bo'lgan birinchi fizik qonunlardan biridir. Maykelsonning interferensiya tajribalari nisbiylik nazariyasining eksperimental asosi bo'ldi; nurlanishning diskretligi to'g'risidagi Plank gipoteza kvant fizikasiga asos soldi.

Ko'rinuvchi yorug'likni tekshirish va o'lchash faqat fizikaga taalluqli bo'lmay, balki fiziologiyaga ham tegishlidir. Bu borada optika akustikaga o'xshashdir.

Tabobatchilar va biologlar uchun bu bilimlar eng avval biologik obyektlarni tekshirish uchun muhimdir: mikroskopiya, spektrometriya, refraktometriya, polyarimetriya, kalorimetriya. Bundan tashqari, vrachlar kasalliklar diagnostikasi (termografiya) uchun issiqlik nurlanishining fizik asoslarini, nur bilan davolash apparaturalarining tuzilishini va boshqa masalalarni bilishi kerak.

Yigirma to'rtinchi bob

YORUG'LIK INTERFERENSIYASI VA DIFRAKSIYASI. GOLOGRAFIYA

Yorug'lik interferensiyasi deganda yorug'lik to'lqinlarining shunday qo'shilishi tushuniladiki, natijada ularning kuchayishi va zaiflanishining turg'un manzarasi hosil bo'ladi. Yorug'lik difraksiyasi deb keskin bir jinsli bo'lmagan muhitda, yorug'likning to'g'ri chiziq bo'yicha tarqalishidan chetlashish hodisasiga aytiladi. Difraksiyani kuzatish imkoniyati to'lqin uzunlik bilan nobirjinslikning o'lchamlari orasidagi munosabatga bog'liq bo'ladi. Difraksiyani muayyan darajadagi shartlik bilan sferik to'lqinlar difraksiyasiga (Frenel difraksiyasiga) va yassi parallel to'lqinlar difraksiyasiga (Fraunhofer difraksiyasiga) ajratish mumkin. Difraksiya manzarani ikkilamchi to'lqinlar interferensiyasini hisobga olgan holda tasvirlash mumkin. Bu bobda golografiya-interferensiya va difraksiyaga asoslangan metod sifatida ko'rib chiqiladi.

24.1-§. YORUG'LIKNING KOGERENT MANBALARI. TO'LQINNING ENG KO'PKUCHAYISHI VA ZAIFLANISH SHARTLARI

Muhit ichida tarqaluvchi to'lqinlarni qo'shish tegishli tebranishlarni qo'shish bilan aniqlanadi. Elektromagnit to'lqinlarni qo'shishning eng sodda holi ularning astotalari bir xil bo'lganda va elektr vektorlarining yo'nalishlari mos kelganda izatiladi. Bu holda natijalovchi to'lqin amplitudasini (7.20) formula bo'yicha pish mumkin, uni elektr maydonining kuchlanganligi uchun quyidagi shaklda zish mumkin:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \Delta\varphi \quad (24.1)$$

bu yerda $\Delta\varphi$ — qo'shiluvchi to'lqinlar (tebranishlar) fazalarining ayirmai.

Yorug'lik manbaining xiliga ko'ra to'lqinlarni qo'shish natijasi bir-biridan umuman farq qiladi.

Avval odatdagi yorug'lik manbalari (lampa, alanga, Quyosh va sh.o.) dan chiquvchi to'lqinlarning qo'shilishini ko'rib chiqamiz. Bunday manbaning har biri juda ko'p miqdordagi nurlatuvchi atomlar to'plamidan iborat. Ayrim atom taxminan 10^{-8} sekund mobaynida elektr magnit to'lqinlarni nurlatadi, shu bilan birga nurlanish tasodifiy voqeadir, shuning uchun (24.1) formuladagi fazalar ayirmasi $\Delta\varphi$ ham tasodifiy qiymatlarni qabul qiladi. Bu holda barcha atomlar nurlanishlari bo'yicha olingan $\cos \Delta\varphi$ ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi.

(24.1)ning o'rniga odatdagi yorug'lik manbalaridan chiqib fazoning istalgan nuqtalarida qo'shiluvchi ikki nur uchun o'rtacha qiymatga teng bo'lgan tenglikni olamiz:

$$E_{o'r}^2 = E_{1o'r}^2 + E_{2o'r}^2 \quad (24.2)$$

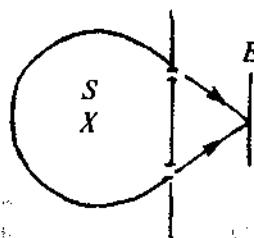
To'lqin intensivligi amplitudasi kvadratiga proporsional bo'lgani uchun (24.2)dan I_1 va I_2 to'lqin intensivliklarini qo'shish shartiga ega bo'lamiz:

$$I = I_1 + I_2 \quad (24.3)$$

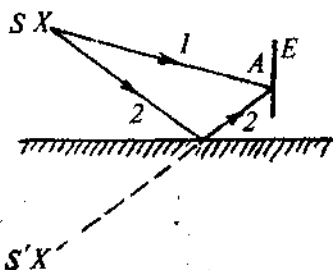
Bu ikkita (yoki undan ko'proq) oddiy yorug'lik manbalaridan chiqib qo'shiluvchi nurlanishlar intensivliklari uchun qo'shishning ancha sodda qoida bajarilishini anglatadi: umumiy nurlanish intensivligi qo'shiluvchi to'lqinlar intensivliklarining yig'indisiga teng. Bu holni kunda amalda kuzatish mumkin: ikki lampaning yoritilganligi har bir lampaning alohida hosil qilgan yoritilganliklarining yig'indisiga teng.

Agar $\Delta\varphi$ o'zgarmasdan qolsa, yorug'lik interferensiyasai kuzatiladi. Natijalovchi to'lqin intensivligi fazoning har xil nuqtalarida eng kichikdan birinchi eng kattagacha bo'lgan qiymatlarni qabul qiladi.

Yorug'lik interferensiyasi vaqt davomida turli nuqtalarda qo'shiluvchi to'lqinlar fazalari ayirmasi $\Delta\varphi$ ning doimiyligini ta'minlovchi sozlangan, kogerent yorug'lik manbalaridan paydo bo'ladi. Bu shartga javob beruvchi to'lqin kogerent to'lqin deyiladi. Interferensiyani bir xil chastotali ikkita sinusoidal to'lqin yordamida ham hosil qilish mumkin edi, biroq amalda bunday yorug'lik to'lqinlarini hosil qilish imkoniyati yo'q, shuning uchun kogerent to'lqinlar manbadan keluvchi to'lqinlarni „parchalash“ bilan yuzaga keltiriladi. Bunday usul Yung metodida qo'llaniladi. Manba S dan keluvchi sferik to'lqin yo'lga ikkita tirqishi bo'lgan, yorug'lik o'tkazmaydigan to'siq qo'yiladi (24.1- rasm). To'siqqa etib kelgan to'lqin sirtining nuqtalari kogerent ikkilamchi to'lqin markazi bo'ladi, shuning uchun tirqishlarni kogerent manbalar deb hisoblash mumkin. Ekran E da interferensiya kuzatiladi.



24.1- rasm.



24.2- rasm.

Boshqa metod bir qatlamda maxsus ko'zgu (Lloyd ko'zgusi) yordamida manba S ning (24.2- rasm) mavhum tasviri X ni olishdan iborat.

S va S' manbalarni kogerent deb hisolash mumkin. Ular to'liqin interferensiyasini hosil qilishga sharoit yaratib beradi. Rasmda ekran E ning A nuqtasiga tushuvchi ikkita interferensiyalanuvchi nur ko'rsatilgan.

Ayrim atomning nurlanish vaqti τ chekli bo'lgani uchun interferensiya vaqtida nurlar 1 va 2 yurgan yo'llari orasida farq juda katta bo'lishi mumkin emas, aks holda A nuqtada har xil nokogerent to'liqin uchrashishi mumkin. δ ning interferensiya uchun eng katta qiymati vakuum uchun yorug'lik tezligi va nurlanish vaqti orqali aniqlanadi:

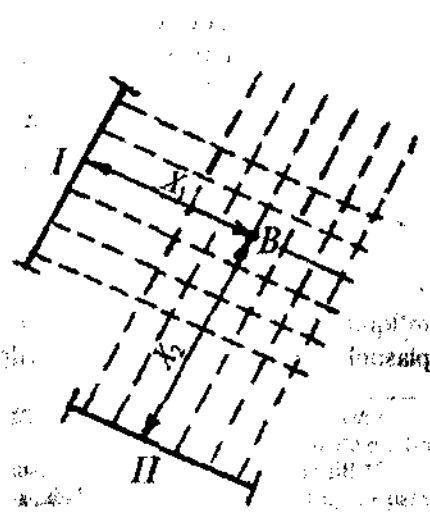
$$\delta = C\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} m = 3 m \quad (24.4)$$

Interferensiyalanuvchi to'liqinlar fazalarining ayirmasi va ularning amplitudalari ma'lum bo'lsa, (24.1) formuladan foydalanib, interferension manzarani hisoblash mumkin. To'liqinlarning eng ko'p kuchayishi — intensivlik maksimumi (max) va eng ko'p susayishi — intensivlik minimumi (min) bo'lgan xususiy hollar amaliy ahamiyatga ega bo'ladi.

Intensivliklar maksimumlari va minimumlari shartlarini fazalari ayirmasi orqali ifodalashdan ko'ra, yo'llar ayirmasi orqali ifodalashning qulayligini eslatib o'tamiz, chunki interferensiya vaqtida kogerent to'liqin o'tgan yo'llari odatda ma'lum bo'ladi. Buni yassi to'liqinlar I va II ning interferensiyasi misolida ko'rsatamiz, ularning E — vektorlari chizma tekisligiga perpendikularidir (24.3-rasm). Bu to'liqinlar E — vektorining har bir manbadan tegishli — masofada joylashgan biror B nuqtadagi tebranishlari — garmonik qonun bo'yicha sodir bo'ladi:

$$E_1 = E_{\max 1} \cos \omega(t - x_1 / v_1), \quad E_2 = E_{\max 2} \cos \omega(t - x_2 / v_2) \quad (24.5)$$

Natijani umumlashtirish uchun, to'liqinlarni sindirish ko'rsatkichlari n_1 va n_2 bo'lgan har xil muhitlarda* tarqaladi deb faraz qilamiz. To'liqinlarning tarqalish tezliklari mos ravishda $v_1 = c / n_1$ va $v_2 = c / n_2$ teng, bu yerda C —



24.3- rasm.

* 24.3- rasmning sxematikligi turli to'liqinlar uchun har xil tarqalish muhitlarni ko'rsatish imkonini bermaydi.

yorug'likning vakuumdagi tezligi, u holda (24.5) dan fazalar ayirmasi* uchun ushbu ifoda kelib chiqadi:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_2 - \varphi_1 = \omega(t - x_2/v_2) - \omega(t - x_1/v_1) = \\ &= \omega(x_1/v_1 - x_2/v_2) = (2\pi/(TC)) (x_1n_1 - x_2n_2) \end{aligned} \quad (24.6)$$

Vakuumda to'lqin $\lambda = T \cdot C$ uzunligi bo'lgani uchun (24.6) o'rniga

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda) (x_1n_1 - x_2n_2) \quad (24.7)$$

ga ega bo'lamiz.

To'lqin geometrik yo'li bilan muhitning sindirish ko'rsatkichi ko'paytmasi** ya'ni xn ga yo'lning optik uzunligi** deyiladi, bu yo'llarning ayirmasi esa

$$\delta = x_1n_1 - x_2n_2 \quad (24.8)$$

interferensiyalanuvchi to'lqinlar yo'lining optik ayirmasi deyiladi.

(24.7) va (24.8) ga asosan interferensiyalanuvchi to'lqinlarning fazalar ayirmasi bilan yo'llarining optik ayirmasi orasidagi bog'lanishni olamiz:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad \text{yoki} \quad \delta = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\varphi \quad (24.9)$$

Tebraniشلarning qo'shilish qonunlaridan va (24.9.1) munosabatdan foydalanib, interferensiya vaqtida yorug'lik intensivligi maksimumi

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi} 2k\pi = k\lambda \quad (24.10)$$

va minimumi

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi} (2k+1)\pi = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad (24.11)$$

shartlarini olamiz, bu yerda $K = 0, 1, 2, \dots$

Demak, interferensiya vaqtida yo'lning optik ayirmasi butun son to'lqin uzunliklariga (juft son yarim to'lqinlarga) teng bo'lgan nuqtalarda maksimum, yo'lning optik ayirmasi toq son yarim to'lqinlarga teng nuqtalarda — minimum kuzatiladi.

24.2-§. YUPQA PLASTINKALARDA (PLYONKALARDA) YORUG'LIK INTERFERENSIYASI. OPTIKANING YORISHISHI

Yorug'lik yupqa shaffof plastinka yoki plyonka ustiga tushganda, kogerent to'lqinlar va interferensiya vujudga keladi. Yorug'lik dastasi yassi parallel plastinkaga tushadi (24.4- rasm). Bu dastadan I nur A nuqtaga tushadi, qisman

* $\Delta\varphi$ vaqtga bog'liq bo'magani uchun qo'shiluvchi to'lqinlarning kogerent bo'lganligini eslatib o'tish foydali.

** Bir xil optik uzunlikdagi yo'l kesmalariga — ya'ni bir xil vaqtda bosib o'tadigan kesmalariga tautoxron kesmalar deyiladi.

qaytadi (2 nur) qisman sinadi (AM nur). Singan nur plastinkannig pastki chegarasidagi M nuqtadan qaytadi. Qaytgan nur B nuqtada sinib, birinchi muhitga chiqadi (3 nur), 2- va 3-nur bitta nurdan hosil bo'lgan nurlardir, shuning uchun ular kogerent bo'lib interferensiyalanadi.

2 va 3 nur yo'lining optik ayirmasini topamiz. Buning uchun B nuqtadan nurlarga BC normal o'tkazamiz. BC to'g'ri chiziqdan to nurlar uchrashguncha yo'lining optik ayirmasi o'zgarmaydi, linza yoki ko'z qo'shimcha fazalar ayirmasini kiritmaydi. Bu nurlar A nuqtadan ajralguncha 24.4- rasmda ko'rsatilmagan boshqa nurlar bilan birga 1 nurni shakllantiradi va shuning uchun bir xil fazaga ega bo'lishi tabiiy. 3 nur sindirish ko'rsatkichi bo'lgan plastinkada $AM + MB$ masofani, 2- nur havoda AC masofani bosadi, shuning uchun yo'lining optik ayirmasi:

$$\delta = (|AM| + |MB|)_n - |AC| = 2|AM| \cdot n - |AC| \quad (24.12)$$

ga teng bo'ladi, chunki $(AM) = (MB)$.

Sinish qonugiga muvofiq

$$n = \sin i / \sin r \text{ yoki } \sin i = n \sin r \quad (24.13)$$

ga ega bo'lamiz, bu yerda i — tushish burchagi, r — sinish burchagi.

$\triangle AMO$ dan $|AM| = |OM| / \cos r = l / \cos r$; $|AO| = |OM| \operatorname{tg} r = l \operatorname{tg} r$ (bu yerda plastinkaning qalinligi)ni topamiz. $\triangle ABC$ dan $|AC| = |AB| \sin i = 2|AO| \sin i$ Bu tengliklarni va shuningdek (24.13) ni hisobga olsak,

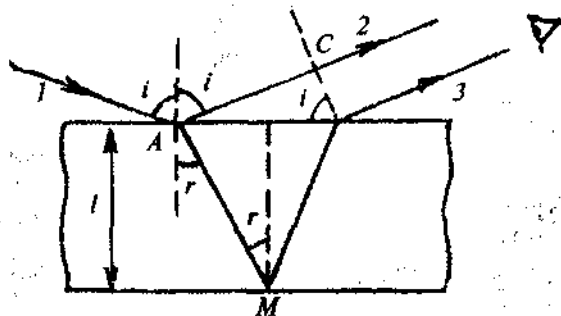
$$|AC| = 2l \operatorname{tg} r n \sin r = 2ln \sin^2 r / \cos r$$

ga ega bo'lamiz. U holda:

$$\delta = 2ln / \cos r - 2ln \sin^2 r / \cos r = 2l.$$

Shunday qilib, nurlar yo'lining optik ayirmasi

$$\delta = 2ln / \cos r \quad (24.14)$$



24.4- rasm.

24.14 formulada bitta muhim hol hisobga olinmagan. Tajriba ko'rsatadiki, yorug'lik optik zichligi kattaroq bo'lgan, ya'ni sindirish ko'rsatkichi katta bo'lgan muhitdan qaytganda to'lqin fazasi π gacha o'zgaradi. Bu esa yo'l optik

ayirmasining $\frac{\lambda}{2}$ ga o'zgarishiga mos keladi (24.9 ga qarang), ya'ni yorug'lik optik zichligi kattaroq bo'lgan muhitdan qaytganda yarim-to'lqin yo'qotilishi* ro'y beradi.

Agar 2 va 3 nurning ikkalasi ham yarim-to'lqin yo'qotganida edi, bunda (24.14) ifoda o'zgarmagan bo'lar edi. Ammo 2- nur optik zichligi kattaroq bo'lgan muhitdan qaytadi (A nuqta) va yarim to'lqin yo'qotadi, 3- nur esa optik zichligi kamroq bo'lgan muhitdan qaytadi (M nuqta), uning fazasi bu vaqtda o'zgarmaydi

Yarim-to'lqin yo'qotilishini hisobga olgan holda yo'lning optik ayirmasi:

$$\delta = 2 \ln \cos r - \lambda/2 \quad \text{yoki} \quad \delta = 2 \ln \cos r + \lambda/2 \quad (24.15)$$

ga teng bo'ladi: $\cos r = \sqrt{1 - \sin^2 r} = \sqrt{1 - \sin^2 i / n^2} = \sqrt{n^2 - \sin^2 i} / n$ bo'lgani uchun, Δ ni tushish burchagi orqali ham ifodalash mumkin:

$$\delta = 2 \ln \sqrt{n^2 - \sin^2 i} / n - \lambda/2 = 2l \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2 \quad (24.16)$$

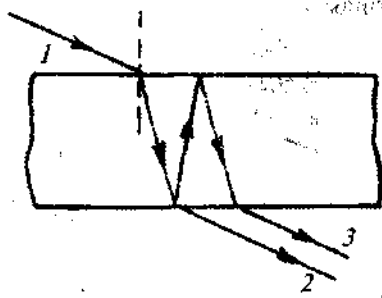
Interferensiya maksimumi uchun [(24.10), (24.16) ga qarang.]

$$2l \sqrt{n^2 - \sin^2 i} / n^2 = (2k + 1)(\lambda/2) \quad (24.17)$$

ga ega bo'lamiz. Interferensiya minimumi uchun [(24.11) ga qarang.]

$$2l \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = k\lambda^{**} \quad (24.18)$$

ga ega bo'lamiz.



24.5- rasm.

24.17 va 24.18 formulalar qaytuvchi yorug'likdagi interferensiyaga tegishlidir.

24.5- rasmda plastinka orqali o'tuvchi yorug'lik interferensiyasi keltirilgan. Unda faqat hodisani tushunish uchun kerak bo'lgan nurlar ko'rsatilgan.

O'quvchi bu hol uchun kerakli formulani chiqarib, (24.17) interferensiyaning minimumiga, (24.18) esa maksimumiga mos ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin. Energiyaning

* Siklik jarayonlar uchun fazaning π qadar kamayishining yoki kattalashishining ahamiyati yo'q, shuning uchun yarim to'lqinning yo'qotilishi to'g'risida emas, balki uning qabul qilinishi haqida so'zlash o'rinni bo'lur edi, ammo bunday terminologiya ishlatilmaydi.

** Maksimum va minimumda k uchun bir xil qiymat (0, 1, 2, va hokazo)ni saqlab qolish uchun, δ uchun formulani $+\lambda/2$ bilan yozamiz.

saqlanishqonuni bo'yicha bu hol tushunarli, chunki interferensiya yorug'lik energiyasining qayta taqsimlanishidir; tushuvchi oqim plastinka tomonidan qaytuvchi va o'tuvchi oqimga taqsimlanadi (yutilish bu yerda e'tiborga olinmaydi), shu bilan birga agar qaytuvchi oqim maksimal bo'lsa, o'tuvchi oqim minimal bo'ladi va aksincha.

Qaytuvchi va o'tuvchi nurlar intensivliklari ancha farq qilgani uchun qaytish vaqtidagi interferensiya o'tuvchi yorug'likdagi interferensiyaga nisbatan aniqroq ko'rinadi. Agar shaffof muhit chegarasida tushuvchi energiyaning 5 foizga yaqini qaytadi, deb faraz qilsak

$$I_2 = 0,05I_1 \quad (24.19)$$

bo'ladi, bu yerda I_1 va I_2 tegishli 1- va 2-nurning intensivligi (24.4- rasmga qarang). 3-nurning intensivligi ikki marta sinish va bir marta qaytishni nazarda tutib hisoblanadigan bo'lsa,

$$I_3 = 0,95 \cdot 0,05 \cdot 0,95 I_1 \quad (24.20)$$

ga teng bo'ladi. 24.19 va 24.20 dan:

$$I_2 : I_3 \approx 1,1 \quad (24.21)$$

Bu shuni bildiradiki, qaytish vaqtida interferensiyalanuvchi nurning amplitudalari taqriban teng bo'lib, minimum sharti qariyb to'la qorong'ilikka mos keladi.

O'tuvchi yorug'lik uchun ham shunga o'xshash hisoblashlarni bajarib (24.5- rasmga qarang):

$$I_2 = 0,95 \cdot 0,95; I_3 = 0,95 \cdot 0,05 \cdot 0,05 \cdot 0,95; I_2 : I_3 \approx 400$$

yoki amplitudalar uchun

$$A_2 : A_3 \approx 20 \quad (24.22)$$

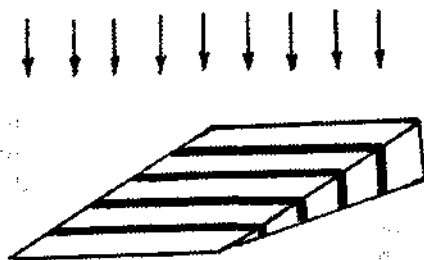
ni olamiz.

(24.22)dan ko'rinadiki, o'tuvchi yorug'likda amplitudalari ancha farqlanuvchi to'liq interferensiyalanadi, shuning uchun maksimum va minimumlari bir-biridan kam farq qiladi va interferensiya uncha yaxshi sezilmaydi.

(24.17) va (24.18) bog'lanishlarni tahlil qilamiz. Agar yupqa yassi parallel plastinka ustiga birorburchak ostida monoxromatik parallel nurlar dastasi tushsa, bu formularga muvofiq qaytuvchi yorug'likda bu plastinka ravshan yoki qorong'i bo'lib ko'rinadi.

Plastinka oq yorug'lik bilan yoritilganda maksimum va minimum shartlari ayrim to'liq uzunliklari uchungina bajariladi va plastinka bo'yalgan bo'lib ko'rinadi, shu bilan birga qaytuvchi va o'tuvchi yorug'likdagi ranglar bir-birini oq yorug'likkacha to'ldiradi.

Real sharoitlarda tushuvchi dasta qat'iy parallel bo'lmaydi va bitta ma'lum tushish burchagi i ga ega emas. Plastinka qalinligi katta bo'lganda l ning ozgina



24.6- rasm.

tarqoqligi (24.17) va (24.18) formulalarning chap tomonida ancha sezilarli farqlanishni vujudga keltirishi mumkin va bunda maksimum ham minimum shartlari yorug'lik dastasining barcha nurlari uchun saqlanmaydi. Bu interferensiyaning faqat yupqa plastinka va plyonkalarda kuzatilishi mumkinligining sababini tushuntiruvchi fikrlardan biridir.

Monoxromatik yorug'likning o'zgaruvchan qalinlikdagi plastinkaga tushgan vaqtida uning har bir qiymatiga o'zining interferensiyalanish sharti mosdir, shuning uchun plastinka teng qalinlik chiziqlari deb ataluvchi, yorug' va qorong'i chiziqlar bilan kesilgan bo'ladi. Jumladan, ponada bu chiziqlar parallel sistemasi (24.6- rasm), linza bilan plastinka orasidagi havo oralig'ida esa halqalar (Nyuton halqalari) sistemasi kabi kuzatiladi.

O'zgaruvchan qalinlikdagi plastinkani oq yorug'lik bilan yoritilganda, har xil rangli dog'lar va chiziqlar hosil bo'ladi: ranglangan sovun pardalari, suv sirtidagi neft va moy plyonkalari, ba'zi hasharot va qushlar qanotlarining jilvalanib tovlanishlardagi ranglar. Bunday hollarda plyonkalarining to'la shaffof bo'lishi shart emas.

Optik sistemalar tomonidan qaytariluvchi yorug'lik energiya qismini kamaytiruvchi va demak, qayd qiluvchi sistemalarda fotoplastinka, ko'z va shunga o'xshashlarga kelib tushadigan energiyani ko'paytiruvchi qurilmalarning yaratilishi munosabati bilan yupqa plyonkalarda ro'y beradigan interferensiya ayniqsa amaliy ahamiyatga ega. Shu maqsadda optik sistemalar sirtini metall oksidining yupqa qatlami bilan qoplanadi. Bunda spektrning berilgan sohasidagi o'rta to'lqin uzunligi uchun qaytuvchi yorug'likdagi interferensiyaning minimumi yuz beradi. Natijada o'tib ketuvchi yorug'likning qismi oshadi. Optik sirtlarning maxsus plyonkalar bilan qoplanishiga optikani yoritish, shunday qoplangan optik buyumlarning o'ziga esa yoritilgan optika deyiladi.

Agar shisha sirtiga qator maxsus tanlangan qatlamlar surkalsa, qaytaruvchi yorug'lik filtrini yaratish mumkin, bunday filtr interferensiya natijasida muayyan intervaldagi to'lqin uzunliklarini o'tkazadigan yoki qaytaradigan bo'ladi.

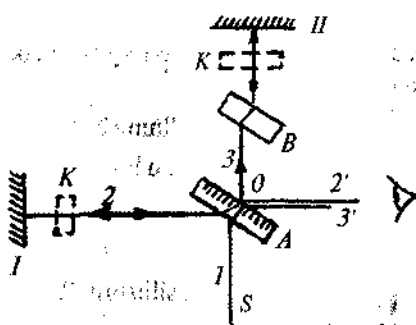
24.3-§. INTERFEROMETRLAR VA ULARNING QO'LLANILISHI.

INTERFERENSIYON MIKROSKOP HAQIDA TUSHUNCHA

Yorug'lik interferensiyasidan maxsus asboblarda interferometrlarda to'lqin uzunliklarni, kichik masofalarni, moddalarning sindirish ko'rsatkichlarini va optik sirtlarning sifatini yuksak daraja aniqlikda o'lchash uchun foydalaniladi.

24.7- rasmda Maykelson interferometrining prinsipial sxemasi ko'rsatilgan.

Ikki nurli asboblar guruhiga kiradi, chunki unda yorug'lik to'lqin ikkiga bo'linadi* va ularning ikkovi turlicha yo'l yurgach, interferensiyalanadi. Manba S dan chiqqan monoxromatik yorug'lik nuri I yassi parallel shisha plastinka A ga 45° li burchak ostida tushadi, plastinkaning orqa sirti juda yupqa kumush qatlam bilan qoplangani uchun yarim shaffofdir. Bu nur O nuqtada intensivliklari taxminan bir bo'lgan ikkita 2- va 3- nurlarga ajraladi.



24.7- rasm.

2- nur va 1 ko'zguga yetib boradi, qaytadi, A plastinkada sinadi va plastinkadan qisman chiqadi — 2' nur 3-nur O nuqtadan II ko'zguga boradi, undan qaytadi, A plastinkaga qaytib kelib, qisman qaytadi — 3' nur. Kuzatuvchi ko'ziga tushuvchi 2' va 3' nurlar kogerent bo'ladi, ularning interferensiyasi qayd qilinishi mumkin. Odatda I va II ko'zgularni 2 va 3 nurlar ajralganlaridan, to uchrashgunlaricha bir xil uzunlikda yo'l bosadigan qilib joylashtiriladi, yo'llarning optik uzunliklarini ham bir xilda qilish uchun 3 nurning yo'liga shaffof A plastinkaga o'xshash B plastinkani o'rnatadilar, bu plastinka 2 nurning A plastinka orqali o'tgan ikki yo'lini kompensatsiyalash uchun xizmat qiladi. Bu holda interferensiya maksimumi kuzatiladi.

Agar ko'zgulardan biri $\lambda/4$ ga teng masofaga siljitsa, nurlar yo'lining ayirmasi $\lambda/2$ ga teng bo'ladi, bu minimumga tegishlidir, interferension manzara 0,5 yo'lga (polosaga)** siljiydi. Agar ko'zgu dastlabki vaziyatda ga teng masofaga ko'chirilsa, u holda interferensiyalanuvchi nurlar yo'lining optik ayirmasi ga o'zgaradi, bu maksimumga mos keladi, interferension manzaraning butun bir yo'lga siljishi ro'y beradi. Ko'zgu ko'chirilishi bilan interferension manzaraning o'zgarishi orasidagi bog'lanish ko'zgu ko'chirilishi bo'yicha to'lqin uzunligini va, aksincha, to'lqin uzunligi bo'yicha ko'chirishini o'lchashga imkon beradi.

Maykelson interferomeri sindirish ko'rsatkichini o'lchash uchun ishlatiladi. 2 va 3 nur yo'lga bir xil K kyuvetlar qo'yiladi (24.7- rasmda punktir bilan ko'rsatilgan), ulardan biri sindirish ko'rsatkichi n_1 ikkinchisi n_2 bo'lgan moddalar bilan to'ldiriladi. Nurlar yo'lining optik ayirmasi:

$$\delta = 2 \ln_1 - 2 \ln_2 = 2l(n_1 - n_2) \quad (24.23)$$

* Qat'iy qilib aytganda, ko'p marta qaytishlar hisobiga ikkitadan ko'proq nur hosil bo'lishi mumkin, biroq ularning intensivliklari juda kam bo'ladi.

** S dan A plastinkaga nurlar har xil burchak ostida tushganda yoki I va II ko'zgularning aniq perpendikular bo'lmaganligi natijasida inperfersion manzara amalda hamisha yo'-y'l chiziqlar shaklida ro'y beradi (Tegishlixa teng og'ishli va teng qalintikdagi yo'llar). Bu masala mufassal ko'rib chiqilmaydi.

bu yerda l — kyuvetlarni to'ldirilgan muhit ichida nurning bir karra bosgan yo'lining uzunligi; nurlar kyuvetni ikki marta bosib o'tgani uchun masofa $2l$ ga teng bo'ladi.

Faraz qilaylik, yo'lning bu ayirmasi natijasida interferension manzara kelgan yo'lga (polosa) siljisin, u holda $\delta = k\lambda$ bo'ladi. 24.23 va (24.24)ni tenglashtirib,

$$\Delta n = n_1 - n_2 = k\lambda / 2l \quad (24.25)$$

ni olamiz.

Agar 0,1 yo'lcha siljishni ($k = 0,1$) qayd qilish mumkin deb hisoblanrsa, u holda masalan, $l = 2,5\text{sm}$, $\lambda = 500\text{ nm}$ bo'lgan vaqtda

$$\Delta n = 0,1 \cdot \frac{500 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 0,025} = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{5 \cdot 10^{-2}} = 10^{-6}$$

ga ega bo'lamiz. Ko'rinadiki, interferension refraktometr (sindirish ko'rsatkichini o'lchash uchun moslangan interferometr) sindirish ko'rsatkichi o'zgarishining verguldan keyin oltinchi xonasigacha qayd qilish qobiliyatiga ega ekan.

Interferensiya refraktometri zararli gazlar mavjudligini aniqlashda ishlatiladi.

Interferometr yordamida Maykelson yorug'likning tezligi Yer harakatiga bog'liq emasligini isbotladi. Bu nisbiylik nazariyasini yaratishda xizmat qiluvchi tajriba asoslaridan biri bo'ldi. Mikroskop bilan ikki nurli interferometrning birlashmasidan tashkil topgan — interferension mikroskop deb ataluvchi mikroskopdan biologiyada sindirish ko'rsatkichini, quruq moddaning konsentratsiyasini va shaffof mikroobyektlar qalinligini ulashda foydalanadilar.

Interferension mikroskopning prinsipial sxemasi 24.8- rasmda ko'rsatilgan. yorug'lik nuri interferometrda gidek A nuqtada ikkiga ajraladi, bitta nur shaffof mikroobyekt M orqali, ikkinchi nur undan tashqarida o'tadi. D nuqtada nurlar birlashadi va interferensiyalanadi, interferensiya natijasi bo'yicha o'lchash



24.8- rasm.

nuvchi parametrlar haqida xulosa chiqariladi.

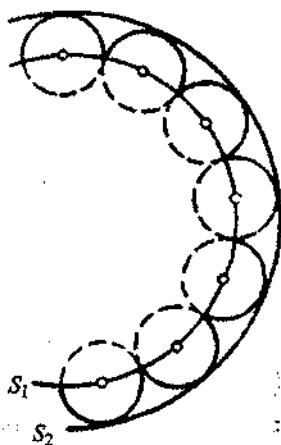
24.4 §. GYUYGENS-FRENEL PRINSIPI

Yorug'lik difraksiyasini Gyuygens-Frenel prinsipidan foydalanib taqriban hisoblash va tushuntirish mumkin.

Gyuygens prinsipiga muvofiq to'lqin yetib kelgan to'lqin sirtidagi har bir nuqta ikkilamchi elementar to'lqin markazi bo'ladi, ularning tashqi o'rovchisi kelgusi vaqt momentidagi to'lqinli sirt bo'ladi (24.9- rasm, S_1 va S_2 — tegishli t_1 va t_2 ; $t_2 > t_1$ momentlardagi to'lqin sirtlari).

Frenel ikkilamchi to'qlinning kogerentligi va ularning interferensiyalanishi to'g'risidagi tasavvurlarni kiritib Gyuygensning qoidasini to'ldiradi. Bu g'oyalar shunday umumlashtirilgan shaklda Gyuygens-Frenel prinsipi degan nomni oldi.

Fazoning qandaydir nuqtasidagi difraksiya natijasini aniqlash uchun to'qlin sirtidan bu nuqtaga tushuvchi ikkilamchi to'qlinlar interferensiyasini Gyuygens-Ferenel prinsipiga muvofiq hisoblash kerak. Ixtiyoriy shakldagi to'qlin sirt uchun bunday hisoblash ancha murakkabdir, biroq ayrim hollar sferik yoki yassi to'qlinli sirt, to'qlin sirtga va noshaffof to'siqqa nisbatan nuqtaning simmetrik joylanishida hisoblashlar nisbatan sodda bo'ladi. Bunday to'qlin sirtini muayyan tarzda joylashgan ayrim qismlarga (Frenel zonalariga) bo'linadi, bu matematik amallarni soddalashtiradi.



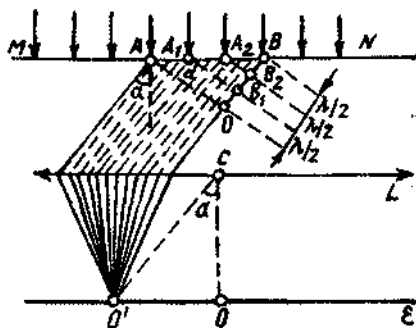
24.9- rasm.

24.5-§. PARALLEL NURLARNING TIRQISHDAGI DIFRAKSIYASI

Yassi noshaffof to'siq MN da joylashgan, ensiz uzun tirqishga yassi parallel monoxromatik yorug'lik dastasi normal ravishda tushadi (24.10- rasm; (AB) -a tirqishning kengligi — to'plovchi linza, uning fokal tekisligida difraksiyon manzarani kuzatish uchun ekran joylashgan).

Agar difraksiya bo'lmaganda edi, yorug'lik nurlari tirqishdan o'tgach, linzaning bosh o'qida yotuvchi O — nuqtada fokuslanar edi. Yorug'likning tirqishdagi difraksiyasi hodisani ancha o'zgartiradi.

Yorug'lik dastasining barcha nurlari uzoqdagi bitta manbadan* chiqadi va kogerentdir deb hisoblaymiz. AB to'qlin sirtining bir qismidir, uning har bir nuqtasi tirqish orqasida har xil yo'nalishlarda tarqaluvchi ikkilamchi to'qlinlar markazlaridir. Ikkilamchi to'qlinlarning barchasini chizib ko'rsatish imkoni yo'q, shuning uchun 24.10- rasmda faqat tushuvchi dasta yo'nalishiga va panjara normaliga α burchak ostida tarqaluvchi ikkilamchi to'qlinlar ko'rsatilgan, xolos. Linza bu to'qlinlarni ekraning O' nuqtasiga



24.10- rasm.

* Amalda nuqtaviy manbari, 24.10- rasmda ko'rsatilmagan linza fokusida joylash mumkin, u holda linzadan kogerent to'qlinlar dastasi tarqaladi.

yig'adi va bu yerda ularning interferensiyasi kuzatiladi (O^1 nuqtaning vaziyatini fokal tekisligi bilan, α -burchak tashkil qilib chizilgan linza yordamchi (O^1 o'qining kesishi sifatida topiladi).

Ikkilamchi to'lqin interferensiyasining natijasi qanday bo'lishini bilish uchun quyidagi yasashlarni bajaramiz. Ikkilamchi to'lqin dastasi yo'nalishiga AD perpendikular o'tkazamiz. Barcha ikkilamchi to'lqinning AD dan to O^1 gacha yo'llari tautoxron bo'ladi, linza ular orasiga qo'shimcha fazalar ayirmasini kiritmaydi, shuning uchun ikkilamchi to'lqinlarda AD tomon hosil bo'lgan yo'l ayirmasi O^1 nuqtada ham saqlanadi.

BD ni $\lambda/2$ ga teng kesmalarga bo'lamiz. 24.10- rasmda ko'rsatilganidek, bunday kesmalardan uchta olingan: $|B_1 B_2| = |B_2 B_1| = |BB| = \lambda/2$ B_2 va B_1 nuqtalardan AD ga parallel to'g'ri chiziqlar o'tkazib, AB ni bir-biriga teng Frenel zonalariga bo'lamiz:

$$|AA_1| = |A_1 A_2| = |A_2 B|.$$

Biron bir Frenel zonasining qandaydir nuqtasidan chiquvchi ikkilamchi to'lqin mos keladigan va yo'llar orasidagi ayirma $\alpha/2$ bo'lgan ikkilamchi to'lqinni qo'shni zonalaridan topish mumkin. Masalan, A_2 nuqtadan istalgan yo'nalish bo'yicha chiquvchi ikkilamchi to'lqinlar O^1 nuqttagacha, A_1 nuqtadan chiqqan to'lqinga qaraganda $\lambda/2$ cha kattaroq bo'lgan masofani yuradi va hokazo. Demak, ikki qo'shni Frenel zonalaridan keluvchi ikkilamchi to'lqinlar bir-birini so'ndiradi, chunki ular faza bo'yicha π ga farq qiladi.

Tirqishga sig'adigan zonalar soni to'lqin uzunligi λ ga va α -burchakka bog'liq bo'ladi. Agar yasash vaqtida tirqish AB toq son Frenel zonalariga, BD esa $\lambda/2$ ga teng toq son kesmalarga bo'lingan bo'lsa, u holda O^1 nuqtada yorug'lik intensivligining maksimumi kuzatiladi:

$$|BD| = a \sin \alpha = \pm(2k+1)(\lambda/2) \quad (24.26)$$

bu yerda $k = 1, 2, \dots$ Yo'nalish $\alpha = 0$ bo'lganda ham maksimumga javob beradi, chunki barcha ikkilamchi to'lqinlar O nuqtaga bir xil fazada bo'lib keladi.

Agar tirqish AB juft soni Frenel zonalariga bo'linadigan bo'lsa, u holda yorug'lik intensivligining minimumi kuzatiladi:

$$a \sin \alpha = \pm 2k(\lambda/2) = \pm 2k\lambda \quad (24.27)$$

bu yerda $k = 1, 2, \dots$

Shunday qilib, ekran E da markaziy eng ravshan ($\alpha = 0$) yo'lining chap va o'ng tomonlarida simmetrik joylashgan yorug' (maksimum) va qora minimum yo'llar sistemasi paydo bo'ladi, ularning markazlariga 24.26 yoki 24.27 shartli mos keladi. Qolgan maksimumlarning I intensivliklari uzoqlashgan sari markazdigidan ko'ra kamayib boradi (24.11- rasm).

Agar tirqish oq yorug'lik bilan yoritilsa, u holda ekran E da (24.26), (24.27) ga qarang, rangli yo'llar sistemasi hosil bo'ladi, faqat markaziy maksimum tushuvchi yorug'lik rangini



24.11- rasm.

kuqalaydi, chunki $\alpha \approx 0$ yo'nalishda yorug'likning barcha to'lqin uzunliklari kuchayadi. Yorug'lik difraksiyasi interferensiya kabi elektromagnit to'lqin energiyasining fazoda taqsimlanishiga bog'liq. Shu ma'noda noshaffof ekrandagi tirqish, oddiy yorug'lik oqimining o'tishini chegaralovchi sistema bo'lmasdan, bu oqimni fazoda qayta taqsimlovchi hamdir.

Tirqish eni va to'lqin uzunligi orasidagi munosabatning difraksion manzaraning kuzatilish imkoniyatiga ta'sirini tushunish uchun ba'zi xususiy hollarni ko'rib chiqamiz:

1) $\lambda \ll a$ Maksimumlar uchun bo'lgan formulani

$$\sin \alpha = \pm(2k + 1)\lambda / (2a)$$

ko'rinishida yozsak, amalda barcha maksimumlar uchun $\sin \alpha \approx 0$ ga ega bo'lamiz va bu vaqtda difraksiya kuzatilmaydi. Bu hol to'lqin uzunligiga nisbatan ancha keng bo'lgan tirqish uchun mosdir. Masalan, yorug'lik derazadan o'tganda uy ichida difraksiyaga erishish mumkin bo'lmaydi.

$\alpha \leq \lambda$ (24.27) ga asosan markaziy yoriq yo'lni chegaralovchi birinchi minimumlar uchun.

$$\sin \alpha = \pm \lambda / a$$

ni yozish mumkin. Bundan $|\sin| \geq 1$ ga ega bo'lamiz. Bu $a \leq \lambda$ bo'lganda maksimumlar va minimumlar sistemasi o'rnida butun ekran kuchsiz yoritiladi, demakdir. Bunday manzara amalda $a \rightarrow \lambda$ shart bo'lgandayoq hosil bo'ladi.

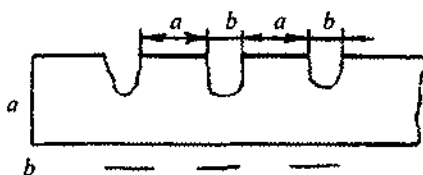
24.6-§. DIFRAKSION PANJARA. DIFRAKSION SPEKTR

Difraksion panjara — bir-biridan bir xil uzoqlikda joylashgan juda ko'p parallel tirqishlar to'plamidan iborat bo'lgan optik asboddur.

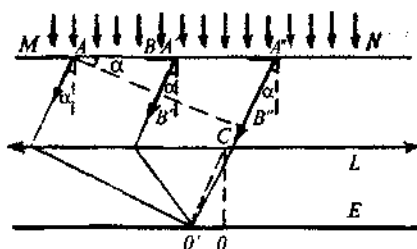
Shisha palstinkaga noshaffof shtirxlar chizish bilan difraksion panjara yasash mumkin. Tirnalmas qolgan joylar tirqishlar yorug'likni o'tkazadi, tirqishlar orasidagi shtrixlar yorug'likni sochadi va o'tkazmaydi. Bunday difraksion panjaraning kesimi (a) va uning shartli belgisi (b) 24.12- rasmda ko'rsatilgan. Tirqishning umumiy kengligi a bilan tirqishlar orasidagi oraliq b ning yig'indisi

$$C = a + b \quad (24.28)$$

ga difraksion panjara doimiysi yoki davri deyiladi.



24.12- rasm.



24.13- rasm.

Agar panjaraga konkret to'liqlar dastasi tushsa, istalgan yo'nalish bo'yicha tarqaluvchi ikkilamchi to'liqlar interferensiyalanib, difraksiyon manzarani shakllantiradi.

Panjaraga yassi parallel kogerent to'liqlar dastasi normal ravishda tushsa, deylik (24.13- rasm). Panjara normaliga nisbatan burchak ostida tarqaluvchi ikkilamchi to'liqlarning birorta yo'nalishini tanlab olamiz. Ikki qo'shni tirqishlarning chetki nuqtalaridan keluvchi nurlarning yo'l ayirmasi: $\delta = |A'B'|$.

Qo'shni tirqishlarda ham yuqoridagidan joylashgan har juft nuqtadan keluvchi ikkilamchi to'liqlarning yo'l ayirmasi xuddi shunday bo'ladi. Agar bu

yo'l ayirmasi butun son to'liq uzunligiga karrali bo'lsa, u holda interferensiyaviq vaqtda bosh maksimumlar hosil bo'ladi, ular uchun ushbu shart bajariladi:

$$|A'B'| = k\lambda \text{ yoki } c \sin \alpha = \pm k\lambda \quad (24.29)$$

bu yerda $k = 0, 1, 2, \dots$ — bosh maksimumlar tartibi. Ular markaziy maksimumga ($k = 0, \alpha = 0$) nisbatan simmetrik joylashgan bo'ladi. (24.29) — tenglik difraksiyon panjaraning asosiy formulasidir.

Bosh maksimumlar orasida soni panjara tirqishlarining umumiy soniga bog'liq bo'lgan minimumlar (qo'shimchalar) hosil bo'ladi. Qo'shimcha minimumlar uchun kerakli bo'lgan shartni chiqaramiz. Qo'shni tirqishlarning mos nuqtalaridan α burchak ostida keluvchi ikkilamchi to'liq yo'llarining ayirmasi λ / N ga, ya'ni:

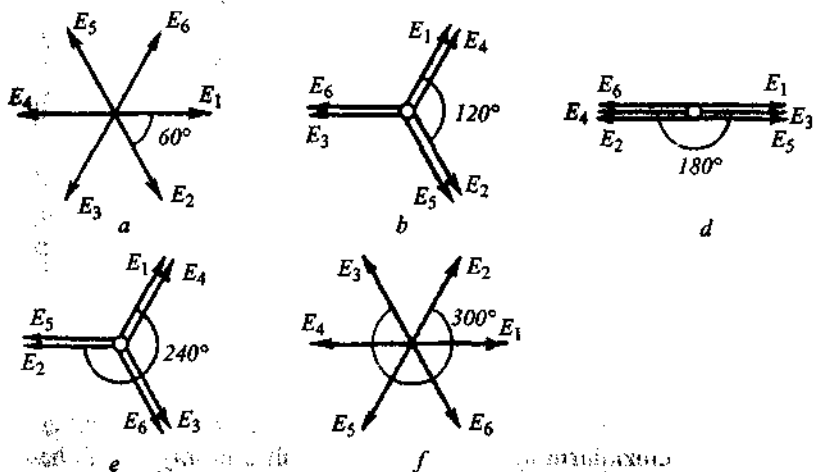
$$\delta = c \sin \alpha = \lambda / N \quad (24.30)$$

ga teng, bu yerda N — difraksiyon panjara tirqishlarining soni. Bu δ yo'l ayirmasiga (24.9-§ ga qarang) $\Delta\varphi = 2\pi / N$ fazalar ayirmasi to'g'ri keladi.

Agar birinchi tirqishdan chiquvchi ikkilamchi to'liq boshqa to'liqlar bilan qo'shilish paytida nolga teng bo'lgan fazaga ega deb hisoblansa, unda ikkilamchi tirqishdan chiquvchi to'liqlarning fazasi $2\pi / N$ ga, uchinchi chiquvchining $4\pi / N$ ga, to'rtinchidan chiquvchi to'liq fazasi $6\pi / N$ ga va hokazoga teng bo'ladi. Fazalar farqini nazarda tutib, bu to'liqlarning qo'shilish natijasini vektorli diagramma yordamida olish qulay: istalgan qo'shni vektorlari orasidagi burchagi

bo'lgan elektr (yoki magnit) maydoni kuchlanganligi bir xil vektorlarining yig'indisi nolga teng. Bu (24.30) shart minimumga tegishli ekanini bildiradi. Qo'shni tirqishlardan chiquvchi ikkilamchi to'liqlar yo'llarining ayirmasi yoki fuzalarining ayirmasi bo'lganda ham barcha tirqishlardan keluvchi ikkilamchi to'liqlar interferensiyasining minimumi olinadi va hokazo.

24.14- rasmda yaqqollik uchun oltita tirqishdan iborat difraksiyon panjaraga mos vektorli diagramma tasvirlangan. E_1, E_2 va hokazo birinchi, ikkinchi va boshqa tirqishlardan chiquvchi elektr magnit to'liqlar elektr tashkil etuvchilarining kuchlanganlik vektorlari. Interferensiya vaqtida paydo bo'luvchi beshta qo'shimcha minimum (vektorlar yig'indisi nolga teng) qo'shni tirqishlardan keluvchi to'liqlar fazalarining ayirmasi 60° (a), 120° (b), 180° (d), 240° (e) va 300° (f) bo'lganda kuzatiladi.



24.14- rasm.

Jumladan, markaziy va har bir birinchi bosh maksimumlar orasida $N - 1$ ta:

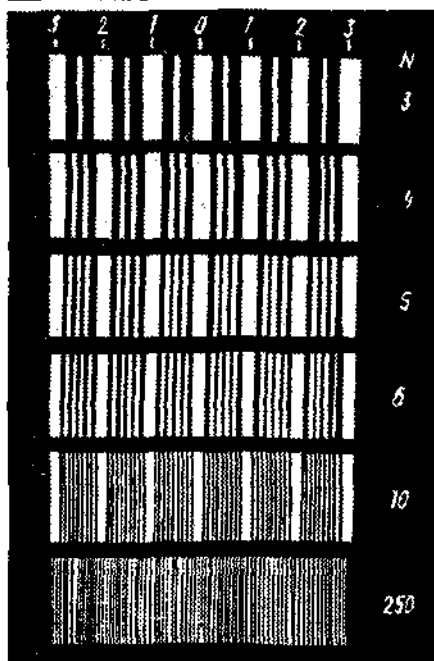
$$c \cdot \sin \alpha = \pm \lambda / N, \pm 2\lambda / N, \pm \dots, \pm (N - 1)\lambda / N \quad (24.31)$$

shartni qanoatlantiruvchi qo'shimcha minimumlar mavjudligiga ishonch hosil qilish mumkin. Birinchi va ikkinchi bosh maksimumlar orasida ham $N - 1$ ta;

$$c \cdot \sin \alpha = \pm (N + 1)\lambda / N, \pm (N + 2)\lambda / N, \dots, \pm (2N - 1)\lambda / N \quad (24.32)$$

shartni qanoatlantiruvchi minimumlar joylashgan. Shunday qilib istalgan ikki qo'shni bosh maksimumlar orasida $N - 1$ ta qo'shimcha minimum kuzatiladi.

Tirqishlar soni ko'p bo'lganda ayrim qo'shimcha minimumlar amalda ko'rinmaydi, bosh maksimumlar orasidagi fazoning hamma joyi qorong'i bo'lib ko'rinadi. Difraksiyon panjara tirqishlarining soni qancha ko'p bo'lsa, bosh maksimumlar shuncha yaqqol namoyon bo'ladi. 24.15- rasmda tirqishlar soni



24.15- rasm.

Difraksiyon panjaraga oq yorug'lik tushsa, har bir bosh maksimum, markazdan boshqa, spektrga ajralgan bo'ladi. (24.29)ga qarang. Bunday holda k spektr tartibini ko'rsatadi.

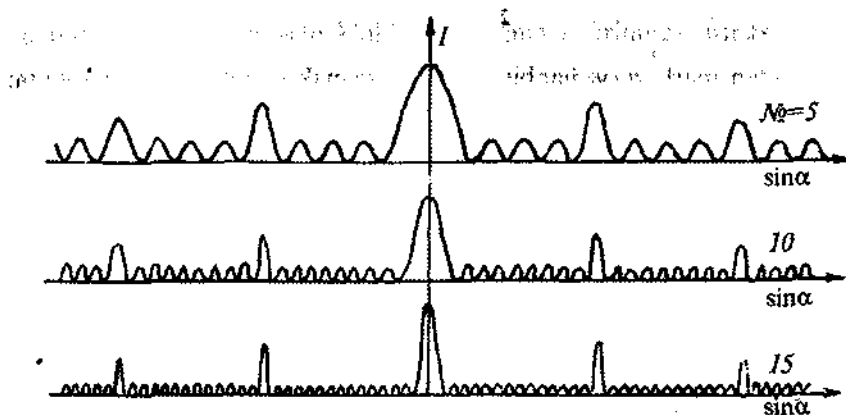
Shunday qilib, panjara ham tirqish kabi spektral asboddir, shuning uchun unga spektral chiziqlarni ajrata olish farq qilish imkoniyatini baholovchi

N turli xil bo'lgan (difraksiyon panjara doimiysi bir xil) panjaradan olingan difraksiyon manzara fotosurati, 24.16 rasmida esa intensivliklarning taqsimlanish grafiqi ko'rsatilgan.

Bir tirqishdan olingan minimumlarning rolini alohida ko'rsatib o'tamiz. (24.27) shartni qanoatlantiruvchi yo'nalishda, har bir tirqish minimum beradi. Shuning uchun bir tirqishdan olingan minimum butun panjara uchun ham saqlanadi. Agar bironta yo'nalish uchun bir vaqtda ham (24.27), ham (24.29) shartlar bajarilsa, u holda mos ravishda bosh maksimumlar paydo bo'lmaydi. Odatda, bir tirqishdan olingan birinchi minimumlar orasidagi, ya'ni:

$$\text{arc sin}(\lambda/2) > \alpha > -\text{arc sin}(\lambda/\alpha) \quad (24.33)$$

intervalda joylashgan bosh maksimumlardan foydalanishga intiladi.



24.16- rasm.

xarakteristika muhim ahamiyatga ega. Shunday xarakteristikalarning biri burchak dispersiya spektrning burchak kengligini aniqlaydi.

U son jihatdan, to'liq uzunliklari birga farq qiluvchi ($d\lambda = 1$) spektrning ikki chizig'i orasidagi burchak masofa $d\alpha$ ga tengdir:

$$D = d\alpha / d\lambda$$

(24.29)ni differensiallab,

$$C \cos \alpha d\alpha = k d\lambda$$

ni olamiz. Keyingi ikki tenglikdan:

$$D = k / c \cos \alpha \quad (24.34)$$

Odatda kichik burchaklardan foydalanilgani uchun $\cos \alpha \approx 1$ bo'ladi. Spektr tartibi k qancha katta va difraksion panjara doimiysi C qancha kichik bo'lsa, burchak dispersiya shuncha yuqori bo'ladi.

Bir-biriga yuqori joylashgan spektral chiziqlarni ajratish imkoniyati faqat spektr kengligiga va burchak dispersiyasiga bog'liq bo'lmay, bir-birini qoplashi mumkin bo'lgan chiziqlar kengligiga ham bog'liq bo'ladi.

Agar bir xil intensivlikdagi ikki maksimumlar orasida maksimal intensivligi 80 foizni tashkil etgan soha yotgan bo'lsa, maksimumlarga tegishi spektral chiziqlar endi ajratiladi, deb hisoblash qabul qilingan. Bu holda J.U.Reley fikricha, bir chiziqning maksimumi eng yaqindagi boshqa chiziqning minimumiga to'g'ri keladi, shuning uchun ajratilishning mezoni hisoblanadi. 24.17- rasmda ayrim chiziqlar intensivligi I bilan to'liq uzunligi — λ orasidagi bog'lanishlar (tutash egri chiziq) va ularning yig'indi intensivligi (punktir) ko'rsatilgan. Rasmlardan ikki chiziqning ajratilmaganligi (a) va bitta chiziq maksimumining eng yaqinidagi boshqasining minimumga to'g'ri kelib, chegaraviy ajratilganlik (b) buni ko'rish mumkin.

Spektral chiziqlarning ajratila olishi miqdor jihatdan ajratila olish qobiliyati bilan baholanadi, u to'liq uzunligi bilan endi ajratila olinuvchi eng kichik to'liq uzunliklari intervalining nisbatiga teng:

$$k = \lambda / \Delta\lambda \quad (24.35)$$

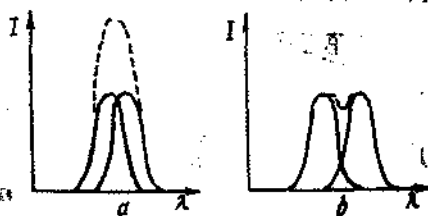
Jumladan, agar bir-biriga yaqin bo'lgan ikki $\lambda_1 \approx \lambda_2$; $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ to'liq mavjud bo'lsa, u holda (24.25)ni taqriban quyidagicha yozish mumkin:

$$R = \lambda_1 / (\lambda_1 - \lambda_2) \text{ yoki}$$

$$R = \lambda_2 / (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (24.36)$$

Birinchi to'liq uchun bosh maksimum sharti:

$$c \sin \alpha = k\lambda_1$$



24.17- rasm.

Unga eng yaqin yotuvchi ikkinchi to'liqning minimumi to'g'ri keldi, uning sharti

$$c \sin \alpha = k\lambda_1 / N; \quad k(\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_2 / N.$$

Keyingi ikki tenglikning o'ng tomonlarini tenglashtirsak;

$$k\lambda = k\lambda_2 + \lambda_2 / N; \quad k(\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_2 / N$$

ga ega bo'lamiz. Bundan (24.36) ga qarang:

$$R = kN \quad (24.37)$$

ni olamiz. Shunday qilib, spektr tartibi R va shtrixlar soni N qancha ko'p bo'lsa, difraksion panjaraning ajratish qobiliyati shuncha katta bo'ladi.

Misol

Tirqishlarning soni $N = 10000$ bo'lgan difraksion panjaradan olingan spektrda, $\lambda = 600$ nm uzunlikdagi to'liq yaqinida ikki chiziq bor. To'liq uzunliklarida qanday minimal farq bo'lganda bu chiziqlar uchinchi tartibli spektrda ($R = 3$) ajralib ko'rinadi?

Bu savolga javob berish uchun (24.35) va (24.37) ni tenglashtiramiz: $\lambda / \Delta\lambda = kN$ bundan $\Delta\lambda = \lambda / RN$. Son qiymatlarni bu formulaga qo'yib:

$$\Delta\lambda = 600 \text{ nm} / (3 \cdot 10000) = 0,02 \text{ nm}$$

ni topamiz. Shunday qilib, masalan, uzunliklari 600,00 nm va 600,02 nm bo'lgan to'liqlar spektrga ajralib, uzunligi 600,00 nm va 600,01 nm bo'lgani ajralmaydi.

Qiya tushgan kogerent nurlar uchun (24.18- rasm, β — tushish burchagi) difraksion panjara formulasini chiqaramiz. Difraksion panjaraning shakllanish shartlari (linza, fokal, tekislikdagi ekran) nurlar perpendikular bo'lib tushishdagi kabi bo'ladi.

Tushuvchi nurlarga AA' va panjara tekisligiga o'tkazilgan perpendikularga nisbatan α burchak ostida chiquvchi ikkilamchi to'liqlarga AB' perpendikular o'tkazamiz. 24.18- rasmdan ko'rinadiki, vaziyatda nurlar bir xil fazaga ega. holatda va undan so'ng nurlar fazalarining ayirmasi saqlanadi. Shuningdek, yo'l ayirmasi

$$\delta = (AA') - (BB') \quad (24.38)$$

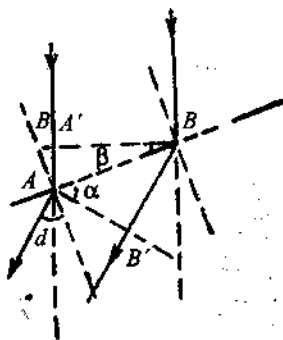
$$\Delta AA'B \text{ dan: } |AA'| - |AB| \sin \beta = c \cdot \sin \beta$$

$$\Delta BB'A \text{ dan: } |BB'| = |AB| \sin \alpha = c \cdot \sin \alpha,$$

(AA') va (BB') uchun bo'lgan ifodalarni (24.38) ga qo'yib va bosh maksimumlar uchun shartni hisobga olib:

$$c(\sin \beta - \sin \alpha) = \pm k\lambda \quad (24.39)$$

ga ega bo'lamiz. Markaziy bosh maksimum tashuvchi nurlar yo'nalishiga mos keladi ($\alpha = \beta$).



24.18- rasm.

Shaffof difraksiyon panjaralar bilan bir qatorda shtrixlari metall sirtga chizilgan qaytargich panjaralar ham ishlatiladi. Bu holda kuzatish qaytgan yorug'likda olib boriladi. Botiq sirtida yasalgan qaytargich difraksiyon panjaralar, difraksiyon manzarani linzasiz hosil qilish qobiliyatiga ega.

Hozirgi zamon difraksiyon panjaralarida shtrixlarning maksimal soni 1 mm da 2000 dan ko'proq, shtrixlangan sirtning maksimal kattaligi esa $300 \times 300 \text{ mm}^2$ ni tashkil etadi, bu N uchun millionga yaqin qiymatni beradi.

24.7-§. RENTGENOSTRUKTUR ANALIZ ASOSLARI

Difraksiyon panjaraning asosiy formulasi (24.29)dan faqat to'liq uzunligini aniqlash uchun foydalanmasdan, balki teskari masalani — ma'lum to'liq uzunligi bo'yicha difraksiyon panjara doimiysini topish uchun ham ishlatish mumkin. Difraksiyona panjaraga oid bunday oddiygina masala rentgen nurlari difraksiyasi vositasi bilan kristall panjara parametrini o'lchash kabi amaliy muhim masalaga olib keladiki, u rentgen struktur analiz mazmunini tashkil etadi.

Shtrixlari o'zaro perpendikular bo'lgan ikki difraksiyon panjara birlashtirilgan bo'lsin deylik. Panjaralar uchun mos ravishda bosh maksimumlar shartlari bajariladi:

$$c_1 \sin \alpha_1 = \pm k_1 \lambda, \quad c_2 \sin \alpha_2 = \pm k_2 \lambda \quad (24.40)$$

α_1 va α_2 burchaklar o'zaro perpendikular yo'nalishlar bo'yicha hisoblanadi.

Bu holda ekranda dog'lar sistemasi paydo bo'lib, ularning har biriga k_1 va k_2 yoki x_1 va x_2 juft qiymatlar mos keladi. Shunday qilib, bu yerda ham difraksiyon dog'lar vaziyati bo'yicha c_1 va c_2 ni topish mumkin.

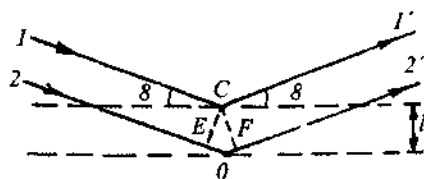
Masalani murakkablashtirib, difraksiyon manzara uch o'lchovli davriy struktura parametrlarini ham o'lchashga imkon beradi deb hisoblash mantiqiydir.

Kristallar, yirik molekula va shunga o'xshash tabiiy hajmiy davriy strukturalardandir. Kristalda ikkilamchi to'liqlar birlamchi nurlarning atomlar elektronlari bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'ladi.

Difraksiyon manzarani aniq kuzatish uchun to'liq uzunligi bilan davriy struktura parametri orasida muayyan munosabat bajarilishi lozim (24.5-paragrafga qarang). Eng qulay sharoitlarga bu kattaliklarning taxminan bir xil tartibda bo'lishi mos keladi. Kristalda tarqatuvchi markazlar (atomlar) orasidagi masofa taxminan rentgen nurlarining

to'liq uzunligi ($\sim 10^{-10} \text{ m}$) ga teng ekanligini ko'zda tutib, bunday nurlar uchun kristallni uch o'lchovli difraksiyon panjara deb hisoblash mumkin bo'ladi.

29.19- rasmda punktir chiziq bilan ikki qo'shni kristallografik tekisliklar ko'rsatilgan. Rentgen nurlarining atomlar



24.19- rasm.

bilan o'zaro ta'siri va ikkilamchi to'liqlarning paydo bo'lishini soddalashtirilgan metodda, tekisliklardan qaytish deb qaraladi. Kristallga sirpanish burchagi Θ ostida 1 va 2 rentgen nurlari tushsin deylik; $1'$ va $2'$ — qaytuvchi ikkilamchi nurlar. CE va CF — tegishli tushuvchi va qaytuvchi nurlarga o'tkazilgan perpendikularlar.

Qaytuvchi (ikkilamchi) nurlar $1'$ va $2'$ yo'lining ayirmasi:

$$\delta = |DE| + |DF| = 2l \sin \Theta \quad (24.41)$$

bu yerda l — tekisliklar orasidagi masofa.

Qaytish vaqtidagi interferensiya maksimumlari yo'llar ayirmasi butun sonli to'liq uzunligiga teng bo'lgan holda hosil bo'ladi:

$$2l \sin \Theta = k\lambda \quad (24.42)$$

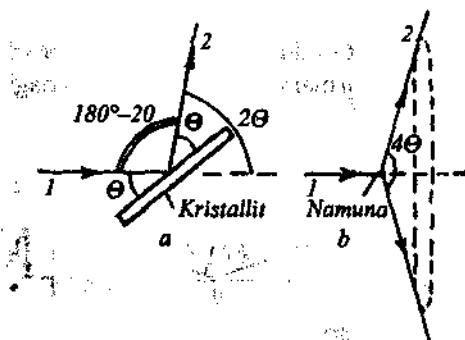
bu yerda $k = 1, 2, 3, \dots$

Bu Vulf-Bregglar formulasidir.

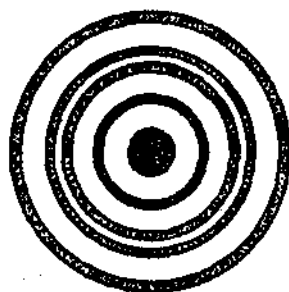
Monoxromatik rentgen nurlari kristallga turli burchaklar ostida tushganda eng ko'p qaytish (maksimum) (24.42) shartga javob beruvchi burchaklar uchun o'rinli bo'ladi. Tutash spektrli rentgen nurlanishining dastasi muayyan sirpanish burchagi ostida tushgan vaqtda difraksiya maksimumi, Vulf-Bregglar shartini qanoatlantiruvchi to'liq uzunliklari uchun bajariladi.

P. Debay va P. Sherrer monoxromatik rentgen nurlarining yarim kristall (odatda presslangan poroshok holida) jismlarda difraksiyalanishiga asoslangan rentgenostruktur analiz uslubini taklif qildi. Ko'pchilik kristallar orasida ular uchun l , Θ va k bir xil bo'ladi, shuningdek bu kattaliklar Vulf-Bregglar formulasiga mos keladi.

Qaytgan nur 2 maksimum tushuvchi rentgen nuri l bilan 2Θ burchak hosil qiladi (24.20- a rasm), 24.42 shart turlicha oriyentatsiyalangan ko'pchilik kristallar uchun bir xil bo'lgani uchun difraksiyalangan rentgen nurlari fazoda uchi, tekshirilayotgan obyektga yotuvchi, ochilish burchagi 4Θ ga teng bo'lgan konus hosil qiladi (24.20- b rasm). (24.42) shartni qanoatlantiruvchi boshqa l , Θ va



24.20- rasm.

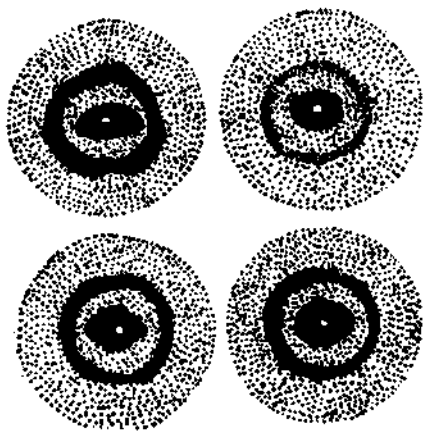


24.21- rasm.

k kattaliklarning to'plamiga boshqa konus mos keladi. Fotoplyonkalarda rentgen nurlari aylanalar (24.21- rasm) yoki yo'lar ko'rinishidagi rentgenogramma (debalgramma) hosil qiladi.

Rentgen nurlarining difraksiyasini ularning amorf qattiq jismlar, suyuqliklar va gazlar tomonidan so'lib tarqatilgan vaqtlarida ham kuzatish mumkin. Bu hollarda rentgenogramma keng, chetlari yo'yilib ketgan halqalar shaklida bo'ladi.

Hozirgi vaqtda biologik molekulalar va sistemalarni rentgenstruktur analizi keng qo'llanilmoqda; 24.22- rasmda oqsillarning rentgenogrammalar ko'rsatilgan.



24.22- rasm.

J.Uotson va F.Krik bu metod bilan DNK strukturasi aniqlashdi va shuning uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar (1962 y.).

Kristallarning spektri tarkibini tekshirishda ulardan olingan rentgen nurlari difraksiyasidan foydalanish rentgen spektroskopiya sohasiga tegishlidir.

24.8-§. GOLOGRAFIYA HAQIDA TUSHUNCHA VA UNING TIBBIYOTGA TATBIQ ETILISH IMKONIYATI HAQIDA

To'liqlar interferensiyasi va difraksiyasi asosida tasvirni yozish va qaytadan tiklash metodi — *golografiya** deyiladi.

Golografiya g'oyasi dastlab 1948- yilda D.Gabor tomonidan tavsiya etilgan edi. Biroq undan amalda foydalanish lazerlar paydo bo'lgandan keyingina mumkin bo'ldi.

Golografiya haqidagi bayonni fotografiya bilan taqqoslab boshlash o'rinlidir. Fotografiyalash vaqtida fotoplyonkada predmetdan qaytgan yorug'lik to'liqlarining intensivligi fiksatsiyalanadi. Bu holdagi tasvir qorong'i va yorug' nuqtalar to'plamidan iborat bo'ladi. Sochiluvchi to'liqlar fazalari registratsiyalanmaydi, shunday qilib, predmet to'g'risidagi ma'lumotning ancha qismi yo'qoladi.

Golografiya obyekt haqida, buyumdan sochilgan to'liqlar amplitudalari va fazalari hisobga olingani holda to'laroq ma'lumotlarni qayd etish va qaytadan tiklashga imkon beradi. To'liq interferensiyasi orqali fazani qayd etish mumkin. Shu maqsadda yorug'likni fiksatsiyalovchi sirt ustiga ikkita kogerent to'liq yuboriladi: birinchisi bevosita yorug'lik manbaidan yoki yordamchi qurol sifatida

* Golografiya (grekcha) — to'la yozish metodi.

ishlatiluvchi ko'zgularidan keluvchi tayanch kogerent to'lqin va ikkinchisi signal kogerent to'lqin. Signal to'lqin tayanch to'lqin qismining buyumdan sochilishi qaytishi vaqtida hosil bo'ladi va u to'g'risida tegishli axborotga ega bo'ladi.

Signal to'lqin va tayanch to'lqin qo'shilishi tufayli hosil bo'lgan va yorug'likka sezgir plastinkada qayd qilingan interferension manzaraga gologramma deyiladi. Tasvir qayta tiklanishi uchun gologramma xuddi shu tayanch to'lqin bilan yoritiladi.

Ba'zi misollarda gologrammaning qanday olinishi va tasvirning qayta tiklanishini ko'rsatamiz.

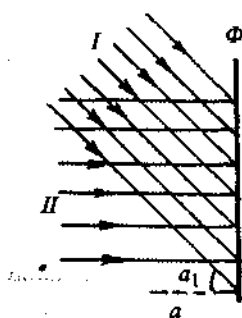
Yassi to'lqin gologrammasi. Bu holda gologrammada F fotoplastinka ustiga α_1 burchak ostida tushuvchi yassi signal to'lqin I qayd qilinadi (24.23- a rasm). Tayanch to'lqin II normal ravishda tushadi, shuning uchun fotoplastinkaning barcha nuqtalarida uning fazasi bir xil bo'ladi.

Signal to'lqinning fazalari uning qiya bo'lib tushganligi tufayli yorug'likka sezgir qatlamning har xil nuqtalarida turlicha bo'ladi. Bundan tayanch va signal to'lqinlar nurlarining fazalar ayirmasi bu nurlarning fotoplastinkada uchrashish joyiga bog'liq ekanligi kelib chiqadi va interferensiya maksimumlari ham minimumlari shartlariga muvofiq olingan gologramma qorong'i va yorug' yo'l (polosa) lardan iborat bo'ladi.

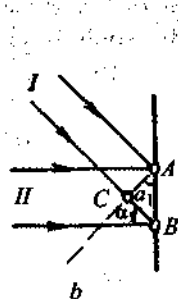
AB (24.23- b rasm) bir-biriga yaqin turgan qorong'i yoki yorug' interferension polosalarning markazlari orasidagi masofaga mos bo'lsin deylik. Bu signal to'lqinidagi A va B nuqtalarning fazalari 2π ga farq qiladi, demakdir. Uning nurlariga normal AC ni chizib (to'lqin fronti), A va C nuqtalarning fazalari bir xil bo'lganini ko'rish qiyin emas. B va C nuqtalar fazalarining 2π ga farqlanishi (BC) = λ ekanligini bildiradi. To'g'ri burchakli $\triangle ACB$ dan $\alpha = \alpha_1$ deb hisoblab:

$$|AB| \approx |BC| // \sin \alpha_1 = \lambda / \sin \alpha_1 \quad (24.43)$$

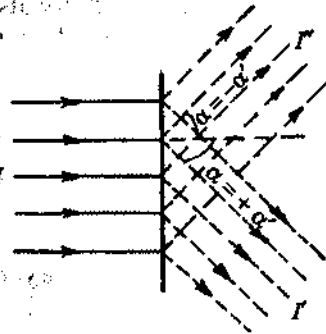
ga ega bo'lamiz.



24.23- rasm.



24.23- rasm.



24.24- rasm.

Shunday qilib, bu misolda gologramma difraksiyon panjaraga o'xshaydi, chunki yorug'likka sezgir sirtta tebranishlarning kuchaygan (maksimum) va zaiflashgan (minimum) sohalari qayd etilgan, ular orasidagi masofa AB (24.43) formula bo'yicha aniqlanadi.

Signal to'lqin tayanch to'lqin qismining buyumdan qaytishida hosil bo'lgani uchun, bu holda yassi ko'zgu yoki prizma, ya'ni yassi tayanch to'lqinni yassi signal to'lqinga aylantiruvchi moslamalar buyum o'rnida ekanligi tushunarli (24.23- a rasmda texnik tafsilotlar ko'rsatilmagan).

Gologrammaga tayanch to'lqin — 1 ni yo'naltirib (24.24- rasm), difraksiya hosil qilamiz (24.6- §ga qarang).

(24.29) ga muvofiq birinchi bosh maksimumlar ($k = 1$)

$$\sin \alpha = \pm \lambda / c \quad (24.44)$$

yo'nalishlarga mos bo'ladi; (24.43) dagi AB ni, bundagi C ni o'rniga qo'ysak, u holda

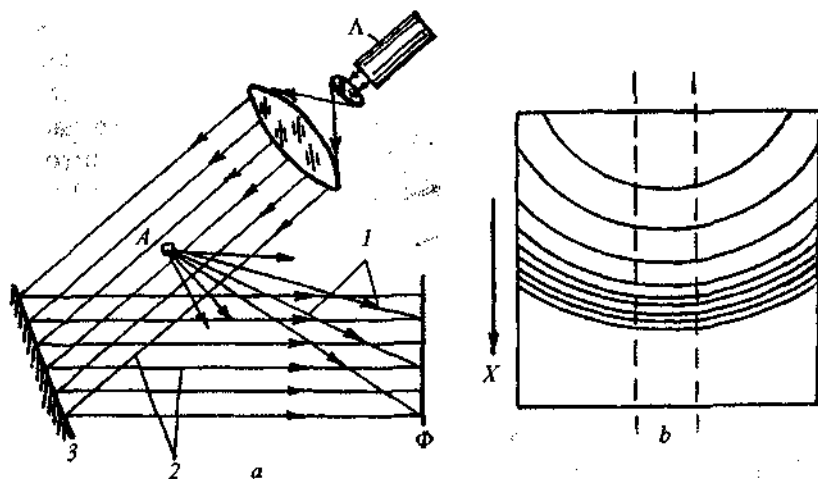
$$\sin \alpha = \pm \lambda \sin \alpha_1 / \lambda = \pm \sin \alpha_1 \quad (24.45)$$

ga ega bo'lamiz, bundan: $\alpha = \pm \alpha_1$.

(24.46) dan α_1 burchak ostida difraksiyalangan to'lqin I' ning yo'nalishi (24.24- rasimga qarang) signal to'lqinning yo'nalishiga mos ekanligi ko'rinib turibdi buyumdan qaytgan (sochilgan) to'lqin ana shunday tiklanadi.

To'lqin I'' va qolgan bosh maksimumlarning (rasmda ko'rsatilmagan) to'lqinlari ham gologrammada qayd qilingan axborotni qayta tiklaydi.

Nuqta gologrammasi. Tayanch to'lqin II ning bir qismi nuqtaviy A obyektga (24.25- a rasm) tushadi va undan sferik signal to'lqini I shaklida



24.25- rasm.

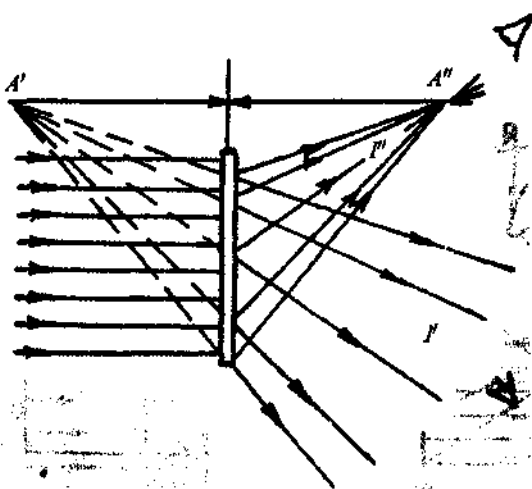
sochiladi, ikkinchi qismi yassi ko'zgu K tomonidan fotoplastinka F ga tushiriladi, unda esa bu to'lqinlar interferensiyalanadi. L lazer nurlanish manbai hisoblanadi. 24.25- b rasmda olingan gologramma sxematik tasvirlangan.

Garchi berilgan misolda signal to'lqin sferik bo'lsa-da, birmuncha taqribiylik bilan (24.45) formulani tatbiq etish mumkin va α burchak (24.23- a rasmga qarang) kattalashgan sari qo'shni polosalar orasidagi AB masofa kamayadi. Gologrammada (24.24- b rasm) pastki yo'ylar zichroq joylashgan bo'ladi.

Agar gologrammadan 24.25- b rasmda punktir chiziqlari bilan ko'rsatilgan ensiz polosalar kesib olinsa, u holda bu doimiy o'qi yo'nalishida kamayib borgan ensiz difraksiyon panjaraga o'xshash bo'ladi. Bunday panjarada birinchi bosh maksimumga mos bo'lgan ikkilamchi to'lqinlarning og'ishi, tirqishning koordinatasi X kattalashgan sari o'sib oradi (24.44 ga qarang), C kamayib ($\sin\alpha$) kattalashib boradi.

Shunday qilib, yassi tayanch to'lqin bilan tasvir tiklanganda, difraksiyalangan to'lqinlar yassi bo'lmaydi. 24.26- rasmda A nuqtaning mavhum A' tasvirini shakllantiruvchi I' to'lqin va haqiqiy A'' tasvirini hosil qiluvchi I'' to'lqin ko'rsatilgan.

Buyum sochgan to'lqin tayanch to'lqin bilan birgalikda gologrammaning barcha nuqtalariga tushgani uchun gologrammaning hamma uchastkalari buyum to'g'risidagi axborotga ega bo'ladi va tasvirni tiklash uchun butun gologrammadan foydalanish shart emas. Biroq buyumni tiklash uchun gologrammaning qancha kamroq qismi ishlatilsa, tiklangan tasvirning shunchalik yomonroq bo'lishini eslatib o'tamiz. 24.26- rasmdan ko'rinishicha, mavhum



va haqiqiy tasvirlarni shunda ham hosil qilish mumkinki, agar tiklash uchun, masalan, gologrammaning pastki yarmidan (shtrixlar bilan ko'rsatilgan) foydalanilsa, biroq bu vaqtda tasvirni kamroq nurlar shakllantirgan bo'ladi.

Har qanday buyum nuqtalar to'plamidir. Shuning uchun bitta nuqta uchun keltirilgan mulohazalar istalgan buyum gologrammasi uchun umumlashirilishi mumkin. Golografik

tasvirlar hajmiydir va ularning ko'rinishi tegishli buyumlarning ko'rinishidan hech bir farq qilmaydi*.

Tasvirning turli nuqtalarini ravshan ko'rinishi ko'zning adaptatsiyalanishi tufayli hosil qilinadi (26.4- §ga qarang); ko'rish nuqtasi o'zgaranda, manzara o'zgaradi, tasvirning bir xil detallari boshqalarini to'sib qo'yishlari mumkin.

Tasvirni tiklashda tayanch to'lqin uzunligini o'zgartirish mumkin. Masalan, ko'rinmas elektromagnit to'lqinlari (ultrabinafsha, infraqizil va rentgen) hosil qilgan gologrammani ko'rinuvchi yorug'lik bilan tiklash mumkin. Jismlarning elektromagnit to'lqinlarni qaytarishi va yutish shartlari, xususan, to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lgani uchun golografiyaning bu xususiyati undan ichki ko'ruv va introskopiya metodi sifatida foydalanishga imkon beradi.

Ultratovushli golografiya qiziqarli va muhim istiqbollar ochilishiga imkon beradi. Gologrammani ultratovushli mexanik to'lqinlarda olib, uni ko'rinuvchi yorug'lik yordamida qayta tiklash mumkin. Ultratovushli golografiyadan tibbiyotda diagnostika maqsadi uchun odamning ichki organlarini ko'rish, tug'ilmagan bolaning jinsini aniqlash va hokazoda foydalanish mumkin. Bu metodning katta ma'lumot beruvchi ekanligi va ultratovushning rentgen nurlariga nisbatan zarari ancha kamligini nazarda tutsak, kelajakda ultratovushli golografik introskopiya odatdagi rentgenodiagnostika o'rnini egallashi mumkin.

Golografiyaning yana bir mediko-biologik tatbiq etilishi golografik mikroskop bilan bog'liqdir. Uning tuzilishi shunga asoslanganki, agar yassi tayanch to'lqindan yozilgan gologramma yoyiluvchi sferik to'lqin bilan yoritilsa, jismning kattalashgan tasviri hosil bo'ladi.

Yu.N.Denisyuk rangli golografiya metodini ishlab chiqib, golografiya taraqqiyotiga hissa qo'shdi. Hozir golografiyaning hamma qo'llanish imkoniyatlarini: kino, televideniye, xotirlovchi qurilma va hokazolarni baholash qiyin. Bu usul zamonamizning eng buyuk ixtirolaridan biri ekani shubhasiz.

Yigirma beshinchi bob

YORUG'LIKNING QUTBLANISHI

Ushbu bobda yorug'lik to'liqlarida elektr va magnit vektorlarining tartibli orientatsiyalanishini hosil qilish metodlari, shuningdek, bunday to'liqlarning ba'zi xossalari ko'rib chiqiladi.

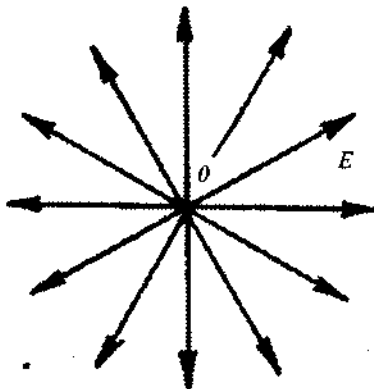
25.1-§. TABIIY VA QUTBLANGAN YORUG'LIK. MALYUS QONUNI

E vektorlari va demak, H vektorlari ham to'liq aniq tekisliklarda yotgan elektromagnit to'liq — *yassi qutblangan to'liq* deyiladi.

Elektrik E vektor va elektromagnit to'liqining tarqalish yo'nalishidagi o'tuvchi tekislik *qutblanish tekisligidir*.

Yassi qutblangan to'liqni yakka atom nurlaydi. Quyoshdan keluvchi tabiiy yorug'lik, lampochkaning qizigan tolasi, gaz razryadli trubka, alanga va shunga o'xshashlardan keluvchi yorug'liklar xaotik orientatsiyalangan atomlar to'plamining tartiblanmagan nurlanishlaridan yig'iladi, shuning uchun E ning yo'nalishi bir tekislikda saqlana olmaydi. Bunday yorug'likni tebranishlar tekisligi xaotik orientatsiyalangan ustma-ust tushuvchi yassi qutblangan to'liqlar deb hisoblash mumkin, ularda elektrik vektorlar, nurga perpendikular bo'lgan har qanday yo'nalishlar bo'yicha orientatsiyalangan. 25.1- rasmda biror paytdagi O nurning kesimi va E vektorlarning nurga perpendikular bo'lgan tekislikdagi proyeksiyalari ko'rsatilgan.

Agar tabiiy yorug'lik nuridan o'tuvchi istalgan ikki o'zaro perpendikular tekislik tanlab olib, E vektorlarni tekisliklarga proyeksiyalansa, o'rta hisobda bu proyeksiyalar bir xil bo'ladi. Shuning uchun tabiiy yorug'lik nurini, ustiga bir xil miqdorda chiziqchalar va nuqtalar shaklida proyeksiyalar joylashtirilgan to'g'ri



chiziq (25.2- *a* rasm) kabi tasvirlash qulaydir. Shunday qilib, chiziqchali to'g'ri chiziq (25.2- *b* rasm) yoki nuqtali to'g'ri chiziq (25.2- *d* rasm) yassi qutblangan yorug'lik nurini belgilaydi.

Qisman qutblangan deb ataluvchi tabiiy va qutblangan tashkil etuvchilardan iborat bo'lgan yorug'lik nuri shartli ravishda 25.2- *e, f* rasmda ko'rsatilgan bo'lib, shu bilan birga chiziqchalar va nuqtalar sonining nisbati qutblanish darajasini, ya'ni yorug'likning to'la intensivligiga nisbatan qutblangan tashkil etuvchisi intensivligining hissasini aks ettiradi.

25.1- rasm.

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'likni olishga imkon beruvchi qurilma *polyarizator* (qutblagich) deyiladi. U faqat E tashkil etuvchini va mos ravishda N ni qandaydir tekislikka — *qutblagichning bosh tekisligiga o'tkazadi*.

Bu holda qutblagich orqali tushayotgan yorug'lik intensivligining yarmiga teng intensivlikdagi qutblangan yorug'lik o'tadi*. Qutblagichni tabiiy yorug'lik nuriga nisbatan aylantirganda qutblagichdan chiqqan yassi qutblangan yorug'likning tebranishlari tekisligi buriladi, ammo uning intensivligi o'zgarmaydi. Qutblagichdan qutblangan yorug'likni tahlil qilish uchun foydalanish mumkin, bunda u analizator deb ataladi.

Agar amplitudasi elektrik E_0 vektorga teng bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik analizatorga tushsa, u vektorning faqat

$$E = E_0 \cos \varphi \quad (25.1)$$

ga teng bo'lgan qandaydir tashkil etuvchisiningina o'tkazadi, bu yerda φ — analizator A bilan polyarizator (qutblagich) P ning bosh tekisliklari orasidagi burchak (25.3- rasm).

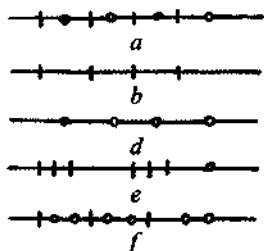
Yorug'likning intensivligi tebranishlar amplitudasining kvadratiga proporsional bo'lgani uchun (25.1) dan

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (25.2)$$

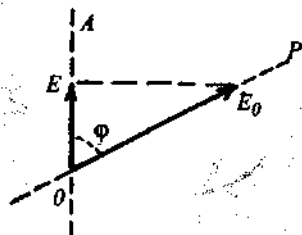
ni olamiz, bu yerda I_0 — analizatorga tushuvchi yassi qutblangan yorug'likning intensivligi, I — analizatoridan chiqqan yorug'likning intensivligi, (25.2) tenglama *Malyus qonunini* ifodalaydi.

Malyus qonunidan ko'rinishicha, analizator tushuvchi yassi qutblangan yorug'lik nuriga nisbatan burilganda chiquvchi yorug'likning intensivligi noldan I_0 gacha o'zgaradi. Agar analizator tushuvchi nurga nisbatan o'q atrofidadek burilsa, o'tuvchi yorug'likning intensivligi o'zgarmaydi, unda yorug'lik tabiiy bo'lishi mumkin, agar bu vaqtda intensivlik (25.2) qonun bo'yicha o'zgarsa, unda tushuvchi yorug'lik yassi qutblangan bo'ladi.

„Yorug'likning qutblanishi“ termini ikki ma'noga ega. Birinchidan, bu tushuncha ostida yorug'likdagi elektr va magnit vektorlarning fazoviy — vaqt



25.2- rasm.



25.3- rasm.

tartibliklari bilan xarakterlanuvchi yorug'lik xossasi tushuniladi. Ikkinchidan, yorug'likning qutblanishi deb qutblangan yorug'likni hosil qilish jarayoniga aytiladi.

25.2-§. IKKI DIELEKTRIK CHEGARASIDA YORUG'LIKNING QAYTISH VA SINISH VAQTIDA QUTBLANISHI

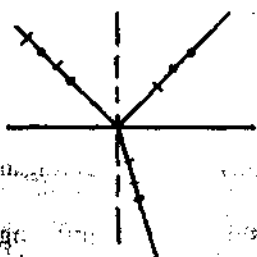
Tabiiy yorug'lik ikki dielektrik chegarasidan qaytish vaqtida qisman qutblanadi (25.4- rasm).

Qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikular bo'lgan tebranishlar, singan nurda esa unga parallel tebranishlar ko'pchilikni tashkil etadi.

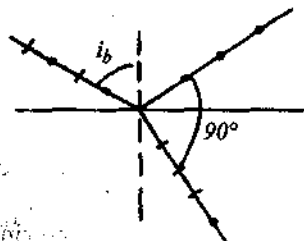
Agar tushish burchagi

$$\operatorname{tg} i_B = n, \quad (25.3)$$

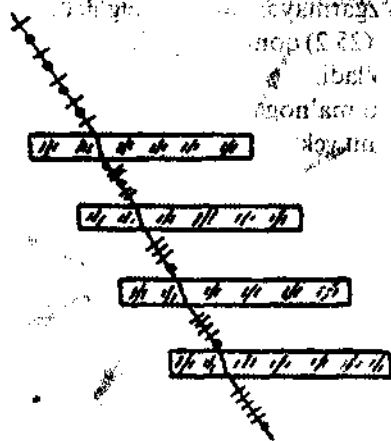
shartni qanoatlantirsa, qaytgan nur to'la yassi qutblangan bo'ladi (25.5- rasm). (25.3) munosabat Bryuster qonunini ifodalaydi. Bu yerda tushish burchagi Bryuster burchagi yoki to'la qutblanish burchagi, ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi.



25.4- rasm.



25.4- rasm.



25.6- rasm.

Bryuster qonunini bajarishda singan nur qisman qutblangan bo'lib, uning qutblanish darajasi eng kattadir (25.3) va sinish qonunidan foydalanib, qaytgan nur to'la qutblanganda, singan va qaytgan nurlar orasidagi burchak 90° ga teng ekanini ko'rsatish qiyin emas.

Shunday qilib, ikki dielektrik chegarasi yoki dielektrik bilan vakuum chegarasi qutblagich (polarizator)dir.

Qutblagich sifatida shisha plastinkalar dastasi ishlatiladi. Tushish burchagidan va Bryuster qonunining bajarilishidan qat'iy nazar, sinuvchi nurning qutblanish darajasi

25.6- rasmda sxematik ravishda ko'rsatilganidek, plastinkalardan o'tgan sari ortib boradi.

25.3-§. YORUG'LIKNING IKKI KARRA NUR SINISHI VA QTIDA QUTBLANISHI

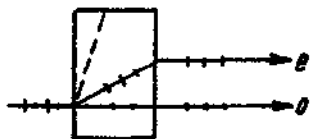
Ba'zi shaffof kristallar ikki karra nur sindirish xossasiga ega: kristallga nur tushganda nur ikkilanadi. Nurlarning biri uchun sinish qonunlari bajariladi, shuning uchun bu nurga oddiy nur deyiladi, ikkinchisi uchun bajarilmaydi va unga ajoyib (oddiyemas) nur deyiladi.

Kristall sirtiga yorug'lik normal tushgan vaqtda ikki karra (qo'sh) sinish 25.7- rasmda ko'rsatilgan: oddiy nur (o) sinish qonuniga muvofiq sinmasdan o'tadi, oddiyemas nur (e) sinadi.

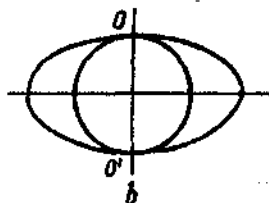
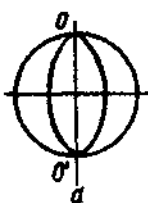
Qo'sh nur sindirish yuz bermaydigan va ikkala oddiy va oddiyemas nur bir xil tezlik bilan tarqaladigan yo'nalishlarga kristallning optik o'qlari deyiladi (25.7- rasmda punktir). Agar bunday yo'nalish bitta bo'lsa, bu kristallar bir o'qli deyiladi (bu paragrafda ana shunday kristallar ko'rib chiqiladi). Bu xildagi kristallarga islandiya shpati (kaltsiy karbon oksidning bir turi CaCO_3 , geksagonal sistema kristallari), kvars, turmalin (murakkab alumosilikat, trigonal sistema kristallari) va boshqalar kiradi. Optik o'q va tushuvchi nur orqali o'tuvchi tekislik bosh tekislikdir. Oddiy nurning tebranishlari bosh tekislikka perpendikular, oddiyemas numiki — bosh tekislikda yotadi, ya'ni bu nurlar o'zaro perpendikular tekisliklarda qutblangan bo'ladi.

Qo'sh nur sindirish elektromagnit to'lqinlarning anizotrop muhitlarda tarqalish xususiyatlari tufayli vujudga keladi: elektronlarning majburiy tebranish amplitudalari bu tebranishlarning yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.

Oddiy va oddiyemas nurlarning kristallar ichidagi yo'llarini to'lqin sirtlar yordamida ko'rgazmali tasvirlash mumkin. Kristall ichida yorug'lik chaqnovi ro'y berib, har tomonga ikkita — oddiy va oddiyemas to'lqinlar tarqaladi deb faraz qilaylik. Biror paytda ularning to'lqin sirtlari 25.8- rasmda ko'rsatilgan vaziyatni egallaydi (a — musbat, b — manfiy kristallar uchun). Sferalar barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil v_0 tezlikka ega bo'lgan oddiy to'lqinlarga tegishli bo'lib, ellipsoidlar v tezliklari yo'nalishga bog'liq bo'lgan oddiyemas to'lqinlarga



25.7- rasm.



25.8- rasm.

Turmalin va qutblagichlarning nikolga nisbatan asosiy kamchiligi ularning spektral xarakteristikalarining yomonligidadir. Oq yorug'lik bunday qutblowchi qurilmalardan o'tgach bo'yaladi, shu vaqtda nikol kabilar spektrning ko'rish qismi uchun tiniq.

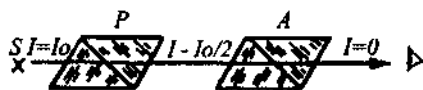
Polyaroidlarning afzalligi ular sirtining kattaligidir, bu esa keng yorug'lik dastalaridan foydalanish imkonini beradi.

25.4§. QUTBLANISH TEKISLIGINING AYLANISHI. POLYARIMETRIYA

Kvars kristallida birinchi marta qutblanish tekisligining aylanishi yassi qutblangan yorug'likning modda orqali o'tgan vaqtda qutblanish tekisligining burilishidan iboratdir. Bunday xususiyatga ega bo'lgan moddalar optik aktiv moddalar deyiladi.

Manba S dan chiqqan monoxromatik yorug'lik qutblagich P — analizator A sistemasiga tushsin deylak (25.10- rasm), ular chalishtirib qo'yilgan, ya'ni bosh tekisliklari o'zaro perpendikular qilib qo'yilgan. Bu holda yorug'lik kuzatuvchiga yetib bormaydi, chunki Malyus qonuniga muvofiq ($\varphi = 90^\circ$) analizator yassi — qutblangan yorug'likni o'tkazmaydi.

Agar qutblagich va analizator orasiga kvars plastinkani yorug'lik uning optik o'qi bo'yicha o'tadigan qilib qo'yilsa, u holda yorug'lik kuzatuvchiga yetib boradi. Agar analizator muayyan burchakka burilsa, u holda qaytadan



25.10- rasm.

qorong'ilikni yuzaga keltirish mumkin. Bu kvars plastinka qutblanish tekisligini, analizator qorong'ilik hosil qilish uchun burilgan burchagiga mos burchakka burilishini yuzaga keltirilganidan guvohlik beradi.

Tajribada har xil to'lqin uzunlikdagi yorug'likdan foydalanib, qutblanish tekisligi aylanishining dispersiyasini (aylanma dispersiyani), ya'ni burilish burchagining to'lqin uzunligiga bog'liqligini topish mumkin. Qalinligi 1 mm bo'lgan kvars plastinka qutblanish tekisligini taxminan quyidagi burchaklarga buradi (25- jadval).

25- jadval

	α , grad
Yorug'lik uchun:	
qizil	15
sariq	21
binafsha	51

Ma'lum to'liqin uzunligi uchun qutblanish tekisligining burilish burchagi α yorug'likning optik aktiv modda o'tgan masofasi l ga proporsionaldir:

$$\alpha = \alpha_0 l \quad (25.5)$$

bu yerda α_0 — proporsionallik koeffitsiyenti yoki aylanish doimiysi (aylanish qobiliyati), odatda grad/mm da o'lchanadi.

Kvarsning ikki modifikatsiyasi mavjud, ularning har biri qutblanish tekisligini ma'lum yo'nalishda buradi: soat strelkasi harakatining yo'nalishi bo'yicha o'ng aylantiruvchi (musbat) kvars, soat strelkasi harakati yo'nalishiga teskari chap aylantiruvchi (manfiy) kvars. Aylanish doimiysi har ikki holda bir xil.

Kristall bo'lmagan ko'p jismlar ham optik aktivdir: toza suyuqliklar (masalan, skipidar) aktiv bo'lmagan erituvchilardagi optik aktiv moddalarning eritmaları (qandning suvdagi eritmasi), ba'zi gazlar va bug'lar (kamfora bug'lari).

Eritmalar uchun quyidagi miqdoriy qonun aniqlangan:

$$\alpha = [\alpha_0] c l \quad (25.6)$$

bu yerda C optik aktiv moddaning konsentratsiyasi, eritma qatlamining qalinligi: $[\alpha_0]$ — solishtirma aylanish, u taxminan to'liqin uzunligining kvadratiga teskari proporsional bo'lib, harorat va erituvchining xossalari bog'liq bo'ladi.

(25.6) munosabat erigan moddalar, jumladan, qand konsentratsiyasini o'lchashning juda sezgir usuli asosida yotadi.

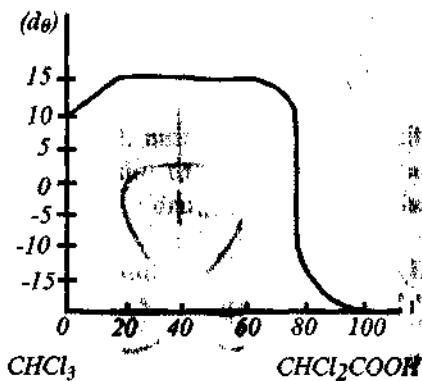
Bu usuldan (polyarimetriya yoki saxarimetriya) tibbiyotda siydikdagi qandning konsentratsiyasini aniqlash, biofizik tadqiqotlar, shuningdek, oziq-ovqat sanoatida keng foydalaniladi. Tegishli o'lchov asboblari polyarimetrlar yoki saxarimetrlar deyiladi.

Polyarimetr faqat konsentratsiyagina emas, solishtirma aylanishni ham o'lchashga imkon beradi. Turli yorug'lik filtrlarini ishlatib, solishtirma aylanishning to'liqin uzunligi bilan bog'lanishini (optik aktivlik dispersiyasini) topish mumkin, hozirgi vaqtda bu maqsadlar uchun maxsus asboblari spektropolyarimetrlar ishlatiladi.

Qutblanish tekisligini eritmalar yordamida aylantirish elektromagnit to'liqin bilan erigan optik aktiv moddaning asimmetrik molekularining o'zaro ta'sirlanishi natijasida ro'y beradi. Bunday molekular ko'zgasimon simmetriyaga ega bo'lmaydi, ya'ni ular ko'zguda „akslanganda“ boshqacha shakl hosil bo'ladi. „Chap“ molekula „o'ng“ molekulaning ko'zgudagi aksi bo'ladi. Kimyoviy formulalari bir xil, lekin tuzilishlari turlicha bo'lgan molekular qutblanish tekisligini turli yo'nalishlarda aylantiradi.

Shunisi xarakterliki, barcha muhim biologik molekular (oqsillar, nuklein kislotalar, polisaxaridlar va sh.o.) asimmetrikdir va ular juft antipodlar har biri ikkinchisining ko'zgudagi aksi sifatida tasvir etilishi mumkin. Biroq bu vaqtda

biologik tabiatga ega bo'lib, sintetik bo'lmagan moddalarda odatda, faqat bitta optik antipod bo'ladi. Masalan, oddiy yo'l bilan tayyorlangan qand o'ngga aylantiruvchi bo'ladi, biroq uni kimyoviy metodlar bilan sintezlab olinganda, teng miqdorda „o'ng“ va „chap“ molekullarga ega bo'lgan aralashma olinadi. Bunday ratsemik deb ataluvchi aralashma qutblanish tekisligini aylantirmaydi, chunki har xil molekullar ta'siri o'zaro kompensatsiyalanadi. Agar sintetik tayyorlangan qand eritmasi ichiga qandni yeydigan bakteriyalar kiritilsa, u holda ular faqat o'ngga aylantiruvchi qand molekullarini hazm qiladi.



25.11- rasm.

Ratsemik aralashma, bir tipli molekullarning xuddi shunday to'plamiga qaraganda kamroq tartiblangan va ko'proq entropiyaga ega bo'lgan sistemadir. Sintetik va tabiiy sistemalardagi bunday termodinamik farq biologik sistemalar entropiyasining fizik ma'nosini tushuntirishi mumkin.

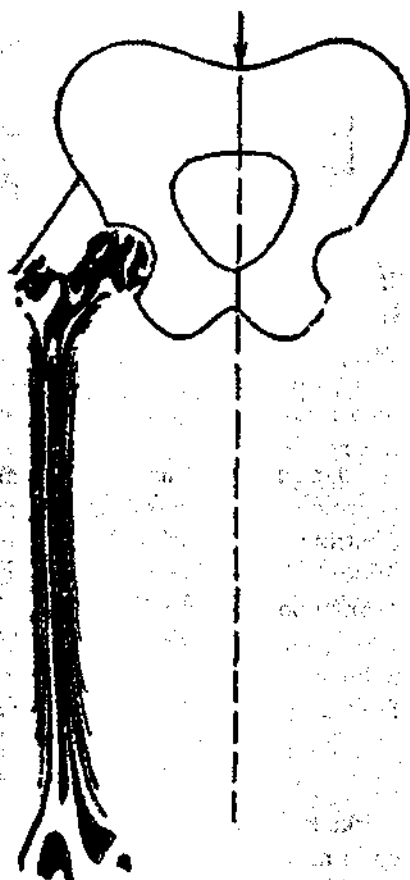
Polyarimetriya eritmalar konsentratsiyasiningina aniqlash uchun qo'llanilmasdan, struktur o'zgarishlarni tekshirish usuli sifatida ham, xususan, molekulyar biofizikada qo'llaniladi. Misol sifatida 25.11- rasmda polipeptidlardan birida solishtirma aylanish o'zgarishi $[\alpha_0]$ ning xloroform $CHCl_3$ va dixlorsirka kislotasi $CHCl_2COOH$ ning binar aralashmasidan iborat bo'lgan eritma tarkibi bilan bog'lanish grafigi keltirilgan. Dixlorsirka kislotasi 80% bo'lganda optik aktivlik keskin pasayib ketadi, bu polipeptid molekullar konformatsiyasi o'zgarishidan dalolat beradi.

25.5-§. BIOLOGIK TO'QIMALARNI QUTBLANGAN YORUG'LIKDA TEKSHIRISH

Shaffof biologik obyektlarni mikroskop orqali qaraganda turli strukturalarni ajratish qiyin, shuning uchun ba'zi maxsus metodikalarni tatbiq etishga, jumladan, qutblovchi mikroskopiyadan foydalanishga to'g'ri keladi.

Qutblovchi mikroskop oddiy biologik mikroskopga o'xshash, lekin uning kondensori oldida qutblagich va tubusdagi obyektiv bilan okulyar orasida analizator qo'yilgan bo'ladi. Predmet stolchasi mikroskopning optik o'qi atrofida aylana oladi. Shunday qilib, obyektning qutblangan nurlar bilan yoritib, analizator orqali ko'riladi.

Agar polyarizator va analizatorni krest qilib qo'yilsa, ko'rish maydoni qorong'i bo'ladi, predmet stolchasiga izotrop shaffof jismlar qo'yilganda ham shunday bo'ladi. Anizotrop buyumlar qutblangan yorug'lik tebranishlari



25.12- rasm.

(25.12- rasm). Bu manzara bo'yicha, shuningdek, yuklanishni oshirganda yoki kamaytirganda uning o'zgarishiga qarab modelda, shuningdek, asl nusxada ham vujudga keluvchi mexanik kuchlanishlar haqida xulosa chiqarish mumkin.

tekisligining yo'nalishiga ko'rsatadigan ta'siriga mos ravishda ko'rish maydonini o'zgartiradi.

Qator (muskul, suyak, nerv) to'qimalar optik anizotropiyaga ega bo'lgani uchun biologik obyektlarni qutblovchi mikroskopiya orqali ko'rish mumkin. Qutblagich va analizator krest qilib qo'yilganda anizotropiyasi qutblangan yorug'likni o'zgartiradigan tolalargina ko'rinadi.

Qutblangan yorug'likdan suyak to'qimalarida vujudga keluvchi mexanik kuchlanishlarni modellangan sharoitlarda baholash uchun ishlatish mumkin. Bu usul fotoelastiklik hodisasiga asoslangan bo'lib, u mexanik yuklanish ta'siri ostida dastlab izotrop bo'lgan qattiq jismlarda optik anizotropiya paydo bo'lishidan iborat.

Shaffof izotrop materialdan, masalan, pleksiglasdan suyakning yassi modeli yasaladi. Ayqash polaroidlarda bu model ko'rinmaydi, chunki u qoramtir bo'lib qoladi. Yuklanish berib, pleksiglasda anizotrop hodisa vujudga keltiriladi, bu holni paydo bo'lgan yo'l-yo'l va dog'larning o'ziga xos manzarasiga qarab payqash mumkin.

Yigirma oltinchi bob

GEOMETRIK OPTIKA

Geometrik (nuriy) optika — yorug'lik nuri to'g'ri chiziq bo'lib, yorug'lik to'lqinining energiyasi ana shu to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi, deb tasavvur qilish asosida yorug'likning tarqalish qonunlarini o'rganuvchi fandır.

Bu bobda geometrik optika qonunlari konkret optik sistemalarni ko'rib chiqishda qo'llaniladi. Shuning bilan birga ko'z fizikasi masalalari bayon etiladi.

26.1-§. GEOMETRIK OPTIKA TO'LQIN OPTIKANING CHEGARAVIY HOLI SIFATIDA

Oldingi boblarda yorug'likning to'lqin tabiati doirasida batamom qoniqarli izohlanadigan hodisalar ko'rib chiqilgan edi. Ammo ko'pgina amaliy masalalarda, ya'ni yorug'lik dastasini shakllantirish, tasvirning hosil bo'lishi va boshqalarda yorug'likning to'lqin tabiati unchalik ahamiyatga ega bo'lmasligi mumkin. Hatto bunday hollarda interferensiya, difraksiya va qutblanishlarni hisobga olish oxirgi natijani olishni murakkablashtiradi, xolos. Bu turdagi masalalarni hal qilish uchun geometrik optika qonunlari qo'llaniladi.

Geometrik optika to'lqin optikaning to'lqin uzunligi nolga intilgandagi chegaraviy holidir. Buni difraksion panjara misolida tushuntirish mumkin. (24.26)dan $\lambda \rightarrow 0$ bo'lganda $\alpha \rightarrow 0$ kelib chiqadi, ya'ni yorug'likning parallel dastasini, linza uchun odatdagidek bo'lgan fokal tekisligining O nuqtasida olamiz (24.10- rasmga qarang).

Optik sistemalarning chegaraviy imkoniyatlarini aniqlash uchun yorug'likning to'lqin xarakterini yana hisobga olishga to'g'ri keladi. Shuning uchun ushbu bobda qisman interferensiya va difraksiya masalalari ko'rib chiqiladi.

Geometrik optika asosiy tushunchalari va qonunlari ko'p bo'lmagan holda ko'p amaliy muhim natijalar olishga imkon beruvchi nazariya misolidir. Optik qurilmalar nazariyasida u hozirda ham katta ahamiyatga ega.

26.2-§. LINZALAR ABERRATSIYASI

Maktab kursidan ma'lum bo'lgan yupqa linza formulasini keltiramiz:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (26.1)$$

bu yerda a_1 — buyumdan linzagacha bo'lgan masofa, a_2 — tasvirdan linzagacha bo'lgan masofa, R_1 va R_2 linzaning mos ravishda old va orqa sferik sirtlari

egriliklarining radiuslari, n — linza yasalgan moddaning sindirish ko'rsatkichi; atrofdagi muhit havo. Bunday linza uchun fokus masofasi

$$f = \frac{1}{(n-1)(1/R_1 + 1/R_2)} \quad (26.2)$$

(26.2) ni hisobga olib, linza formulasini quyidagi shaklda ifodalaymiz:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \quad (26.3)$$

Yupqa linza uchun (26.1) munosabat quyidagi farazlar natijasida olingan: 1) tasvir o'q yonidagi (paraksial) nurlar yordamida shakllanadi; 2) nurlar — sistemaning bosh o'qi bilan kichik burchaklar hosil qiladi; 3) sindirish ko'rsatkichi barcha to'lqin uzunliklari uchun bir xil. Bu shartlar bajarilganda nuqtaviy tasvir hosil bo'ladi, ya'ni jismning har bir nuqtasi tasvirning bitta nuqtasini beradi.

Amalda bu shartlar amalga oshmaydi. Sindirish ko'rsatkichi to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi (dispersiya). Jism nuqtalari optik o'qdan chetda yotadi, bu ikkinchi shartni qanoatlantirmaydi. Faqat paraksial nurlar qo'llanilgandagina yorug'lik oqimlari ancha cheklangan bo'lar edi.

Bularning hammasi *aberratsiyalarga** yoki optik tasvirlar sifatini pasaytiruvchi real optik sistemalar xatoliklariga olib keladi. Biroq aberratsiyalar sababini bilgach, linzalar sistemalarini tegishli tanlash bilan ularni yo'qotishga erishish mumkin.

Linzaning ba'zi asosiy aberratsiyalarini ko'rib chiqamiz.

Sferik aberratsiya. Bu linzaning periferik qismlari o'qning nuqtasidan keluvchi nurlarni markaziy qismidan keluvchi nurlardan ko'ra kuchliroq og'dirishidan iborat (26.1-rasm). Yorug'lanuvchi nuqtaning E ekrandagi tasviri yorug' dog' shaklida bo'ladi. Sferik aberratsiyani bartaraf qilish uchun botiq va qavariq linzalardan iborat sistema tuziladi.

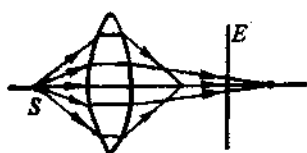
Astigmatizm.** Bu optik sistemaning shunday kamchiligi, unda sferik yorug'lik to'lqini optik sistemadan o'ta turib, deformatsiyalanadi va sferikligini yo'qotadi.

Astigmatizmning ikki turi mavjud. Ulardan biri nurlarning optik o'q bilan ancha katta burchak tashkil qilib, optik sistemaga tushishi (qiya dastalar astigmatizmi).

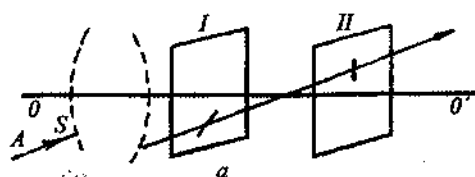
Buyumning A nuqtasi bosh optik o'qdan tashqarida joylashgan bo'lsin deylik (26.2-a rasm); bu nuqtadan keluvchi barcha nurlardan kichik elementar dastani shunday ajratamizki, uning markaziy AS nuri bosh optik o'q OO' bilan bir tekislikda yotsin. Bosh optik o'qdan o'tuvchi istagan tekislik *meridional tekislik*

* Lotincha aberratio — chetlanish.

** Astigmatizm — nuqtaviy bo'lmagan, buyumning bitta nuqtasiga tasvirning bir nechta nuqtalari to'g'ri keladi.



26.1- rasm.



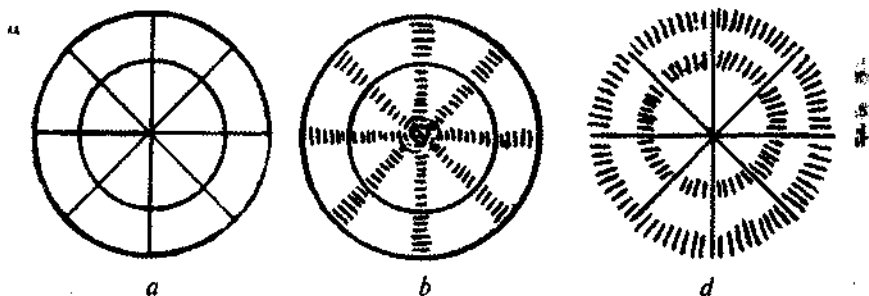
26.2- rasm.

deb ataladi; berilgan misolda elementar dastaning markaziy nuri va bosh optik o'q yotgan tekislikni olamiz (26.2- a rasmda chizma tekisligi).

Elementar dasta qiya bo'lib tushganda, linza A nuqtaning to'g'ri chiziq kesmalari shaklida bo'lgan ikki tasvirni hosil qiladi. Ulardan biri meridional tekislikda yotadi va II ekranda ravshan ko'rinadi (26.2- a rasm), ikkinchisi — sagittal deb ataluvchi perpendikular tekislikda yotadi, u ekran I da ravshan ko'rinadi. I va II tekisliklar orasida ellips yoki aylana shaklida bo'lgan sochilish dog'i kuzatiladi (26.2- b rasm). Agar buyum o'rnida to'g'ri chiziq kesmasi bo'lsa, u holda tasvirning sifati kesmaning orientatsiyasiga bog'liq bo'ladi. Meridional tekisliklarda* yotgan kesmalar II tekislikda, sagittal tekisliklarda yotganlari esa I tekislikda ravshan tasvir beradi.

Qiya dastalar astigmatizmini namoyish qilish uchun 26.3- a rasmda ko'rsatilgan to'r qulay. Uni buyum sifatida optik o'qqa perpendikular qo'yib, meridional (radiuslar) va sagittal (aylanalar) tekisliklarda yotuvchi kesmalar sistemasini beramiz. 26.3- b, d rasmda bu kesmalarining tegishli tekisliklarda olingan tasvirlari ko'rsatilgan.

Astigmatizmini tuzatish uchun bir necha linzalardan iborat bo'lgan murakkab optik sistemalar hosil qilish, shu tufayli 50—70° gacha bo'lgan burchak ostida tushgan nurlar yordamida yaxshi tasvirlar hosil qilish imkoniyatiga ega bo'linadi.

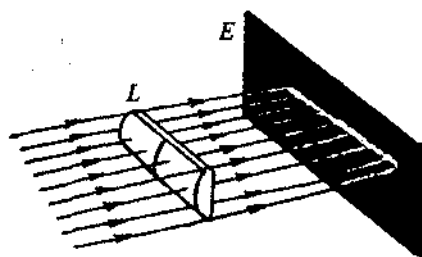


26.3- rasm.

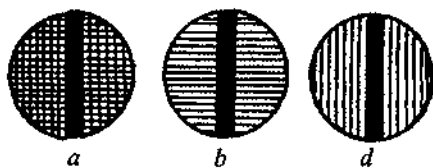
* Buyum bosh optik o'qqa perpendikular bo'lgan tekislikda yotadi deb, faraz qilinadi.

Optik sistemaning asimetrikligi astigmatizmning ikkinchi turining vujudga kelishi sababchisidir. Bunday aberratsiyali linzalar astigmatik linzalar deyiladi. Bu linzalar qiya dastalar astigmatizmiga o'xshash, shunday tasvir hosil qiladilar. Ularda har xil yo'nalishlarda oriyentatsiyalangan konturlar va chiziqlar har xil ravshanlikda bo'ladi.

Bunday tipdagi astigmatizmni eng ko'rgazmali qilib silindrik linzada namoyish qilish mumkin (26.4- rasm). Bosh optik o'qqa parallel bo'lgan nurlar dastasi linza bilan faqat silindrning yasovchisiga perpendikular tekislikda sindiriladi. Shu uchun linzaning fokal tekisligida joylashgan E ekranda, sferik linzalardagidek nuqta emas, to'g'ri chiziq kuzatiladi. Agar silindrik linza yordamchi ekranda ingichka simdan qilingan kvadrat yacheykali to'r aks ettirilsa (26.5- rasm), u holda eng ravshan tasvir silindr yasovchisi bo'yicha yo'nalgan parallel chiziqlar sistemasini shaklida vujudga keladi (26.5- b, d rasm; tasvirlar silindrik linzaning ikki o'zaro perpendikular vaziyatlariga tegishlidir).



26.4- rasm.



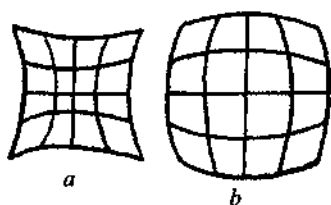
26.5- rasm.

Distorsiya. Aberratsiyaning bu xili sistemaga buyum yuborgan nurlarning optik o'q bilan katta burchak hosil qilishi natijasida vujudga keladi, bu vaqtda chiziqli kattalashishning dasta burchagiga bog'lanishi tasvir bilan buyum o'xshashligining buzilishiga olib keladi. Distorsiyaning tipik ro'y berishlari 26.6- rasmda ko'rsatilgan: a — yostiqsimon, b — bochkasimon; kvadrat katakli to'r buyum hisoblanadi.

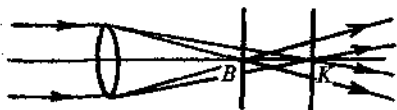
Qarama-qarshi xarakterdagi distorgiyali bir nechta linzalardan sistema to'plab, bunday aberratsiyani tuzatish mumkin.

Xromatik aberratsiya. (26.2)dan ko'rinishicha, linzaning fokus masofasi to'liq uzunligiga bog'liq bo'lgan sindirish ko'rsatkichi bilan aniqlanadi. Shuning uchun bosh optik o'qqa parallel keluvchi oq yorug'lik dastasi spektrga ajralib, uning turli nuqtalarida fokuslanib (26.7- rasm: B — binafsha nurlar, Q — qizil nurlar), ekrandagi doiracha bo'yalgan bo'ladi. Xromatik aberratsiya shundan iborat bo'lib, u ko'pincha linzalar tasvirlari bilan birgalikda ro'y beradi.

Bu xildagi aberratsiyani tuzatish uchun turli dispersiyali shisha linzalardan tuzilgan axromatik optik sistemalar: axromatlar va apoxromatlar yasaladi.



26.6- rasm.



26.7- rasm.

Optik qurilmalarda anastigmatlar deb ataluvchi linzalar sistemasi ishlatiladi, ularda xromatik aberratsiyadan tashqari sferik aberratsiya ham, astigmatizm ham tuzatiladi.

Aberratsiyaning boshqa turlari ham mavjud, lekin ular bu yerda ko'rib chiqilmaydi.

Barcha aberratsiyalarni birdan yo'qotish juda murakkab yoki hatto hal qilinishi mumkin bo'lmaydigan masala bo'lib ko'rinishi mumkin, shuning uchun, odatda faqat optik sistemanning asosiy vazifasiga ancha halal keltiruvchi xatoliklardan qutuladilar. Jumladan, mikroskoplar obyektivlari uchun fokus yaqinida yotuvchi obyektlni qaragan vaqtda paydo bo'luvchi va keng dastalar aks ettiradigan sferik aberratsiyani yo'qotish muhimdir.

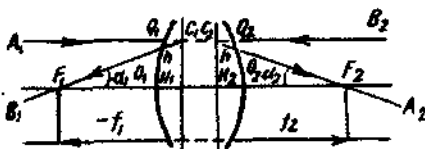
26.3-§. IDEAL MARKAZLASHGAN OPTIK SISTEMA HAQIDA TUSHUNCHA

Real optik sistemalar har xil detallardan va ko'pincha bir necha linzadan iborat bo'ladi. Linzalar ixtiyoriy joylashganda, tasvirni hisoblash va yasash ancha murakkab bo'lishi mumkin.

Amalda ko'pincha markazlari bir to'g'ri chiziq — bosh optik o'qda yotgan sferik sirtlar (linzalar) sistemasi ishlatiladi. Bunday optik sistemalarga markazlashgan sistemalar deyiladi.

Gauss taklif qilgan ideal markazlashgan sistemalar nazariyasidan kelib chiqadigan ba'zi xulosalarni ko'rib chiqamiz. Bunday sistemada buyumlar fazosining har bir nuqtasiga yoki chizig'iga tasvirlar fazosining bittagina nuqtasi yoki chizig'i mos keladi. Ikkala fazoning juft nuqtalari yoki juft chiziqlari tutash deyiladi. Paraksial nurlar ishlatiluvchi sistemalar ideal markazlashgan optik sistemalarga yaqin keladi. Bunday sistema fizik asbtraksiya bo'lsa-da, u real sistemalarni, ularning ideal holdan chetlashish darajalarini hisobga olgan holda hisoblashga imkon beradi.

Gauss nazariyasida qabul qilingan, markazlashgan optik sistemaning



26.8- rasm.

xarakterli nuqtalari va tekisliklarini (26.8- rasm; Q_1 va Q_2 chetki sferik sirtlar) ko'rsatamiz, ular yordamida esa buyumlar tasvirini aniqlash mumkin.

Buyumlar fazosida bosh optik o'q OO' ga parallel qilib, A — nurni chizamiz.

Tasvirlar fazosida F_2 nuqtadan o'tuvchi A_2 nur unga qo'shma bo'ladi. Tasvirlar fazosidagi, buyumlar fazosida cheksiz uzoqlikdagi nuqtaga tutash bo'lgan F_2 nuqta sistemaning ikkinchi yoki orqa fokusi bo'ladi.

Shunga o'xshash tasvirlar fazoning nuri, buyumlar fazosining F_1 nuqtasidan o'tuvchi B_1 nuriga mosdir. Tasvirlar fazosining cheksiz uzoqdagi nuqtasiga qo'shma bo'lgan buyumlar fazosining F_1 nuqtasi sistemaning birinchi yoki oldinigi fokusidir*. Bosh optik o'qqa perpendikular bo'lib, fokuslar orqali o'tuvchi tekisliklarga fokal tekisliklar deyiladi.

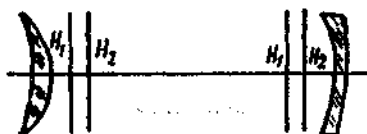
A_1 va B_1 nurlar A_2 va B_2 nurlarga juft-jufti bilan qo'shma bo'lgani uchun bu nurlar yoki ularning davomlari kesishgan C_1 va C_2 nuqtalar ham qo'shma nuqtalardir. C_1 va C_2 dan O_1O_2 perpendikular tekisliklar o'tkazib, nuqtalarni hosil qilamiz. U holda bunday qo'shma tekisliklar, qo'shma H_1 va H_2 nuqtalar, C_1H_1 va C_2H_2 qo'shma kesmalar juftiga ega bo'lamiz.

C_1H_1 va C_2H_2 kesmalar qo'shma bo'lishlari bilan birga yana o'zaro teng ham ($C_1H_1 = C_2H_2 = h$) va optik o'qqa nisbatan yo'nalishlari birday (bir xil ishorali); demak, ular uchun chiziqli kattalashish $\beta = \pm 1$. Optik sistema optik o'qqa perpendikular bo'lgan ikki qo'shma tekislikka ega bo'lib, ular uchun qo'shma kesmalarining chiziqli kattalashishi bunday tekisliklarga va bosh optik o'qining mos H_1 va H_2 nuqtalariga bosh tekisliklar va bosh nuqtalar deyiladi. Fokuslar bilan mos bosh nuqtalar orasidagi masofalarga fokus masofalari deyiladi:

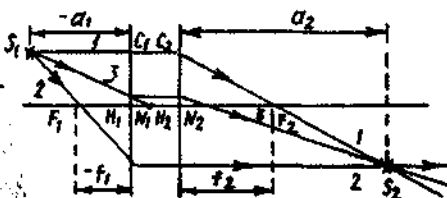
$$F_1H_1 = -f_1, \quad F_2H_2 = f_2 \quad (26.4)$$

Bosh tekisliklar va H_1 hamda H_2 nuqtalar markazlashgan optik sistemanning ichidagina yotmasdan (26.8- rasm), uning tashqarisida, chegaralovchi sirtlarga mutlaqo simmetrik bo'lmagan holda yotishi mumkin (26.9- rasm).

Bosh nuqtalar va fokuslar kardinal nuqtalar, tegishli tekisliklarga kardinal tekisliklar deyiladi. Bu nuqtalar va tekisliklardan, nurlarning sistemadagi haqiqiy



26.9- rasm.



26.10- rasm.

* Buyumlar va tasvirlar fazolari o'zaro qo'shma bo'lgani uchun old va orqa, birinchi va ikkinchi tushunchalari shartlidir.

yo'lidan qat'i nazar, tasvir yasash uchun foydalanadilar. Umumiy prinsiplar yupqa linzalarda tasvir yasash qoidalariga o'xshashdir.

26.10- rasmda markazlashgan optik sistemada tasvir yasash misoli ko'rsatilgan. yorug'lanuvchi nuqta S dan chiqib, bosh optik o'qqa parallel bo'lgan 1 nurni tasvirlar fazosining bosh tekisligi bilan kesishguncha davom ettiriladi, so'ngra F_2 fokusdan o'tkaziladi. 2 nur F_1 fokus orqali buyumlar fazosining bosh tekisligi bilan kesishguncha o'tadi, so'ngra optik o'qqa parallel holda yo'lini davom ettiradi. Ikkala nurning kesishishi (S_2 nuqta) S_1 nuqtaning tasvirini beradi.

N_1 va N_2 nuqtalar (26.10- rasm) tugun nuqtalar deyiladi. Agar optik sistemaning ikkala tomonida ham sindirish ko'rsatkichlari bir xil bo'lgan muhitlar tursa, u holda tugun nuqtalar tegishli bosh nuqtalar bilan mos keladi.

Shunday qilib, optik sistema oltita kardinal bilan va oltita kardinal tekisliklar bilan xarakterlanadi. Markazlashgan optik sistema uchun eng muhim formulalarni isbotsiz keltiramiz:

$$f_1 / a_1 + f_2 / a_2 = 1, \quad (26.5)$$

$$f_1 / f_2 = n_1 / n_2 \quad (26.6)$$

bu yerda n_1 va n_2 — optik sistemaning chetki sirtlaridan mos holda chap va o'ng tomonidagi muhitning sindirish ko'rsatkichlari; a_1, a_2, f_1, f_2 belgilari 26.10- rasmda anglatilgan. a_1 va f_1 kesmalari bosh nuqta H_1 dan, a_2 va f_2 kesmalari esa H_2 dan hisoblanadi. Agar ularning yo'nalishi yorug'lik tarqalishi yo'nalishiga mos bo'lsa, ular musbat, agar aksincha bo'lsa, manfiy hisoblanadi. Odatda geometrik optikada rasmlarda yorug'lik chapdan o'ng tomonga tarqaladi deb hisoblash qabul qilingan.

Yupqa linza markazlashgan optik sistemaning xususiy holi bo'lgani uchun yuqorida aytilganlarning hammasi unga ham taalluqliligi tabiiy. Bu holda to'rt kardinal nuqta bosh va tugun nuqtalar — linza markaziga to'g'ri keladi, (26.5) formula esa (26.3) formulaga aylanadi. O'quvchiga o'rta maktabdan ma'lum bo'lgan linzalarda tasvir yasash qoidalari, yuqorida tasvirlangan umumiyroq usulning xususiy holi bo'la oladi.

26.4-§. KO'ZNING OPTIK SISTEMASI VA UNING BA'ZI XUSUSIYATLARI

Odam ko'zi o'ziga xos optik asbob bo'lib, u optikada alohida o'rin tutadi. Bu, birinchidan, ko'p optik asboblarning ko'z sezishiga mo'ljallangani, ikkinchidan, odamning (va hayvonning) ko'zi evolutsiya jarayonida taqsimlashgan biologik sistema sifatida, bionika doirasida optik sistemalarni loyihalash va yaxshilashga doir ba'zi g'oyalarni vujudga keltirishi bilan tushuntiriladi.

Ko'z tibbiyotchilar uchun faqat funksional buzilish va kasallanish qobiliyatiga ega bo'lgan a'zo hisoblanmay, balki ba'zi ko'zga taalluqli bo'lmagan boshqa kasalliklar to'g'risidagi axborot manbai hamdir.

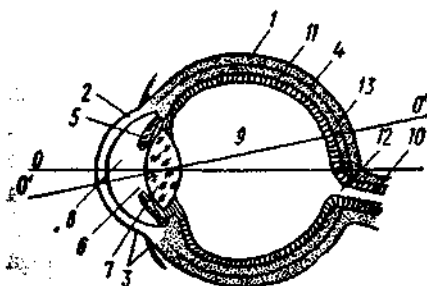
Odam ko'zining tuzilishi haqida qisqacha to'xtab o'tamiz.

Ko'z kosasi asli ko'zning o'zi bo'lib (26.11- rasm), u uncha to'g'ri bo'lmagan shar shaklidir; katta odamlarda uning old-orqa o'lchovi o'rtacha 24,3 mm, vertikal o'lchovi — 23,4 mm va gorizontal o'lchovi — 23,6 mm. Ko'zning devorlari konsentrik joylashgan uchta — tashqi, o'rta va ichki qobiqlardan iborat. Tashqi oqsil qobiq — sklera 1 ko'zning oldingi qismida shaffof qavariq muguz qobiq 2-muguz pardaga aylanadi. Muguz pardaning qalinligi o'rtasida 0,6 mm ga yaqin, atrofida to 1 mm gacha bo'ladi. Optik xossalari bo'yicha muguz parda — ko'zning eng kuchli sindiruvchi qismidir. U go'yo ko'zga yorug'lik nurlari kiradigan derazadir. Muguz pardaning egrilik radiusi 7—8 mm, moddasining sindirish ko'rsatkichi 1,38 ga teng. Muguz pardaning tashqi qoplami ko'z qovoqlariga berkitilgan konyunktiv 3 ga o'tadi.

Skleraga qon tomirli qobiq 4 tutashgan bo'lib, uning ichki sirti ko'z ichida yorug'likning diffuzli sochilishiga to'sqinlik qiladigan xira-qora pigmentli hujayralar bilan qoplangan. Ko'zning oldinig qismida tomirli qobiq 5-rangdor pardaga aylanadi. Bu pardada doiraviy teshik-qorachiq 6 mavjud. Ko'z qorachiq'iga ko'zning ichki tomonidan, bevosita ko'z gavhari 7 — ikki tomonlama qavariq linzaga o'xshash shaffof va elastik jism yondashadi. Ko'z gavharining diametri 8—10 mm, oldingi sirti egriligining radiusi o'rtacha 10 mm, orqa egriligining radiusi — 6 mm. Gavhar moddasining sindirish ko'rsatkichi 1,4 dan biroz kattaroq.

Muguz parda va gavhar orasida ko'zning oldingi kamerasi 8 joylashgan bo'lib, u suvsimon namlik bilan, ya'ni optik xossalari bo'yicha suvga yaqin bo'lgan suyuqlik bilan to'lgan. Ko'zning gavharidan tortib, to orqa devorigacha bo'lgan butun ichki qismi shaffof, shishasimon jism (9) deb ataluvchi dirildoq massaga to'la bo'ladi. Shishasimon jismning sindirish ko'rsatkichi suv naminiki kabidir.

Ko'zning yuqorida ko'rib chiqilgan elementlari asosan uning yorug'lik o'tkazuvchi apparatiga tegishlidir. Ko'ruv nervi 10 ko'z kosasiga orqa devordan kirib tarmoqlangach, u ko'zning eng ichki to'r qatlamiga yoki ko'zning yorug'likni qabul qiluvchi apparati (retseptori) bo'lgan to'r pardaga



26.11- rasm.

yoki retina 11 ga o'tadi. To'r parda bir necha qatlamdan iborat bo'lib, qatlamlarning qalinligi va yorug'likka sezgirliги bir xil emas, unda periferik uchlari turli shakllarga ega bo'lgan yorug'lik sezgir ko'ruv hujayralari joylashgan. Ularning cho'zinchoq uchlariga tayoqchalar, konussimon uchlariga kolbachalar deyiladi. Tayoqchalarning uzunligi 63—81 mkm,

diametri 1,8 *mkm* ga yaqin, kolbachalar esa mos holda 35 *mkm* va 5–6 *mkm* bo'ladi. Kishi ko'zining to'r qatlamida 130 millionga yaqin tayoqcha va 7 million kolbacha joylashgan.

Ko'ruv nervi kirgan joyda yorug'likni sezmaydigan ko'zning ko'r dog'i 12 mavjud. To'r pardaning o'rtasida, chekkaga sal yaqin erda, yorug'likka eng sezgir bo'lgan sariq dog' 13 yotadi, uning markaziy qismi taxminan 0,4 mm diametrga ega.

Kolbachalar va tayoqchalar to'r parda ustida bir tekisda taqsimlangan. Kolbachalar to'r pardaning asosan o'rta qismida, sariq dog'da joylashgan, sariq dog'ning markazida faqat kolbachalar turadi, to'r pardaning chetlarida esa — faqat tayoqchalar joylashgan.

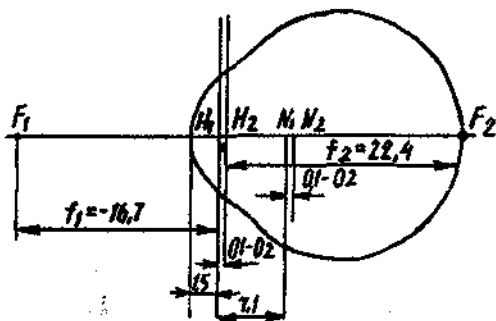
Dastlab ko'zning yorug'lik o'tkazish apparatining xususiyatlarini ko'rib chiqamiz.

Ko'zni-muguz parda, oldingi kamera suyuqligi va gavhar (to'rt sindiruvchi sirt) dan iborat va oldidan havo, orqasidan esa shishasimon jism bilan chegaralanuvchi, markazlashgan optik sistema kabi tasavvur etish mumkin. Bosh optik o'q OO (26.11- rasm) muguz pardaning, qorachiqling va gavharning geometrik markazlaridan o'tadi. Bundan tashqari yana ko'zning OO' ko'ruv o'qini ham mavjud ko'ruv o'qi eng yaxshi yorug'lik sezilishi yo'nalishini belgilaydi va gavhar bilan sariq dog' markazlaridan o'tadi, bosh optik va ko'ruv o'qlari orasidagi burchak taxminan 5° ni tashkil etadi.

26.12- rasmda biror o'rtacha normal ko'z uchun fokuslar, bosh nuqtalar, tekisliklar va tugun nuqtalar ko'rsatilgan (masofalar millimetrlarda berilgan). Soddalashtirish maqsadida ko'pincha bu sistemani keltirilgan reduksiyalangan ko'z bilan, ya'ni buyumlar fazasi tomonidan sindirish ko'rsatkichi $h = 1,336$ ga teng suyuqlik bilan o'ralgan linza bilan almashtiriladi. Keltirilgan ko'z moddalarining birida yagona bosh tekislik muguz pardaning oldinig sirtidan 1,6 mm masofada turadi, tugun nuqtalar mos kelgan bo'lib, muguz parda sirtidan 7,2 mm masofada joylashgandir.

Yorug'likning asosiy sinishi muguz pardaning tashqi chegarasida yuz beradi, butun muguz pardaning optik kuchi taxminan 40 dioptriyaga, gavharniki taxminan 20 dioptriyaga, butun ko'zniki esa 60 dioptriyaga yaqin.

Turli uzoqlikdagi jismlar to'r pardada bir xil ravshanlikdagi tasvir berishi kerak. (Buni amalga oshirish uchun



26.12- rasm.

(26,5) formuladan ma'lum bo'lishicha yo bosh tekislik bilan to'r parda orasidagi masofa a_2 ni fotoapparatlarda qilinadiganga o'xshash o'zgartirish kerak, yoki gavhar egriligini, demak, f_1 va f_2 fokus masofalarini o'zgartirish kerak. Odam ko'zida ikkinchi hol amalga oshiriladi.

Ko'zning bunday har xil uzoqlikda joylashgan jismlarni ravshan ko'rishga moslasha olishiga — „keskinlikka to'g'rilanishiga“ — *akkomodatsiya* deyiladi.

Jism cheksizlikda joylashgan bo'lsa, uning normal ko'zdagi tasviri to'r pardada bo'ladi. Bu vaqtda gavhar cheksizlikka akkomodatsiyalanadi va uning optik kuchi minimal bo'ladi. Jism ko'zga yaqinlashadigan bo'lsa, u holda gavharning egriligi kattalashadi, jism qancha yaqin bo'lsa, ko'zning optik kuchi shuncha katta bo'ladi, uning o'zgarishlari taxminan 60—0 dptr chegarasida bo'ladi.

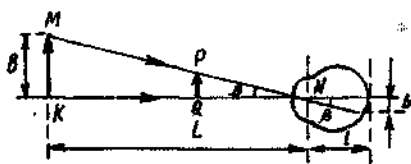
Sog'lom katta odamda jism ko'zga 25 sm masofagacha yaqinlashgan vaqtda akkomodatsiya kuchlanishsiz ro'y beradi va qo'ldagi buyumlarni ko'rishga o'rganilib qolganligi sababli ko'z hammadan ko'p, ayniqsa shu masofaga akkomodatsiyalanadi, shuning uchun bu masofaga eng yaxshi ko'rish masofasi deyiladi.

Undan ham yaqin turgan buyumlarni ko'rish uchun akkomodatsion apparatni zo'riqtirishga to'g'ri keladi. To'r pardada tasvirning ravshan ko'rinishini hali ta'minlay oladigan ko'z bilan buyum ko'zning yaqin nuqtasi (aniq ko'rishning yaqin nuqtasi) deyiladi. Yosh ulg'aygan sari ko'zning yaqin nuqtasigacha bo'lgan masofa kattalashadi, demak, akkomodatsiya kamayadi.

To'r pardadagi tasvirning kattaligi faqat buyum kattaligiga bog'liq bo'lmay, uning ko'zdan uzoqligiga ham, ya'ni jismning ko'rinishi burchagiga ham bog'liq bo'ladi. Shunga ko'ra ko'rish burchagi tushunchasi kiritiladi. Bu buyumning chetki nuqtalaridan chiqib mos tugun nuqtalaridan o'tuvchi nurlar orasidagi burchakdir (26.13- rasm). Rasmdan ko'rinishicha, birinchidan har xil KM va QP buyumlar bir xil ko'rish burchagi β ga ega bo'lishi mumkin, ikkinchidan, ko'rish burchagi to'r pardadagi tasvir kattaligini to'la ravishda aniqlay oladi:

$$b = l\beta, \quad (26.7)$$

bu yerda l — yagona tugun nuqta N bilan to'r parda orasidagi masofa ($l \approx 17$ mm). (26.7) formula ko'rish burchagi kichik deb tasavvur etilgan hol uchun hosil qilingan.



26.13- rasm.

26.13- rasmdan buyum kattaligi (o'lchami) B bilan, uning ko'zgacha bo'lgan masofasi L orasidagi bog'lanishni, aniqrog'i tugun nuqtalar va ko'rish burchagi β orasidagi bog'lanishni aniqlash oson:

$$B = L\beta \quad (26.8)$$

bundan (26.7) ni nazarda tutsak,

$$b = lB / L \quad (26.9)$$

ga ega bo'lamiz.

Ko'zning ajrata olish qobiliyatini tasvirlash uchun eng kichik ko'rish burchagidan foydalaniladi, bu burchakda odam ko'zi buyumning ikki nuqtasini hali ajrata olish qobiliyatiga ega bo'ladi. Bu burchak taxminan 1' ga teng, bu eng yaxshi ko'rish masofasida turgan nuqtalarning orasi 70 mkm ga teng bo'lishiga mos keladi [(26.8) ga qarang]. Bu holda to'r pardadagi tasvirning kattaligi [(26.7) ga qarang] 5 mkm ga teng, bu esa to'r pardadagi kolbachalardan ikkitasining orasida bo'lgan o'rtacha masofaga teng. Shuning uchun, agar ikki nuqtaning tasviri to'r pardada 5 mkm dan qisqaroq chiziqni egallaydigan bo'lsa, u holda bunday nuqtalar ajralib ko'rinmaydi, ya'ni ko'z ularni ajrata olmaydi.

Yorug'lik difraksiyasi tufayli hosil bo'luvchi chegaralanishlar hisobga olinganda ham eng kichik ko'rish burchagining xuddi shunday qiymati olingan bo'ladi (26.8- §ga qarang). Tabiatdagi maqsadga muvofiqlik „hech narsa ortiqcha emasligi“ kishini hayron qoldiradi, to'r pardaning yuza birligiga to'g'ri keluchi kolbachalar soni geometrik optikaning chegaraviy imkoniyatlariga javob beradi.

Ko'zning ajrata olish qobiliyatini tibbiyotda ko'rish o'tkirligi bilan baholaydilar. Ko'rish o'tkirligining normasi deb bir qabul qilinadi, bu holda eng kichik ko'rish burchagi 1' ga teng bo'ladi.

Oqish vaqtlarda eng kichik ko'rish burchagi minutdan qancha katta bo'lsa, ko'zning ko'rish o'tkirligi normadan shuncha kam bo'ladi. Agar bemorning eng kichik ko'rish burchagi 4' ga teng bo'lsa, uning ko'zi $1 : 4 = 0,25$ o'tkirlikka ega bo'ladi.

Ayrim hollarda odam ko'zi 1' burchakka mos kelgandan ham maydaroq kattaliklarni ajrata oladi. Masalan, harakatlanuvchi jismlarning siljishi yoy bo'yicha 20" ga etganda seziladi, ikki ingichka chiziqdan birining ikkinchisi ustiga tushmaganligini ular orasidagi burchak 12" bo'lganidayoq bilinadi va hokazo. Fizik o'lchashlarda ko'pincha strelkasi shkalaning nolinch darajasidan (shtrixidan) siljimasligi kerak bo'lgan asboblari (potensiometr, ko'priklar) ko'p ishlatilmoqda. Ko'zning kichik chiziqlarning siljishini seza olish qobiliyati tufayli bunday asboblari strelkasi bilan shtrixi orasidagi masofasi aniqlanadigan asboblarga ko'ra ancha aniqroq ko'rsatishlari bera oladi.

Ko'zning yorug'likka va rangga sezgirligi hamda ko'rishning biofizik masalalari yettinchi bo'limda ko'rib chiqiladi.

26.5-§. KO'Z OPTIK SISTEMASIDAGI KAMCHILIKLAR VA ULARNI BARTARAF QILISH

Linzalarga xos aberratsiyalar ko'zda deyarli sezilmaydi.

Sferik aberratsiya qorachiq kichik bo'lgani uchun bilinmaydi va faqat oqshomlari qorachiq kengayganda namoyon bo'ladi; bunda tasvirlar ravshun emas. Ko'z axromatik sistema bo'lmasa ham, biroq nurlanishning ko'rinuvchanligi tanlanuvchi va qorachiq o'lchovi kichik bo'lgani tufayli xromatik aberratsiya sezilmaydi. Qiya dastalar astigmatizmi ro'y bermaydi, chunki ko'z hamisha kuzatiluvchi buyum tomonga qaratiladi.

Optik sistemaning asimmetriyasi tufayli hosil bo'luvchi astigmatizmi bundan istisnodir (muguz parda yoki ko'z gavharining nosferik shakli ekanligi).

Bu, xususan, sinov o'tkazish jadvalida ko'zning ikkita o'zaro perpendikular chiziqlarni bir xil aniq ko'rish qobiliyatiga ega emasligida namoyon bo'ladi. Ko'zning bunday kamchiligi maxsus silindrik linzali ko'zoynaklar yordamida kompensatsiyalanadi.

Ko'zning optik sistemasiga ba'zi o'ziga xos kamchiliklar xosdir.

Akkomodatsiya yo'qligida normal ko'zning orqa fokusi to'r pardaga to'g'ri keladi, bunday ko'zga emmetropik ko'z deyiladi va bu shart bajarilmaydigan hollarda ametropik ko'z deyiladi.

Ametropiyaning eng ko'p tarqalgan ko'rinishlari yaqindan ko'rish (miopiya) va uzoqdan ko'rish (gipermetropiya) hisoblanadi. Yaqindan ko'rish — ko'z kamchiligi bo'lib, akkomodatsiya yo'qligida orqa fokusning to'r parda oldida yotishidan iboratdir: uzoqdan ko'rish vaqtida, akkomodatsiya yo'qligida, orqa fokus to'r parda orqasida yotadi. Yaqindan ko'ruvchi ko'zni korrektsiyalash (tuzatish) uchun sochuvchi linza ishlatida, uzoqdan ko'ruvchi ko'zni tuzatish uchun yig'uvchi linza ishlatiladi.

26.6-§. LUPA

Buyum detallarini ajrata bilish imkoniyati uning ko'z to'r pardasiga tasvirining kattaligiga yoki ko'rish burchagiga bog'liq. Buyumni ko'zga yaqinlashtirib ko'rish burchagini kattalashtirish mumkin, biroq bu ba'zi cheklanishlarga bog'liq: 1) qator hollarda buyum bilan ko'z orasidagi masofani texnik sabablarga ko'ra o'zgartirish imkoniyati bo'lmaydi (masalan, yulduzlarga yoki quyoshga qarashda); 2) akkomodatsiyalanish imkoniyatlari muayyan chegaraga ega bo'lgani uchun buyumni ko'zning yaqin nuqtasidan kamroq masofagacha ko'zga yaqinlashtirib bo'lmaydi.

Shunga ko'ra, ko'rish burchagini kattalashtirish uchun optik asboblardan: teleskopl, lupalar, mikroskopl va shu kabilardan foydalaniladi.

Optik asboblarning eng soddalaridan biri bo'lgan lupaning tuzilishini ko'rib chiqamiz.

Lupa deb kuzatiluvchi buyum oldingi fokal tekisligida yoki uning bevosita yaqinida joylashgan optik sistemaga aytiladi.

Lupa hosil qiladigan tasvir cheksizlikda yoki ko'zga qulay masofada turadi. Agar tasvir cheksizlikda bo'lsa, u holda uni ko'z akkomodatsiyasiz kuzatadi.

26.14- *a* rasmda ikki nur yordamida tasvirning lupa orqali pardada ko'rsatilgan; *N* — ko'z optik sistemasining birlashgan tugun nuqtasi, buyum oldingi fokal tekislikda joylashgan. 1 nur lupa markazidan sinmasdan o'tib, so'ngra u ko'zda sinadi. Buyumning xuddi shu nuqtasidan keluvchi boshqa nurlar lupada singandan so'ng 1 nurga parallel bo'ladi. To'r pardada tasvir vaziyatini aniqlash uchun bu nurlarning birlashgan tugun nuqtadan o'tuvchisini tanlab olamiz (2 nur). U ko'zda sinmaydi. Uning to'r parda bilan kesishgan joyi buyum tasviri vaziyatini ko'rsatadi. Manzara to'la bo'lsin uchun faqat 2 nurning boshlang'ich qismini va 1 nurning oxirgi qismini (punktir bilan ko'rsatilgan) tuzish qoladi.

Lupaning kattalashtirishi deb, buyum tasviri ko'ringan burchak β' ning (26.14- *a* rasm) eng yaxshi ko'rish masofasi $a = 25$ sm da turuvchi (26.14- *b* rasm) buyumning ko'rish burchagi β ga bo'lgan nisbatiga aytiladi.

Rasmdan ko'rishicha:

$$B' = B / f \text{ va } \beta = B / a_0 \quad (26.10)$$

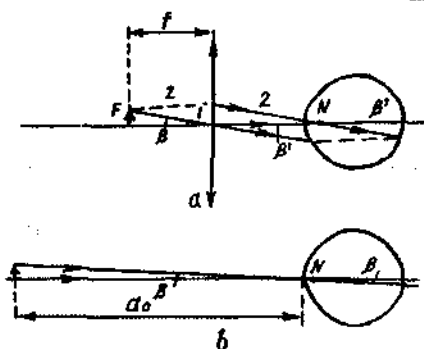
bu yerda *B* — buyumning chiziqli o'lchovi. (26.10)ni hisobga olib, lupaning kattalashtirishini topamiz:

$$G = \beta' / \beta a_0 / f . \quad (26.11)$$

Bundan kattalashtirish formulasi, lupaning doimiy kattaligi *f* ning eng yaxshi ko'rish masofasi a_0 bilan ancha shartli bo'lgan kattalik bilan bog'langanini ko'ramiz. Yaqindan ko'ruvchi ko'z uchun $a_0 < 25$ sm, uzoqdan ko'ruvchi ko'z uchun $a_0 > 25$ sm, shuning uchun bitta lupaning kattalashtirishi yaqindan ko'ruvchi ko'z uchun uzoqdan ko'ruvchi ko'z nikidan ko'ra kamroq bo'ladi.

Akkomodatsiya vaqtidagi kuchlanish ko'zni juda charchatgani uchun unga qisqa muddatdagina yo'l qo'yish mumkinligini nazarda tutib, lupa bilan ishlaganda, buyumni fokal tekislikda joylashtirib, ko'zni esa lupaga yaqin tutishni tavsiya etish lozimdir.

Lupalar bir yoki bir necha linzalardan yasaladi. Lupaning kattalashtirishi uning konstruksiyasiga bog'liq va u 2 dan 40–50 gacha o'zgaradi. 10 karra kattalashtiruvchi lupalar eng ko'p tarqalgandir.



26.14- rasm.

26.7-§. BIOLOGIK MIKROSKOPNING OPTIK SISTEMASI VA TUZILISHI

Ko'p marta kattalashtirish uchun, lupa sifatida qisqa fokusli linzalardan foydalanish kerak [(26.11) ga qarang]. Biroq bunday linzalar katta emas, ularning ancha katta aberratsiyalar xos bo'lib, bu xol lupaning kattalashtirishiga chek qo'yadi.

Ko'p marta kattalashtirishni qo'shimcha linzalar sistemasi yordamida hosil qilingan buyumning haqiqiy tasvirini ko'rish bilan amalga oshirish mumkin. Mikroskop ana shunday qurilmadir; bu holda lupani okulyar, qo'shimcha linza yoki linzalar sistemasini esa — obyektiv deb ataladi.

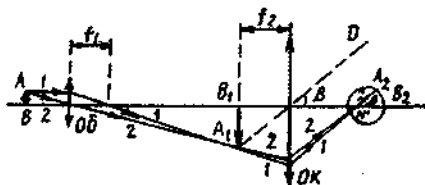
Ko'z zo'riqmasligi uchun obyektiv hosil qilgan tasvirni okulyarning fokal tekisligi bilan moslashtirishga harakat qilinadi. 26.15- rasmda obyektivi okulyar yig'uvchi linzalardan iborat bo'lgan mikroskopda va ko'zda nurlar yo'li ko'rsatilgan.

Ob — obyektiv linzasi hosil qilgan AB buyumning A_1B_1 tasvirini yupqa linzada tasvir yasash qoidasiga muvofiq topamiz; bosh optik o'qqa parallel bo'lgan 1 nur, linzada sinib, fokusdan o'tib ketadi. 2 nur linza markazidan sinmasdan o'tadi; A_1B_1 okulyarning oldingi fokal tekisligida joylashgan.

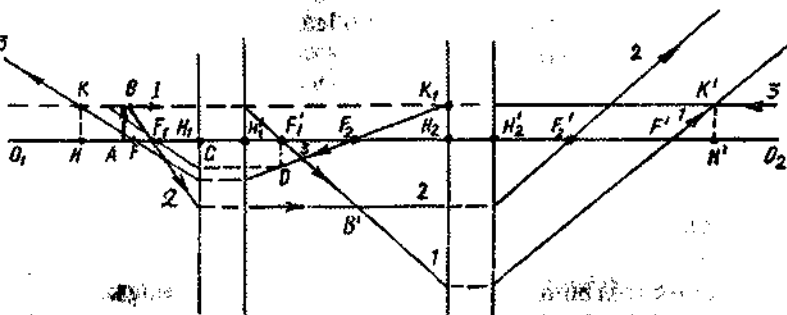
1 va 2 nurlar OK okulyar linzasiga yetib, unda sinadi. Bu nurlarning okulyarda singandan keyingi yo'llarini ko'rsatish uchun quyidagich mulohaza yuritamiz.

Fokal tekislikning biror nuqtasidan (masalan, A) chiquvchi barcha nurlar linzada singandan so'ng bir-biriga parallel bo'lib tarqalishi kerak. A_1 nuqtadan

linza markazi orqali A_1D nurni o'tkazamiz; 1 va 2 nurlar okulyarda singandan so'ng ko'z bilan uchrashguncha A_1D ga parallel holda davom etadi. 1 nur ko'zning birlashgan tugun nuqtasidan o'tsin va shuning uchun ham sinmasdan to'r pardaning A_2



26.15- rasm.



26.16- rasm.

nuqtasiga yetib boradi. Xuddi shu nuqtaga 2 nur ham fokuslanadi. Ko'zning to'rt pardasida AB buyumning A_2B_2 tasvirini olamiz.

Hozirgi zamon optik mikroskoplarida obyektiv va okulyar optik sistemani tashkil etuvchi linzalar sistemasidan iborat (26.16- rasm). Bunday sistemaning obyektivi va okulyarining bosh tekisliklari rasmda alohida qilib ko'rsatilgan, o'rab olgan muhit bir xil sindirish ko'rsatkichiga ega. AB buyumning B nuqtasidan keluvchi 1 va 2 nurlar obyektiv hosil qiluvchi tasvir shakllanadigan B' nuqtada kesishadi. 2 nur okulyarga, bosh optik o'qqa parallel bo'lib tushadi, shuning uchun fokus F_2' dan o'tadi. 1 va 2 nurlar fokal tekislikning bitta nuqtasidan „chiqqani“ uchun okulyarda singanidan keyin ular o'zaro parallel bo'ladi.

Mikroskopning bosh nuqtalarini va fokuslarini yagona markazlashgan optik sistema sifatida ko'rsatish mumkin. Buyumlar fazosidagi 1 nur bosh optik o'qqa parallel bo'lgani uchun, u tasvirlar fazosida optik o'qqa orqa fokus F_1 da kesadi. Tegishli bosh tekisliklarda joylashgan nuqta va uning tasviri bosh optik o'qdan bir xil uzoqlikda yotishi shartiga asosan bosh nuqtalarni va tekisliklarni topamiz.

Chizmani qalash-tirmaslik maqsadida oldingi bosh tekislikning K nuqtasini shunday tanlaymizki, bu nuqtadan optik o'qqa parallel bo'lib tarqalgan nur buyumlar fazosida 1 nur bilan ustma-ust tushsin. Orqa fokal tekislikda joylangan o'nga qo'shma nuqta K' ni u 1 nur ustida yotadi va bosh optik o'qdan K nuqta kabi uzoqlikda yotadi degan shartdan topamiz K' ni bosh optik o'qqa proyeksiyalab, orqadagi bosh nuqta ni olamiz.

Oldingi bosh nuqtani topish uchun K' nuqtadan bosh optik o'qqa parallel qilib 3 nurni yo'naltiramiz. U F_2' nuqtadan obyektivning orqa bosh tekisligi bilan kesishguncha davom etadi. Bu nurning obyektivning oldinigi bosh tekisligidan chiqqandan keyingi yo'nalishini aniqlash uchun qo'shimcha yasashni bajaramiz: fokal tekislikda yotgan D nuqtadan bosh optik o'qqa parallel qilib DC nurni o'tkazamiz, u F_1 fokusdan o'tishi kerak, 3 nur esa CF_1 ga parallel holda o'tadi. 3 nurning bosh optik o'q bilan kesishishi mikroskopning oldingi fokusi F ni beradi, 1 nur bilan kesishishi esa oldingi bosh tekislikda yotgan K nuqtaning vaziyatini beradi; H mikroskopning oldinigi bosh nuqtasi.

Bu holda fokuslarning bosh nuqtalar orasida joylashganini ta'kidlab o'tamiz. Buyum va tasvir fazolari muhitining sindirish ko'rsatkichlari bir xil bo'lgani uchun (26.6) ga asosan fokus masofalari faqat ishoralari bilan farqlanadi: $f = -f'$.

Mikroskopning fokus masofasini aniqlaymiz: ΔKHF va ΔCH_1F_1 , shuningdek, $\Delta F_1'F_2$ va $\Delta K_1H_2F_2$ ning o'xshashligidan

$$|KH|/|HF| = |CH_1|/|H_1F_1| \text{ yoki } |KH|/f = |CH_1|/f_1 \quad (26.12)$$

$$|K_1H_2|/|H_2F_2| = |DF_1|/|F_1'F| \text{ yoki } |K_1H_2|/f_2 = |CH_1|/\Delta \quad (26.13)$$

ga ega bo'lamiz, bu yerda f_1 — obyektivning fokus masofasi, f_2 — okulyarning fokus masofasi, Δ — obyektivning orqa fokusi bilan okulyarning oldingi fokusi orasidagi masofa bo'lib, unga tubusning optik uzunligi deyiladi. (26.12)ni (26.13) ga bo'lib va $KH = K_1H_2$ ekanini hisobga olib, $f_2 : f_1 = \Delta f_1$ ga ega bo'lamiz, bundan mikroskopning fokus masofasi

$$f = f_1 f_2 = \Delta \quad (26.14)$$

Umumiy (26.11) formula mikroskop uchun ham to'g'ri bo'lgani uchun, u holda

$$F = \beta^1 / \beta = \Delta a_2 (f_1 f_2) \quad (26.15)$$

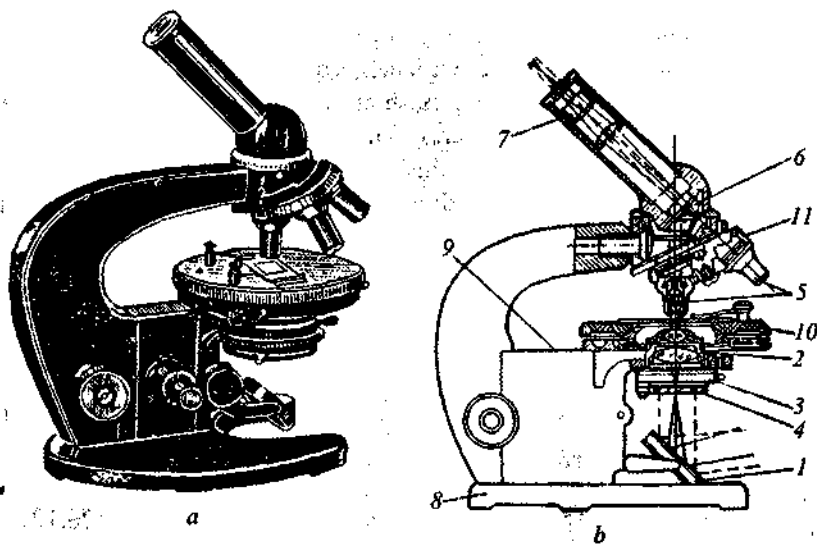
Shunday qilib, mikroskopning kattalashtirilishi tubus optik uzunligi bilan eng yaxshi ko'rish masofasi ko'paytmasining obyektiv va okulyar fokus masofalari ko'paytmasiga nisbatiga teng.

(26.15) formulani ikki ko'paytuvchining ko'paytmasi sifatida ifodalash mumkin:

$$G_{ok} = \alpha_0 / f_2 \text{ va } G_{ob} = \Delta / f_1, \quad (26.16)$$

bu yerda G_{ok} — okulyarning kattalashtirishi, G_{ob} — obyektivning kattalashtirishi.

26.17-rasmda MBR-1 biologik mikroskopning umumiy ko'rinishi (a) va sxemasi (b) ko'rsatilgan. Uning asosiy qismlari: 8 — asosi, 9 — mikrometrik mexanizml quti, 10 — buyum kursichasi, 11 — revolyer, 5 — obyektivlari bilan, 2 — kondensor va 7 — okulyar. Optik sistema ikki qismdan: yoritgich va kuzatkichdan iborat. Yoritgich qismiga 1 — ko'zgu, 3 — iris aperturali diafragma ega kondensor va 4 — olib



26.17- rasm.

qo'yiladigan yorug'lik filtri kiradi; kuzatgich qismiga — mikroskop tubusi ichida birlashtirilgan obyektiv; 6 — prizma va okulyar kiradi.

Yorug'lik manbaidan keluvchi nurlar dastasi ko'zguga tushadi, undan diafragma qaytadi, kondensator va tekshiriluvchi preparat orqali o'tib, so'ngra obyektivga tushadi.

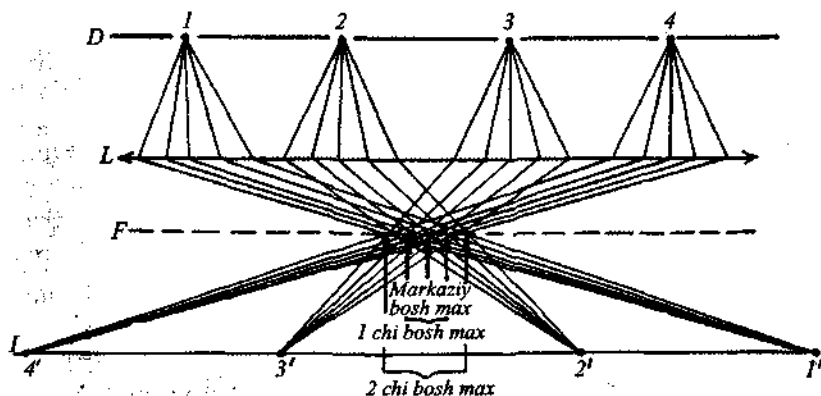
26.8-§. MIKROSKOPNING AJRATA OLISH QOBILIYATI VA FOYDALI KATTALASHTIRISH. ABBE NAZARIYASI HAQIDA TUSHUNCHA

(26.15) formuladan f_1 va f_2 ni tegishli tanlab olish bilan mikroskop kattalashtirishi istalganicha katta bo'ladi, degan xulosa chiqarish mumkin. Biroq amalda mikroskop bilan ishlovchi biologlar, vrachlar va boshqa mutaxassislar 1500–2000 martadan ortiq kattalashtirishlardan juda kam foydalanishadi. Bu holning sababani aniqlash uchun „ajratilish chegarasi“, „ajrata olish qobiliyati“ va „mikroskopning foydali kattalashtirishi“ degan tushunchalar bilan tanishib chiqamiz.

Ajratilish chegarasi — jismning ajratila olinadigan ikki nuqtasi orasidagi eng kichik masofa, ya'ni mikroskop bilan qaralganda alohida ikki nuqtadek bo'lib ko'rinishi.

Ajrata olish qobiliyati deganda, odatda mikroskopning ko'rilayotgan jism mayda detallari tasvirini ayrim-ayrim qilib ko'rsata olishiga aytiladi. Bu ajratilish chegarasiga teskari bo'lgan kattalikkidir. Mikroskopning ajrata olish qobiliyati yorug'likning to'lqin xossalari bilan bog'lanadi, shuning uchun ajratilish chegarasiga doir ifodalarni difraksiyon hodisalarni nazarda tutgandagina olish mumkin.

Mikroskopning ajrata olish qobiliyatining E.Abbe taklif qilgan difraksiyon nazariyasini ko'rib chiqaylik.



26.18- rasm.

Shaffof jism yoritilganda, mikroskopga obyekt sochgan (difraksiyalangan) yorug'lik tushadi. Eng sodda jism sifatida difraksion panjara — strukturasi ancha aniq bo'lgan obyekt olinadi.

Panjara D (26.18- rasm) to'rtta (1—4) tirqishdan iborat deylik. Har bir tirqishdan ikkilamchi to'liqlar tarqaladi, rasmda bunday to'liqlarning har birkul beshtadan bo'lgan nurlarining yo'li ko'rsatilgan. L — linzaning optik o'qiga baxil burchak ostida tushuvchi ikkilamchi to'liqlar F fokal tekislikda yig'iladi. Agar qo'shni tirqishlardan chiqqan va bir xil burchakka og'dirilgan ikkilamchi to'liqlar ayirmasi butun son to'liq uzunliklariga teng bo'lsa, u holda F tekislik ustida nuqtalar bilan belgilangan joylarda, asosi maksimumlar (markaziy, 1-, 2 maksimum) paydo bo'ladi. Linzaning fokal tekisligida hosil bo'ladigan manzara birlamchi tasvir deb ataladi. U jism haqida muayyan axborot bersada, biroq umumiy qabul qilingan ma'nodagi tasvir hisoblanmaydi. Tasvirning o'zi yoki ikkilamchi tasvir (1—4) har bir tirqishdan keluvchi ikkilamchi to'liqlarning tekislikda kesishgan vaqtida hosil bo'ladi. Ikkilamchi tasvir birlamchi tasvirdan keyin hosil bo'ladi, shuning uchun u jism to'g'risida birlamchidan ko'ra ko'proq axborotga ega bo'la olmaydi.

Optik qurilmalarda, shu jumladan, mikroskopda ham yorug'lik dastalari hamisha chegaralangan bo'ladi, shuning uchun buni buyum tasvirining buzilishiga qanday ta'sir etishini bilish, nurlarning qancha minimal miqdori buyum haqida to'g'ri axborot berish qobiliyatiga ega bo'lganini bilish muhimdir.

Bosh maksimumlar markaziy maksimumga nisbatan juft holda simmetrik joylanadi va muayyan darajada bir-birini takrorlaydi. Markazdan bir tomonda yotgan maksimumlar to'plami, markazdagi bilan birgalikda buyum haqida to'g'ri axborot berish uchun kifoya. Demak, markazning ikkinchi tomonida joylashgan maksimumlardan keluvchi nurlarni ekranlash faqat jism tasvirining ravshanligini kamaytiradi.

Toq bosh maksimumlardan keluvchi nurlarni F tekislikda ekranlash vaqtida ikkinchi bosh maksimumga birinchisining rolini, to'rtinchisiga ikkinchisining va hokazo rolini o'ynashga obyektiv sharoit tug'iladi, ya'ni tasvir (24.29) davri ikki marta kamroq bo'lgan difraksion panjaranikidek bo'ladi.

Markaziy maksimum har xil davrli panjaralar uchun umumiy strukturaga ega bo'ladi va demak, buyumning alohida xususiyatlari to'g'risidagi axborotga ega bo'lmaydi. Shuning uchun, nurlarni faqat markaziy maksimumdan o'tkazib, qolganlarining barchasi ekranlanadigan bo'lsa, u holda buyumning (panjaraning) tasviri shakllanmaydigan bo'ladi.

F tekisligida har xil chegaralangan yorug'lik dastalari bilan shu xildagi tajribalarni Abbe o'tkazgan. Uning aniqlashiga ko'ra, ikkilamchi tasvirning buyumga mos bo'lishi uchun hech bo'lmaganda markaziy va bosh maksimumlarning birinchilardan bittasining nurlari birlamchi tasvirdan o'tib, davom etishlari lozim.

Real holda yorug'lik buyumdan mikroskopning obyektivigacha qandaydir konus shaklida tarqaladi (26.19- *a* rasm), mazkur konus, *burchakli apertura* optik sistemaga kiruvchi konussimon yorug'lik dastasining chetki nurlari orasidagi u burchak bilan xarakterlanadi*. Chegaraviy holda, Abbe nazariyasiga muvofiq konussimon yorug'lik dastasining chetki nurlari, markaziy (nolinch) va 1- bosh maksimumlarga to'g'ri keluvchi nurlar bo'ladi (26.19- *b* rasm). Bu vaqtda buyum (panjara)ga nur $u/2$ burchak ostida tushadi, birinchi difraksion maksimum uchun ham xuddi shunday burchak bo'ladi. $\beta = u/2$ va $\alpha = -u/2$ deb hisoblab, (24.39) formuladan quyidagini olamiz:

$$2c \sin(u/2) = \lambda \quad (26.17)$$

Ko'rib chiqilgan buyum (panjara) modelida ajratish chegarasi z o'rnida struktura elementi difraksion panjaraning doimiysi c ni qabul qilish lozim, ya'ni ko'rsatilgan β va α da $z = c$ (26.17) dan

$$2c \sin(u/2) = \lambda \quad (26.18)$$

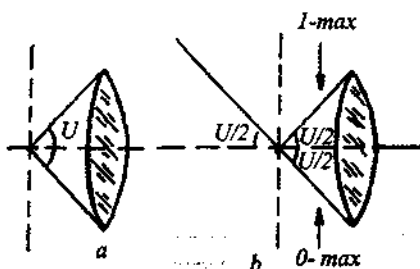
ni topamiz yoki $\lambda = \lambda_0$ ni hisobga olib va $A = n \sin(u/2)$ ni kiritib,

$$z = 0,5\lambda_0 / A \quad (26.19)$$

ga ega bo'lamiz, bu yerda A *sonli apertura*, n — buyum bilan obyektiv linza orasidagi muhitning sindirish ko'rsatkichi.

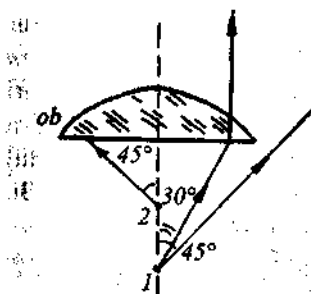
(26.19) formuladan ko'rinishicha, mikroskopning ajratish chegarasini kamaytirish usullaridan biri — kichik to'lqin uzunligidagi yorug'likdan foydalanishdir. Shu munosabati bilan ultrabifnafsha mikroskop ishlatiladi, bunday mikroskopda mikroobyektlar ultrabinasha nurlarida tekshiriladi. Bunday mikroskopning prinsipial optik sxemasi oddiy mikroskoplar sxemasiga o'xshashdir. Ularning asosiy farqi, birinchidan, ultrabinafsha yorug'lik uchun shaffof bo'lgan optik qurilmalardan foydalanish va ikkinchidan, tasvirning qayd etilishining alohida xususiyatlaridir. Ko'z bu nurlanishni bevosita qabul qila olmagan uchun fotoplastinkalarda luminescent ekranlar yoki elektronoptik almashtirgichlar ishlatiladi (yettinchi bo'limga qarang).

Mikroskopning ajratish chegarasini kamaytirishning ikkinchi usuli sonli aperturani kattalashtirishdir, bu obyektiv bilan jism orasidagi muhitning sindirish ko'rsatkichini oshirish bilan yoki apertur

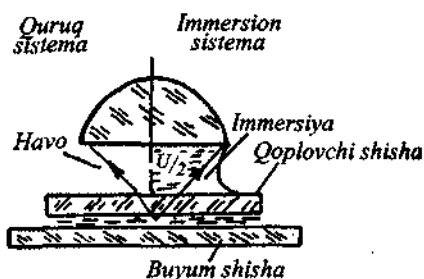


26.19- rasm.

*Mikroskopning obyektivi yorug'lik oqimini juda kuchli ravishda chegaralaydi, ya'ni apertur diafragma bo'ladi deb tasavvur etiladi.



26.20- rasm.



26.21- rasm.

burchakni kattalashtirish bilan amalga oshirilishi mumkin. Oddiy sharoitlarda (havo) sindirish ko'rsatkichi birga teng. Burchak $u/2$ esa katta qiymatlarga teng bo'lishi nazariy jihatdan 90° gacha bo'lishi mumkin. Agar bu burchak juda katta bo'lsa, birinchi maksimum nurlari obyektivga kirmasligi mumkin. Masalan, 26.20- rasmda burchak ostida 1 nuqtadan chiquvchi nurlarning obyektiv Ob ichiga kirolmaganligi ko'rsatilgan. Bu nurlar obyektivga kira olishi uchun buyumni obyektivga yaqinlashtirish, masalan, 2 nuqtaga qo'yish kerak. Biroq linza bilan buyum orasidagi masofani ixtiyoriy ravishda o'zgartirish mumkin emas, u har bir obyektiv uchun o'zgaras bo'lib, buyumni yaqinlashtirish mumkin emas.

Mikroskopning qoplovchi shishasi bilan obyektiv orasidagi fazoga qo'yilgan maxsus suyuq modda — immersiya yordamida sonli aperturani kattalashtirish mumkin. Immersion sistemalarda „quruq“ sistemalardagiga ko'ra kattaroq apertur burchak hosil qilinadi (26.21- rasm). Immersiya sifatida suvdan ($n = 1,33$) kedr yoki ($n = 1,515$), monobromnaftalin ($n = 1,66$) va boshqalardan foydalaniladi. Har bir immersiya uchun maxsus obyektiv hisoblab moslanadi va uni faqat shu immersiya bilan ishlatish mumkin.

Zamonaviy mikroskoplarda $u/2$ burchakning maksimal qiymati 70° ga etadi. Bu burchak yordamida maksimal sonli aperturalar va minimal ajratilish chegaralari hosil qilinadi (26- jadval).

26- jadval

	A	z, mkm
Quruq sistema	$0,94 \cdot 1 = 0,94$	0,30
Suvli immersiya	$0,94 \cdot 1,33 = 1,25$	0,22
Yog'li immersiya	$0,94 \cdot 1,515 = 1,43$	0,19

* Dalillar obyekt ustiga qiya tushgan yorug'lik va ko'z uchun eng seziluvchan bo'lgan 0,555 mkm uzunlikdagi to'lqinlarga nisbatan keltirilgan.

Obyektning yoritilish sharoiti mikroskopning ajrata olish qobiliyatiga ta'sir qiladi, buni biologik tekshirishlarda hisobga olish ahamiyatga ega. Tashqi qobiq strukturasi yoritish imkoniyatiga qarab o'zgargani sababli tekshiruchi-biologlar buni diatomeyaning har xil turlariga tegishli deb qarashgani ma'lum. 26.22- rasmda obyektning yoritilishi har xil bo'lganligi uchun to'la ajratilgan (a) va qisman ajratilgan (b) ko'rinishlari berilgan.

Okulyar mikroskopning ajrata olish qobiliyatiga mutlaqo ta'sir etmasligini, u faqat obyektiv bergan tasvirni kattalashtirishini uqtirib o'tamiz.

26.19- formuladan foydalanib, mikroskopning foydali kattalashtirishini baholaymiz.

Agar buyumning o'lchovlari ajratilish chegarasi z ga teng bo'lsa, uning tasviri o'lchovlari z^1 bo'lsa va bu tasvir ko'zdan uning eng yaxshi ko'rish masofasida joylashgan bo'lsa, u holda mikroskopning kattalashtirishi

$$F = z^1 / z$$

ga teng bo'ladi. Bu formulaga (26.19) dan z ni qo'ysak,

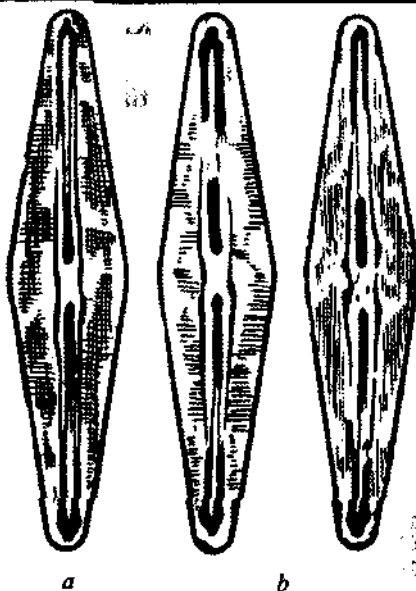
$$G = Az^1 / 0,5\lambda_0 \quad (26.20)$$

ni hosil qilamiz. Chegaraviy holda, normal ko'z buyumda oralaridagi burchakli masofaga l^1 teng bo'lgan ikki nuqtani ajrata oladi (26.4- §ga qarang). Ko'rishda qulay ajratishlik, burchak 2 dan 4 gacha bo'lgan oraliqqa mos kelganda yoki z^1 ning qiymatlari (eng yaxshi ko'rish masofada) 140 dan 280 *mkm* ga teng bo'lgan vaqtda yuz beradi, deb hisoblanadi. Ularni, shuningdek, $\lambda_0 = 0,555$ *mkm* ni (26.20) formulaga qo'yib, mikroskopning foydali kattalashtirish qiymatlari intervalini topamiz:

$$500 < A < G < 1000A \quad (26.21)$$

Bunday kattalashtirishlar foydali hisoblanadi, chunki ularda ko'z mikroskop ajrata oladigan obyektning barcha struktur elementlarini ko'ra oladi.

Yog'li immersion sistemaning sonli aperturasi $A = 1,43$ ni (26.21) ga qo'yib, unday mikroskopning foydali kattalashtirishlari uchun $700 < G < 1400$ tengsizlikni olamiz.



26.22- rasm.

26.9-§. OPTIK MIKROSKOPIYANING BA'ZI BIR MAXSUS USULLARI

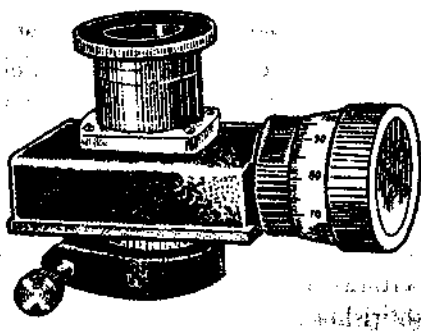
Mikroskopik obyektlar o'lchovlarini mikroskop yordamida o'lchash. Buning uchun ustiga shkala darajalari chizilgan doiraviy shisha plastinkadan iborat okulyar mikrometr ishlatiladi. Mikrometr obyektivdan olingan tasvir tekisligida o'rnatiladi. Okulyar orqali qaralganda obyekt va shkala tasvirlari ustma-ust tushadi, natijada o'lchanuvchi kattalikka shkala bo'yicha qancha masofa to'g'ri kelganini hisoblab olish mumkin. Shkala bo'yicha hisoblash hali obyektning kattaligini (o'lchovlarini) bermaydi, chunki shkala bilan ustma-ust tushgan tasvir buyumning o'lchoviga teng emas. Okulyar mikrometr bir bo'linmasining qiymatini topish kerak, buning uchun shkalasining darajalari 0,01 mm dan bo'lgan obyekt mikrometr ishlatiladi. Obyekt mikrometrni buyum sifatida qarab, birgina ko'rish maydoniga ikki shkalani — obyekt va okulyar shkalalarini ustma-ust tushirib, okulyar mikrometr bo'linmasining qiymati aniqlanadi.

Obyekt mikrometri o'rnida o'lchovi ma'lum bo'lgan istalgan preparatni yoki tibbiyot o'lchashlarida qo'llaniluvchi Goryayev sinash kamerasini ham ishlatish mumkin.

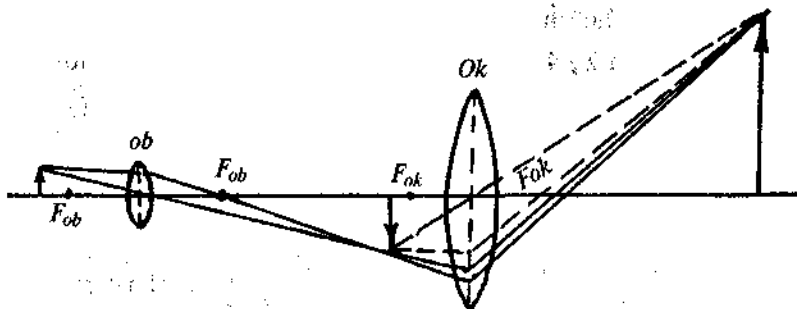
Hozirgi vaqtda okulyarli-vintli mikrometr keng qo'llaniladi, uning tashqi ko'rinishi 26.23- rasmda tasvirlangan. Bu asbob okulyar o'rnida joylashtiriladi. Vint aylantirilganda ko'ndalang kesuvchi chiziqning siljishi mikrometr darajalari ulushlarini sanashga imkon beradi. Okulyar-vintli mikrometr dastlab darajalanishi kerak.

Mikroproyeksiya va mikrofotografiya. Mikroskopik tasvirning shakllanishi odam ishtiroki bilan bo'ladi va ko'zda haqiqiy tasvir hosil bo'lishi bilan tugaydi. Oddiy mikroskopning o'zi haqiqiy tasvir hosil qilmaydi, biroq fotosuratga olish (mikrofotografiya) uchun yoki mikroskopik tasvirni ekranga proyeksiyalash uchun haqiqiy tasvir olinadigan bo'lishi kerak. Buning uchun obyektiv Ob beradigan tasvirni okulyar Ok ning fokus masofasidan uzoqroqqa joylashtirish lozim (26.24- rasm).

Fazoviy kontrast usuli. Shaffof obyekt orqali o'tuvchi yorug'lik to'lqini-ning intensivligi deyarli o'zgar olmaydi, biroq fazoda obyekt qalinligiga va sindirish ko'rsatkichiga bog'liq bo'lgan o'zgarishlar sodir bo'ladi. Shu ma'noda shaffof obyektlar *defazolovchi obyektlar* deb ataladi. Bunday obyektlarning detallarini oddiy usul bilan ko'rish mumkin emas. Biologik tadqiqotlarda bunday obyektlar ba'zan bo'yaladi, biroq bu holda ularning xossalari va yashovchanligi o'zgarishi mumkin.



26.23- rasm.



26.24- rasm.

Defazalovchi obyektlar detallarini ko'rish uchun F.Sernike fazoviy kontrast usulini taklif qildi.

Obyekt, sindirish ko'rsatkichi n ga teng bo'lgan bir jinsli shaffof muhit 1 dan iborat bo'lsin, uning ichida esa shaffof qirishma 2, masalan, sindirish ko'rsatkichi n_1 ga teng bo'lgan bakteriya bor bo'lsin (26.25- rasm).

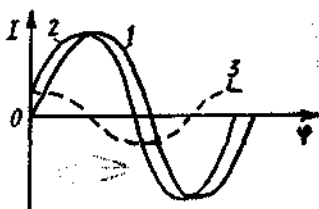
Yorug'likning yassi parallel dastasi tushganda uning bir qismi shaffof obyekt orqali o'tadi va L linza yordamida fokal tekislik F ning kichik bir Φ qismida fokuslanadi, qolgan qismi esa bir jinsli bo'lmagan moddalarda difraksiyalanadi va linza yordamida 1 tekislikning A nuqtasida to'planadi.

1 tekislikdagi yorug'lik tebranishlarning fazaviy tarkibi intensivlik — faza koordinatalarida grafik ravishda 26.26- rasmda ko'rsatilgan, 1 egri chiziq obyekt orqali difraksiyasiz o'tgan to'g'ri chiziq yorig'likka mos, 2 egri chiziq obyekt tomonidan difraksiyalangan yorug'likka tegishlidir. Agar $n_1 > n_2$ bo'lsa, bunday egri chiziq faza bo'yicha orqada qoladi, bu hol rasmda ko'rsatilgan. 2 egri chiziqni ikki to'lqin yig'indisi kabi tasvirlash mumkin. Ulardan biri (1) obyektдан difraksiyalanmay o'tadi, ikkinchisi (3) sindirish ko'rsatkichi bo'lgan bakteriyada difraksiyalanish natijasi bo'ladi. 3 egri chiziqni grafik usulda 2 egri chiziq ordinatalaridan 1 egri chiziq odinatalarini ayirish bilan topish mumkin.

Ko'z 1 tekislikda 1 va 2 to'lqinlarni ajrata olmaydi, chunki ularning intensivliklari bir xil, fazalar farqini esa ko'z ajrata olmaydi (26.25- rasmga qarang). Fazaviy relyefni amplituda relyefiga almashtirish zarur.

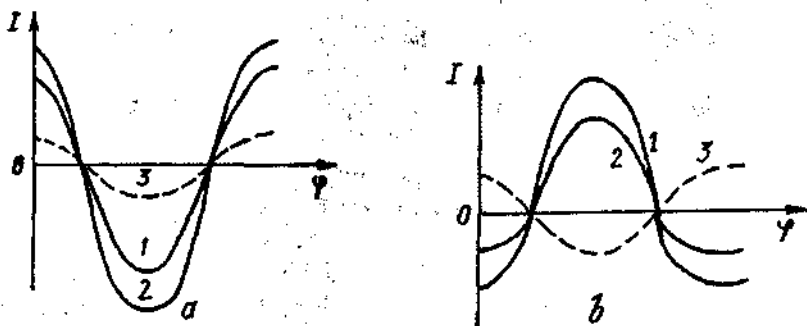


26.25- rasm.



26.26- rasm.

26.26- rasmdan ko'rinishicha, 3 to'liqin faza bo'yicha 1 to'liqiga nisbatan $\pi/2$ ga siljigan, bu $\lambda/4$ ga teng optik yo'l ayirmasiga mos keladi. Agar 1 to'liqinning fazasi ga o'zgartirilsa, u holda 1 va 3 to'liqlar yo bir xil fazada (26.27- a rasm) yoki qarama qarshi fazada (26.27- b rasm) bo'lib qoladi. 2 egri chiziqni 1 va 3 egri chiziqlar ordinatalarining yig'indisi kabi grafik usulda topamiz. Bu holda rasmdan ko'rinishicha, 1 va 2 to'liqlar intensivliklari (amplitudalari) bo'yicha farqlanadi, shuning uchun bir jinsli yorug'lik maydonidagi bakteriyani ko'z ko'radi.



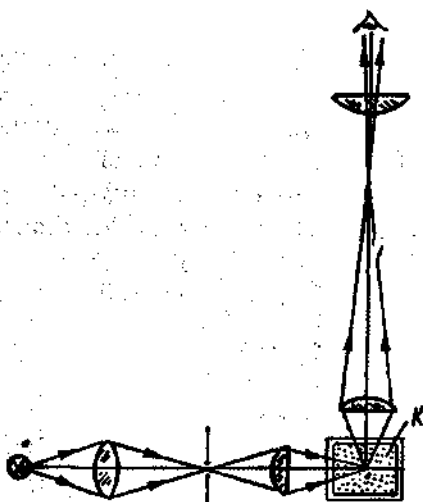
26.27- rasm.

1 to'liqin F tekislikda (26.25-rasmga qarang) kichkina uchastkadan o'tgani uchun bu joyga kichik doiraviy plastinka Φ (fazaviy plastinka) ni qo'yib, to'liqin fazasini o'zgartirish mumkin. Ba'zan fazaviy plastinka 1 to'liqinni qisman

yutadigan materialdan yasaladi, bu holda bakteriya kontrasti yanada ko'proq kuchayadi, chunki to'liqlar 1 va 2 amplitudalarining ayirmasi kattalashgan bo'ladi.

Fazaviy kontrast qurilmalar (plastinkalar, kondensatorlar) odatda mikroskoplarning qo'shimcha moslamalari sifatida komplektlanadi.

Ultramikroskopiya. Bu o'lchamlari mikroskopning ajrata olish chegarasidan tashqarida yotgan zarrachalarni payqash usulidir. Bu usulda ishlovchi mikroskoplarga ultramikroskoplar deyiladi. Ularda yondan (qiya) yoritish amalga oshiriladi, shu tufayli submikroskopik zarrachalar



26.28- rasm.

qorong'i fonda yorug' nuqtalar kabi ko'rinadi; zarrachalarning tuzilishini ko'rish qiyin.

Ultramikroskopning prinsipial optik sxemasi 26.28- rasmda tasvirlangan. Manbadan chiqqan yorug'lik chap tomondan aerezollarning, gidrozollarning va shunga o'xshashlarning mayda zarrachalari mavjud bo'lgan kyuveta K ga tushadi, kuzatish yuqoridan olib boriladi.

Bu sul o'Ichovlari 2 mkm gacha bo'lgan zarrachalarni qayd etishga imkon beradi, undan jumladan, sanitariya-gigiyena maqsadlarida havo tozaligini aniqlash uchun foydalaniladi.

26.10-§. TOLALI OPTIKA VA UNING TIBBIYOT ASBOBLARIDA ISHLATILISHI

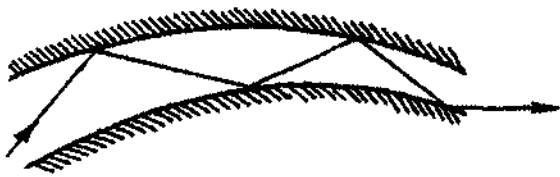
Linzalar, ko'zgular, prizmalar, yassi parallel plastinkalar kabilar yorug'lik dastasini shakllovchi optik sistemaning an'anaviy elementlaridir. Asrimizning 50- yillaridan boshlab bu elementlarga yorug'likni kanallar bo'yicha tarqalish qobiliyatiga ega bo'lgan yorug'lik o'tkazgichlar deb ataluvchi tolali optika detallari qo'shildi.

Optikaning yorug'lik va tasvirni yorug'lik o'tkazgichlar bo'yicha uzatishni ko'rib chiquvchi bo'limiga tolali optika deyiladi. Ba'zan bu termin bilan tolali optika detallari va asboblarning o'zi ham ataladi.

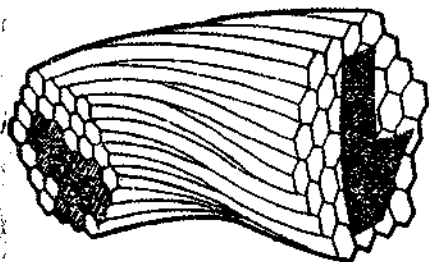
Tolali optika to'la ichki qaytish hodisasiga asoslangan. Yorug'lik atrofi kam sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan modda bilan o'ralgan shaffof tola ichiga kirgach, ko'p marta qaytadi va mazkur tola bo'yicha tarqaladi (26.29- rasm). To'la ichki qaytish vaqtida qaytish koeffitsiyenti nisbatan katta (0,9999 tartibida) bo'lgani uchun energyaning yo'qotilish sababini, asosan, yorug'likni tolaning ichki moddasi yutishi deb bilish mumkin. Masalan, spektrning ko'rinish sohasida uzunligi 1 m bo'lgan tolada 30–70% energiya yo'qoladi.

Katta yorug'lik oqimlarini uzatish va yorug'lik o'tkazgich sistemasining egiluvchanligini saqlash uchun ayrim tolalardan dastalar (jgutlar) yorug'lik yo'llagichlar (svetovodlar) to'planadi. 26.30- rasmda yorug'lik yo'llagich sxematik ravishda ko'rsatilgan, tolalar xaotik joylashgani uchun 1 raqamining tasviri buzilgan.

Yorug'lik yo'llagichlardan tibbiyotda ikki masalani hal qilish uchun foydalaniladi: yorug'lik energiyasini — ichki bo'shliqlarni asosan sovuq yorug'lik bilan yoritish uchun uzatish va tasvirni uzatish. Birinchi hol uchun yorug'lik yo'llagichdagi



26.29- rasm.



26.30- rasm.

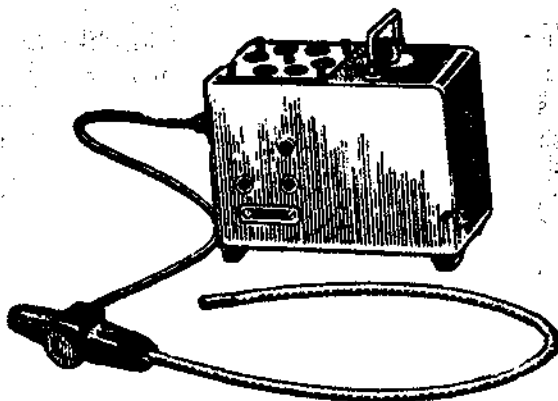
ayrim tolalarning joylanish vaziyatlari ahamiyatga ega emas, ikkinchi hol uchun yorug'lik yo'llagich tolalarining kirish va chiqishidagi vaziyatlari bir xilda bo'lishining ahamiyati katta.

Mavjud tibbiyot apparatlarini takomillashtirishda tolali optikaning ta'sirini ko'rsatuvchi yaqqol misol-ichkl bo'shliqlarni (oshqozon, to'g'ri ichak va b.) ko'rish uchun ishlatiladigan

maxsus asbob — endoskopdir. Endoskop ikki asosiy qismdan: yorug'lik manbai va ko'rish qismidan iborat. Tolali optikadan foydalanish natijasida quyidagi imkoniyatlar tug'iladi: birinchidan, lampa yorug'ligini yorug'lik yo'llovchi yordamida organ ichiga yuborish, avvalgi konstruksiyadagi endoskoplarda yorug'lik manbai bevosita bo'shliq ichiga kiritilib, organ ichida noxush qizishlarni vujudga keltirar edi, ana shu hol yo'qotildi; ikkinchidan, eng asosiysi tolali optika sistemalarining egiluvchanligi qattiq endoskoplardagidan ko'ra bo'shliqning ko'proq qismini ko'rish imkonini beradi.

26.31- rasmda tolali gastrooskop ko'rsatilgan. Uning yordamida oshqozon ichini vizual ko'rishdan tashqari, diagnostika maqsadlari uchun kerak bo'ladigan suratlarni ham olish mumkin. Tibbiyotning ana shu talablari tolali optikaning rivoj topishiga sabab bo'ldi. Yorug'lik yo'llagichlar yordamida ichki a'zolarda shishlarni davolash maqsadlarida lazer nurlanishlarini yuborish mo'ljallanmoqda.

Pirovardida odam ko'zining to'r pardasi taxminan $130 \cdot 10^6$ toladan iborat a'lo tashkil qilingan tolali optika sistemasi ekanligini ta'kidlab o'tamiz. Ehtimol, bu hozirgi vaqtda mavjud tolali optika sistemalaridan eng murakkabidir.



26.31- rasm.

Yigirma yettinchi bob

JISMLARNING ISSIQLIK NURLANISHI

Moddaning elektromagnit to'liqlar nurlashi atom va molekular ichidagi jarayonlar tufayli vujudga keladi. Energiya manbai, demak, yorug'lanish turi ham har xil bo'lishi mumkin: televizor ekrani, kunduzgi yorug'lik lampasi, cho'g'lanma lampa, chiriyotgan daraxt, yaltiroq qurt va hokazo.

Odam ko'ziga ko'rinadigan va ko'rinmaydigan ko'p xilli elektromagnit to'liqlardan barcha jismlarga taalluqli bo'lgan bittasini ajratish mumkin. Bu isitilgan jismlarning nurlanishi yoki issiqlik nurlanishidir. U absolut noldan yuqori bo'lgan har qanday temperaturada vujudga keladi, shuning uchun uni barcha jismlar chiqaradi. Jismning temperaturasiga bog'liq bo'lgan holda, nurlanishing intensivligi va spektral tarkibi o'zgaradi, shuning uchun issiqlik nurlanishini ko'z hamisha yorug'lanish kabi qabul qilavermaydi.

27.1-§. ISSIQLIK NURLANISHINING XARAKTERISTIKALARI. QORA JISM

Yorug'lik tebranishlari davridan ancha kattaroq bo'lgan vaqt davomidagi nurlanishning o'rtacha quvvati nurlanish oqimi Φ deb qabul qilinadi. SI sistemasida vatlarda (Vt) o'lchanadi.

1 m² sirtidan chiqayotgan nurlanish oqimiga energetik yorituvchanlik R deyiladi. Uning SI sistemasidagi o'lchov birligi — kvadrat metriga Vatt (1 Vt/m²). Isitilgan jism turli uzunlikdagi elektromagnit to'liqlarni nurlaydi. λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha bo'lgan to'liq uzunliklarining kichik bir intervalini ajratamiz. Bu intervalga mos energetik yorituvchanlik interval kengligiga proporsionaldir:

$$dR_\lambda = r_\lambda d\lambda \quad (27.1)$$

bu yerda r_λ — jism energetik yorituvchanligining spektral zichligi bo'lib, u spektrning tor uchastkasi energetik yoritilganligi bilan shu uchastka kengligining nisbatiga teng (Vt/m³).

Energetik yorituvchanlik spektral zichligining to'liq uzunligi bilan bog'lanishiga jismning nurlanish spektri deyiladi.

(27.1) ni integrallab, jismning energetik yorituvchanligining ifodasini olamiz:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_\lambda d\lambda \quad (27.2)$$

(Bo'lishi mumkin bo'lgan barcha issiqlik nurlanishlarini hisobga olish uchun integrallash chegaralari oshirib olingan).

Jismning nurlanish energiyasini yutish qobiliyati yutish koeffitsiyenti bilan xarakterlanib, u berilgan jism yutgan nurlanish oqimining unga tushgan nurlanish oqimiga nisbatiga teng:

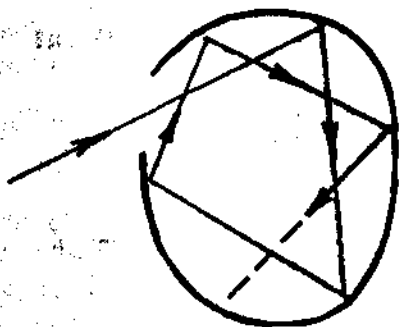
$$\alpha = \Phi_{yut} / \Phi_{tush} \quad (27.3)$$

Yutilma koeffitsiyenti to'liq uzunligiga bog'liq bo'lgani uchun (27.3) monoxromatik nurlanish oqimlari uchun yozildi, bu holda mazkur nisbat monoxromatik yutilish koeffitsiyentini bildiradi:

$$\alpha_{\lambda} = \Phi_{yut}(\lambda) / \Phi_{tush}(\lambda)$$

(27.3) dan yutilish koeffitsiyentlarining qiymatlari 0 dan 1 gacha bo'lishi mumkinligi kelib chiqadi. Ayniqsa, qora rangdagi jismlar: qora qog'oz, gazlamalar, duxoba, qorakuya, platina kukuni va shunga o'xshashlar nurlanishni yaxshi yutadi: oq yoki ko'zgu sirtli jismlar esa yomon yutadi.

Barcha chastotalar uchun yutilish koeffitsiyenti birga teng bo'lgan jismlarga *qora jismlar* deyiladi. Bunday jism ustiga tushgan nurlarning hammasini yutadi.



27.1- rasm.

Tabiatda qora jismlar yo'q, bu tushuncha — fizik abstraksiyadir. Yopiq noshaffof bo'shliq devoridagi kichkina teshik absolut qora jism modeli bo'la oladi (27.1- rasm). Bu teshikka tushgan nur, devorlardan ko'p marta qaytgach, deyarli to'la yutiladi. Kelgusida xuddi ana shu modelni absolut qora jism o'rnida qabul qilamiz.

Yutilish koeffitsiyenti birdan kichik va ustiga tushuvchi yorug'lik to'liqining uzunligiga bog'liq bo'lmagan jism kulrang jism deyiladi.

Tabiatda kulrang jismlar yo'q, biroq ba'zi jismlar muayyan intervaldagi to'liq uzunliklarini kulrang jismlar kabi nurlaydi va yutadi. Masalan, infraqizil spektr sohasida yutilish koeffitsiyenti taxminan 0,9 bo'lgan odam tanasini ba'zan kulrang deb hisoblaydilar.

27.2-§. KIRXGOF QONUNI

Energetik yorutuvchanlikning spektral zichligi bilan jismlarning monoxromatik yutilishi koeffitsiyenti orasida muayyan bog'lanish mavjudligini quyidagi misolda tushuntirish mumkin.

Yopiq adiabat qobiq ichida temperaturalari bir xil bo'lgan ikkita har xil jism termodinamik muvozanatda turibdi. Jismlar holati o'zgarmas bo'lgani uchun ularning har biri bir xil miqdorda energiya nurlaydi va yutadi. Har bir jism nurlanishining spektri uning yutgan elektromagnit to'lqinlarining spektriga to'g'ri kelishi kerak, aks holda termodinamik muvozanat buzilgan bo'lar edi. Bu, jismlardan biri qandaydir to'lqinlarni, masalan, qizillarini boshqasiga nisbatan ko'proq chiqarsa, u ana shunday nurlarni ko'proq yutishi kerakligini anglatadi.

Nurlanish bilan yutilish orasidagi miqdoriy bog'lanishni 1859- yilda G.Kirxgof aniqlagan edi:

bir xil temperaturada energetik yorituvchanlik spektral zichligining monoxromatik yutilish koeffitsiyentiga nisbati istalgan jismlar uchun, shular qatorida absolut qora jism uchun har bir xildir (*Kirxgof qonuni*) ya'ni:

$$\left(\frac{r_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \right)_2 = \dots = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{1} \quad (27.4)$$

bu yerda ε_{λ} absolut qora jism energetik yorituvchiligining spektral zichligi (qavslar yonidagi indekslar: 1, 2 va hokazo jismlarni belgilaydi). Kirxgof qonuni quyidagi shaklda ham yozilishi mumkin:

$$r_{\lambda} / \alpha_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} \quad (27.5)$$

Istalgan jism energetik yorituvchanlik spektral zichligining uning mos monoxromatik yutish koeffitsiyentiga nisbati shu temperatradagi absolut qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligiga teng: (27.5) dan yana bir ifoda topamiz.

$$r_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \varepsilon_{\lambda} \quad (27.6)$$

$\alpha_{\lambda} < 1$ bo'lgani uchun, (27.6) dan kelib chiqishicha istalgan jism energetik yorituvchanligining spektral zichligi shu temperatura absolut qora jism energetik yorituvchanligining spektral zichligidan kichikdir. Absolut qora jism boshqa bir xil sharoitlarda issiqlik nurlanishining eng intensiv manbai bo'ladi.

(27.6) dan ko'rishicha, agar jism biror nurlarni yutmasa ($\alpha_{\lambda} = 0$) u ularni chiqarmaydi ham ($r_{\lambda} = 0$).

Kirxgofning (27.6) qonunidan foydalanib va eksperimentdan absolut qora jism spektri $\varepsilon_{\lambda} = f(\lambda)$ ekanini hamda jism monoxromatik yutilish koeffitsiyentining to'lqin uzunligi bilan bog'lanishi $\alpha_{\lambda} = f(\lambda)$ ekanini bilib, jismlarning nurlanish spektri $r_{\lambda} = f(\lambda)$ ni topish mumkin.

27.3-§. ABSOLUT QORA JISMNING NURLANISH QONUNLARI

Absolut qora jismning nurlanishi tutash spektrga ega. Har xil temperaturalar uchun nurlanish spektrlarining grafiklari 27.2- rasmda keltirilgan. Bu eksperimental egri chiziqlardan qator xulosalar chiqarish mumkin.

Energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumi mavjud bo'lib, temperaturaning ortishi bilan u qisqa to'liqlar tomon siljiydi.

(27.2) ga asosan qora jismning energetik yorituvchanligi R_e ni egri chiziq va absissalar o'qi bilan chegaralangan yuza sifatida topish mumkin yoki

$$R_e = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} d\lambda \quad (27.7)$$

Energetik yorituvchanlik qora jism isigani sari ortib borishi 27.2- rasmdan ko'rinib turibdi.

Absolut qora jism energetik yorituvchanligining spektral zichligini to'liq uzunligi va temperaturaga bog'lanishini eksperiment qiymatiga mos keluvchi nazariya uzoq topilmadi. Buni 1900- yili Plank bajardi.

Klassik fizikada jismning nur chiqarishi va yutishi uzluksiz jarayon deb qaralar edi. Plank ana shu asosiy fikrlar haqiqiy bog'lanishni topishga imkon bermaydi, degan xulosaga keldi. U absolut qora jism energiyani uzluksiz emas, balki diskret (uzlukli) porsiyalarda — kvantlarda nurlatadi va yutadi, degan farazni bayon etdi. Nurlanuvchi jismni energiyasi faqat $h\nu$ ga karrali kattalikka o'zgarishi mumkin bo'lgan ostsillyatorlar* to'plami deb tasavvur etib, Plank quyidagi formulani keltirib chiqardi:

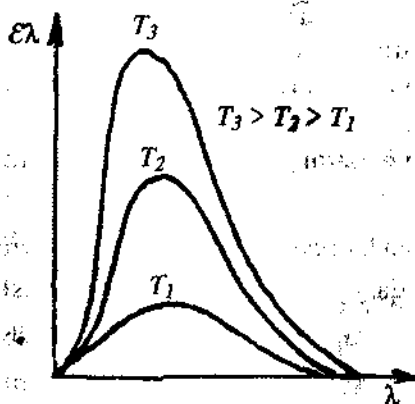
$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{2\pi hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1} \quad \text{yoki} \quad \varepsilon_{\lambda} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{hc/(k\nu)} - 1} \quad (27.8)$$

(h — Plank doimiysi, c — yorug'likning vakuumdagi tezligi, k — Boltsman doimiysi), bu formula 27.2- rasmda tasvirlangan eksperimental egri chiziqdarni juda yaxshi bayon etadi.

(27.6) va (27.8) ga asosan kulrang jismning nurlanish spektri quyidagi bog'lanish bilan ifodalaniishi mumkin:

$$\varepsilon_{\lambda} = \alpha \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1}, \quad (27.9)$$

bu yerda α — kulrang jismning yutilish koeffitsiyenti.



27.2- rasm.

* Ostsilyator — tebranib turuvchi istalgan fizik sistema.

(27.8) formuladan Plankning asos soluvchi ishlaridan ilgariroq aniqlangan qonunlarni olish mumkin. (27.8) ni nazarda tutib, (27.7) formula bo'yicha absolut qora jismning energetik yorituvchanligini hisoblaymiz:

$$R_e = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 [e^{hc/(kT\lambda)} - 1]}$$

O'zgaruvchilarni almashtirib: $hc/(kT\lambda) = x$, ushbuni yozamiz.

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

Isbot qilmasdan $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ ekanini ko'rsatamiz. (27.9- a) da

doimiylardan iborat ko'paytiruvchini y bilan belgilab.

$$\sigma = \frac{2\pi^5 R^4}{15h^3 c^2} \approx 5,6696 \cdot 10^{-8} \text{ Vt}/(\text{m}^3 \cdot \text{k}^4) \quad (27.10)$$

ni topamiz. Eng oxirida

$$R_e = \sigma T^4 \quad (27.11)$$

ga ega bo'lamiz.

Bu *Stefan—Boltsman qonunidir*: absolut qora jismning energetik yorituvchanligi uning absolut temperaturasining to'rtinchi darajasiga proporsionaldir. σ kattalik *Stefan—Boltsman doimiysi* deyiladi.

Kulrang jismlar uchun

$$R_e = \int_0^{\infty} \alpha \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{[e^{hc/(kT\lambda)} - 1]} = \alpha \sigma T^4 \quad (27.12)$$

Stefan-Boltsman qonunini sifat jihatdan turli jismlarda namoyish qilish mumkin (pech, elektropitka, metall g'ola va hokazo); ular isigani sari yana ham ko'proq intensivlikdagi nurlanish sezilib boradi.

(27.8) shaklida yozilgan ϵ_λ funksiya

$$d\epsilon/d\lambda = 0 \quad (27.13)$$

shart bajarilganda ekstremumga ega. Bundan *Vinning siljish qonunini topamiz*:

$$\lambda_{\max} = b/T \quad (27.14)$$

bu yerda λ_{\max} — absolut qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi, $b = 0,28978 \cdot 10^{-2}$ m. K — Vin doimiysi. Bu qonun kulrang jismlar uchun ham bajariladi.

27.3-§. ABSOLUT QORA JISMNING NURLANISH QONUNLARI

Absolut qora jismning nurlanishi tutash spektrga ega. Har xil temperaturalar uchun nurlanish spektrlarining grafiklari 27.2- rasmda keltirilgan. Bu eksperimental egri chiziqlardan qator xulosalar chiqarish mumkin.

Energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumi mavjud bo'lib, temperaturaning ortishi bilan u qisqa to'lqinlar tomon siljiydi.

(27.2) ga asosan qora jismning energetik yorituvchanligi R_e ni egri chiziq va absissalar o'qi bilan chegaralangan yuza sifatida topish mumkin yoki

$$R_e = \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} d\lambda \quad (27.7)$$

Energetik yorituvchanlik qora jism isigani sari ortib borishi 27.2- rasmdan ko'rinib turibdi.

Absolut qora jism energetik yorituvchanligining spektral zichligini to'lqin uzunligi va temperaturaga bog'lanishini eksperiment qiymatiga mos keluvchi nazariya uzoq topilmadi. Buni 1900- yili Plank bajardi.

Klassik fizikada jismning nur chiqarishi va yutishi uzluksiz jarayon deb qaralar edi. Plank ana shu asosiy fikrlar haqiqiy bog'lanishni topishga imkon bermaydi, degan xulosaga keldi. U absolut qora jism energiyani uzluksiz emas, balki diskret (uzlukli) porsiyalarda — kvantlarda nurlatadi va yutadi, degan farazni bayon etdi. Nurlanuvchi jismni energiyasi faqat $h\nu$ ga karrali kattalikka o'zgarishi mumkin bo'lgan ostsillyatorlar* to'plami deb tasavvur etib, Plank quyidagi formulani keltirib chiqardi:

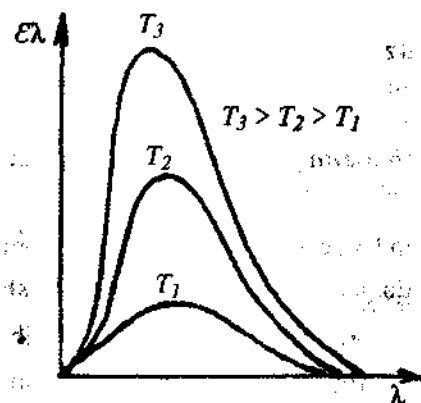
$$\epsilon_{\lambda} = \frac{2\pi hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1} \text{ yoki } \epsilon_{\lambda} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{hc/(k\nu)} - 1} \quad (27.8)$$

(h — Plank doimiysi, c — yorug'likning vakuumdagi tezligi, k — Boltsman doimiysi), bu formula 27.2- rasmda tasvirlangan eksperimental egri chiziqnlarni juda yaxshi bayon etadi.

(27.6) va (27.8) ga asosan kulrang jismning nurlanish spektri quyidagi bog'lanish bilan ifodalanishi mumkin:

$$\epsilon_{\lambda} = \alpha \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1}, \quad (27.9)$$

bu yerda α — kulrang jismning yutilish koeffitsiyenti.



27.2- rasm.

* Ossiлятор — tebranib turuvchi istalgan fizik sistema.

(27.8) formuladan Plankning asos soluvchi ishlaridan ilgariroq aniqlangan qonunlarni olish mumkin. (27.8) ni nazarda tutib, (27.7) formula bo'yicha absolut qora jismning energetik yorituvchanligini hisoblaymiz:

$$R_e = 2\pi hc^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 [e^{hc/(kT\lambda)} - 1]}.$$

O'zgaruvchilarni almashtirib: $hc/(kT\lambda) = x$, ushuni yozamiz.

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Isbot qilmasdan $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ ekanini ko'rsatamiz. (27.9- a) da

doimiylardan iborat ko'paytiruvchini y bilan belgilab.

$$\sigma = \frac{2\pi^5 R^4}{15h^3 c^2} \approx 5,6696 \cdot 10^{-8} \text{ Vt}/(\text{m}^3 \cdot \text{k}^4) \quad (27.10)$$

ni topamiz. Eng oxirida

$$R_e = \sigma T^4 \quad (27.11)$$

ga ega bo'lamiz.

Bu *Stefan—Boltsman qonunidir*: absolut qora jismning energetik yorituvchanligi uning absolut temperaturasining to'rtinchi darajasiga proporsionaldir. σ kattalik *Stefan—Boltsman doimiysi* deyiladi.

Kulrang jismlar uchun

$$R_e = \int_0^\infty \alpha \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{[e^{hc/(kT\lambda)} - 1]} = \alpha \sigma T^4 \quad (27.12)$$

Stefan-Boltsman qonunini sifat jihatdan turli jismlarda namoyish qilish mumkin (pech, elektroplitka, metall g'ola va hokazo); ular isigani sari yana nam ko'proq intensivlikdagi nurlanish sezilib boradi.

(27.8) shaklida yozilgan ϵ_λ funksiya

$$d\epsilon/d\lambda = 0 \quad (27.13)$$

shart bajarilganda ekstremumga ega. Bundan *Vinning siljish qonunini topamiz*:

$$\lambda_{\max} = b/T \quad (27.14)$$

bu yerda λ_{\max} — absolut qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi, $b = 0,28978 \cdot 10^{-2}$ m. K — Vin doimiysi. Bu qonun kulrang jismlar uchun ham bajariladi.

Vin qonuni oddiy kuzatishlarda namoyon bo'lishi ma'lum. Uy haroratida jismlarning issiqlik nurlanishi asosan infraqizil sohaga to'g'ri keladi, uni odam ko'zi sezmaydi. Agar harorat ko'tarilsa, jism to'qqizil yorug'lik bilan yorug'lana boshlaydi, harorat juda yuqori bo'lganda esa — havorang tusli oq yorug'lik bilan yorug'lanadi, jismning isitilganligini sezish kuchayib boradi.

Stefan-Boltsman va Vin qonunlari jismlar nurlanishini o'lchash bilan ularning haroratini aniqlashga imkon beradi (optik pirometriya).

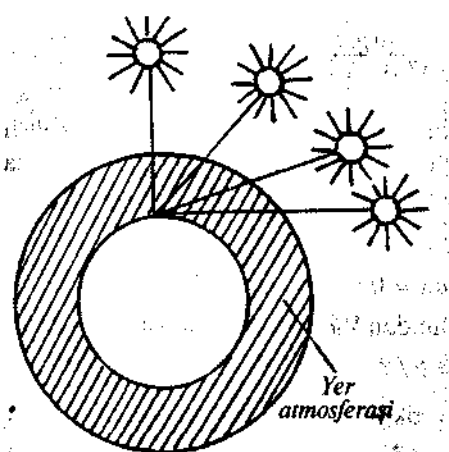
27.4-§. QUYOSH NURLANISHI. DAVOLASH MAQSADLARIDA ISHLATILUVCHI ISSIQLIK NURLANISHI MANBALARI

Yer yuzida hayotni ta'minlovchi eng kuchli issiqlik nurlanish manbuli Quyoshdir.

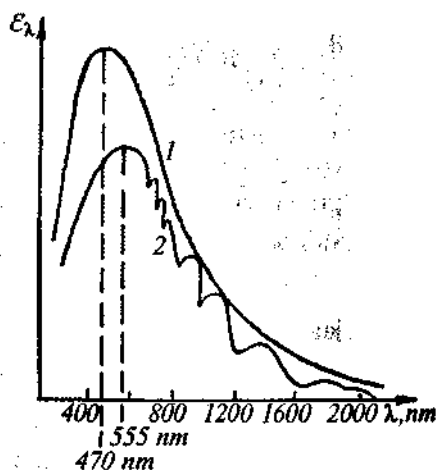
Yer atmosferasi chegarasidagi 1 m^2 yuzga birligiga to'g'ri keluvchi quyosh radiatsiyasining oqimi 1350 Vt ni tashkil etadi. Bu kattalik *Quyosh doimiyi* deyiladi.

Horizontga nisbatan Quyosh turgan balandlikka ko'ra atmosferada Quyosh nurlarining yurgan yo'li ancha katta chegaralarda o'zgaradi. Maksimal farqlanishi 30 martaga teng (27.3- rasm; atmosfera chegarasi shartli ravishda ko'rsatilgan). Hatto eng qulay sharoitlarda ham Yer sirtining yuziga 1120 Vt ga teng bo'lgan Quyosh radiatsiyasi yetib keladi. Moskvada Quyoshning turishi eng yuqori bo'lgan iyul oyida bu qiymat faqatgina 900 Vt/m^2 ga etadi. Kunning boshqa vaqtlariki atmosferadagi yo'qolishlar bundan ham katta bo'ladi.

Atmosferada radiatsiyaning zaiflanishi uning spektral tarkibining o'zgarishi bilan birga ro'y beradi. 27.4- rasmda Quyosh turishi eng yuqori bo'lgan holda, nurlanishining Yer atmosferasi chegarasidagi (1 egri chiziq) va Yer yuzasidagi



27.3- rasm.



27.4- rasm.

(2 egri chiziq) spektri ko'rsatilgan, 1 egri chiziq absolut qora jismning spektriga yaqin, uning maksimumi 470 Nm to'liq uzunligiga mos, bu Vin qonuniga asosan Quyosh sirtidagi haroratni aniqlashga imkon beradi — u 6100°K ga teng. 2 egri chiziq bir necha yutilish chiziqlariga ega, uning maksimumi 555 Nm yaqinida joylashgan.

To'g'ri Quyoshdan keluvchi radiatsiya intensivligi avtinometr yordamida o'lchanadi.

Uning ishlash prinsipi Quyosh radiatsiyasi ta'sirida qoraytirilgan jismlar sirtlarining isib ketishidan foydalanishga asoslangan.

Savinov-Yanishevskiy termoelektrik aktinometrining radiatsiyani qabul qiluvchi qismi tashqi tomonidan qoraytirilgan yupqa kumush 1 diskdir. Diskka elektrik izolatsiyalangan holda 2 termoelementlar payvandlari ulangan, boshqa 3 payvandlar aktinometr korpusining ichidagi mis halqaga (rasmda ko'rsatilmagan) ulangan va radiatsiyadan to'silgan. Quyosh radiatsiyasi ta'siri ostida termobatareyada o'lchanuvchi radiatsiyaning oqimiga proporsional bo'lgan elektr toki paydo bo'ladi. (15.6- paragrafga qarang).

Dozalangan quyosh radiatsiyasidan Quyosh yordamida davolashda (gelioterapiyada), shuningdek tanani chiniqtirish vositasi sifatida foydalaniladi.

Davolash maqsadlarida sun'iy issiqlik nurlanish manbalaridan foydalanish mumkin: cho'g'lanma lampalar (solluks) va shtativga o'rnatilgan maxsus reflektorlarga mahkamlanuvchi infraqizil nurlagichlar (infraruj) shular jumlasidandir. Infraqizil nurlagichlar doiraviy reflektorli elektr isitgichlarga o'xshatib yasalgan. Isituvchi elementining spirali tok bilan 400–500° gacha qiziydi.

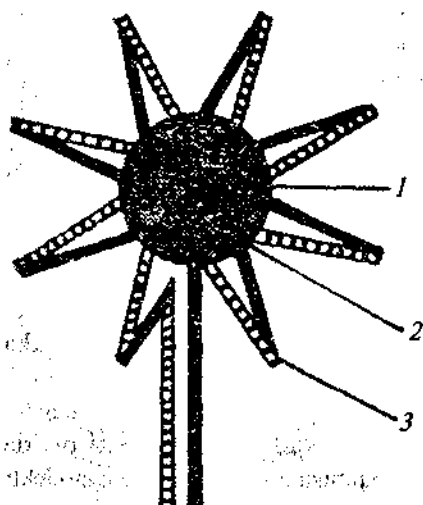
27.5-§. ORGANIZMNING ISSIQLIK BERISHI. TERMOGRAFIYA HAQIDATUSHUNCHA

Odam va boshqa issiq qonli hayvonlarning tanasi asosan organizm bilan atrofdagi muhitning issiqlik almashinuvi natijasida bo'ladigan termoregulatsiya tufayli haroratni saqlaydi. Atrofdagi muhitning harorati odam tanasi haroratidan kam deb faraz qilib, ana shunday issiqlik almashinuvining ba'zi xususiyatlarini ko'rib chiqamiz.

Issiqlik almashish issiqlik o'tkazuvchanlik, konveksiya, bug'lanish va nur chiqarish (yutish) vositasida ro'y beradi.

Berilayotgan issiqlik miqdorining yuqorida sanalgan jarayonlar o'rtasida qanday taqsimlanishini ko'rsatish qiyin, hatto mumkin ham emas, chunki u organizmning holati (harorati, emotsional holat, harakatchanlik va hokazo) atrof-muhitning holati (harorat, namlik, havo harakati va shunga o'xshash), kiyim (material, forma, rang, qalinlik) kabi ko'p omillarga bog'liq.

Biroq o'rta iqlimda yashovchi va uncha jismoniy yuklanishi bo'lmagan shaxslar uchun taqribiy va o'rtacha baholash mumkin.



27.5- rasm.

Havoning issiqlik o'tkazuvchanligi kichik bo'lgani uchun issiqlikning bu yo'l bilan berilishi ham juda kam. Konveksiya anchagina muhim ahamiyatga ega, u faqat odatdagidek, tabiiy bo'lmay, majburiy ham bo'lishi mumkin, bunda havo isigan tanani sovitadi. Konveksiyani kamaytirishda kiyim katta ahamiyatga ega. O'rtacha iqlim sharoitida odamning 15-20% issiqlik berishi konveksiya tufayli bo'ladi.

Bug'lanish teri sirtidan va o'pka orqali yuz beradi, bunda 30% ga yaqin issiqlik yo'qotiladi.

Issiqlik yo'qotishning eng ko'p qismi (50 foizga yaqini) tananing ochiq jismlari va kiyimdan tashqi muhitga bo'ladigan nurlanishga to'g'ri keladi. Bu

nurlanishning asosiy qismi to'lqin uzunligi 4 dan 50 mkm gacha bo'lgan infraqizil diapazoniga to'g'ri keladi.

Bu yo'qotishlarni hisoblash uchun ikkita asosiy faraz qilamiz.

1. Nurlanuvchi jismlar (kishi terisi, kiyim gazlamasi)ni kulrang deb qabul qilamiz. Bu (27.12) formulani ishlatishga imkon beradi. Yutish koeffitsiyenti bilan Stefan-Boltsman doimiysining ko'paytmasini nurlanishning keltirilgan koeffitsiyenti deb ataymiz: $\delta = \alpha\delta$. U holda (27.12) quyidagicha qayta yoziladi:

$$R_e = \delta T^4 \quad (27.15)$$

Ba'zi jismlar uchun yutilish koeffitsiyenti va nurlanishning keltirilgan koeffitsiyenti quyidagi jadvalda berilgan (27-jadval).

27- jadval		
	α	$\delta, 10^{-8} \text{ Vt/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$
Ip gazlama	0,73	4,2
Jun, ipak	0,76	4,3
Odami terisi	0,90	5,1

2. Stefan-Boltsman qonunini nomuvozanat nurlanishga tatbiq etamiz, jumladan, odam tanasining nurlanishi ana shunday nurlanishga kiradi.

Agar tanasi sirtining harorati T_1 bo'lgan yalang'och odami, harorati T_0 bo'lgan xonada turgan bo'lsa, u holda uning nurlanishi orqali yo'qotgan issiqligini quyidagicha hisoblash mumkin. (27.15) formulaga muvofiq odami tanasining

yuzi S ga teng bo'lgan butun ochiq sirtidan $P_1 = S\delta T$ quvvatni nurlaydi. Shu bilan birga odam uydagi buyumlardan, devorlardan, shirdan va shu kabilardan tushuvchi nurlanishning bir qismini yutadi. Agar odam tanasining va yutiluvchi quvvatlar o'zaro teng va $P_0 = S\delta T$ bo'lur edi. Tana sirtining harorati boshqacha bo'lganda ham odam tanasi xuddi shunday qavatni yutadi. Keyingi ikki tenglikka asosan odamning atrofdagi muhit bilan o'zaro ta'sirlanishi tufayli nurlanish orqali yo'qotadigan quvvatini topamiz:

$$P = P_1 - P_0 = S\delta(T_1^4 - T_0^4).$$

Kiyingan odam uchun T_1 deganda kiyim sirtining harorati tushuniladi. Kiyimning ahamiyatini tushuntiruvchi miqdoriy misol keltiramiz.

Atrof-muhitning harorati 18°C (291 K) bo'lganda terisi sirtining harorati taxminan 33°C (306 K) bo'lgan yalang'och odam nurlanish yo'li bilan $1,5\text{ m}^2$ yuzadan har sekunda quyidagicha energiya yo'qotadi:

$$P = 1,5 \cdot 5,1 \cdot 10^{-8} (306^4 - 291^4) \text{ J / s} \approx 122 \text{ J / s}.$$

Atrofdagi muhitning xuddi shunday haroratida sirtqi harorati 24°C (yoki 297 K) bo'lgan ip gazlama kiyimdagi shu odamning har sekunda nurlanish orqali yo'qotgan energiyasi quyidagiga teng:

$$P = 1,5 \cdot 4,2 \cdot 10^{-8} (297^4 - 291^4) \text{ J / s} \approx 37 \text{ J / s}.$$

Odam tanasi energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumi Vin qonuniga muvofiq teri sirtining harorati 32°C dan taxminan $9,5\text{ mkm}$ to'liq uzunlikka to'g'ri keladi.

Energetik yorituvchanlikning haroratga kuchli bog'langanligi (termodinamik haroratning to'rtinchi darajasi) natijasida sirt haroratining hatto salgina ko'tarilishi nurlanish quvvatining shunday o'zgarishini yuzaga keltirish mumkinki, uni asboblar bilan qayd qilish imkoniyati tug'iladi. Buni miqdoriy jihatdan tushuntiramiz.

(27.15) tenglamani differensiallaymiz: $dRe = 4\delta T^3 dt$. Bu ifodani (27.15) ga bo'lib, $dRe / R = 4dT / T$ ni olamiz. Bu energetik yorituvchanlikning nisbiy o'zgarishi nurlanuvchi sirt haroratining nisbiy o'zgarishidan to'rt marta katta ekanini bildiradi. Agar odam tanasi sirtining harorati 3°C , ya'ni, taxminan 1% o'zgarsa, energetik yorituvchanlik 4% o'zgaradi.

Sog'lom kishilarda tana sirtining turli nuqtalarida haroratning taqsimlanishi yetarlicha o'ziga xosdir. Biroq yallig'lanish jarayonlari, o'smalar (shishlar) o'sha joylardagi haroratni o'zgartirishi mumkin.

Venalar harorati qon aylanish holatiga, shuningdek, oyoq-qo'llarning sovish yoki isishiga bog'liq. Shunday qilib, odam tanasi sirtidagi har xil qismlarning nurlanishini qayd qilish va ularning haroratini aniqlash diagnostika usulidir.

Termografiya deb ataluvchi bunday usul klinika amaliyotida tobora keng ravishda qo'llanilmoqda.

Termografiya mutlaqo zararsiz va kelajakda aholini ommaviy profilaktika tekshirish usuli bo'lib qolishi mumkin.

Termografiyada tana sirti haroratidagi farqni aniqlash asosan ikki usul bilan amalga oshiriladi. Birinchi holda optik xossalari haroratning kichik o'zgarishlariga juda sezgir bo'lgan suyuq kristallik indikatorlardan foydalaniladi. Bu indikatorlarni bemorning tanasiga joylashtirib, rangining o'zgarishiga qarab kuzatish bilan joydagi harorat farqini aniqlash mumkin. Ikkinchi usul texnik usul bo'lib, u teplovizorlardan foydalanishga asoslangan (27.8- §ga qarang).

27.6-§. INFRAQIZIL NURLANISH VA UNING TIBBIYOTDA QO'LLANILISHI

Ko'rinuvchi yorug'likning qizil chegarasi ($\lambda = 0,76 \text{ mkm}$) dan qisqa to'liqinli radionurlanishgacha [$\lambda = (1 - 2) \text{ m}$] bo'lgan spektral sohani egallovchi elektromagnit nurlanishga infraqizil (IQ) nurlanish deyiladi.

Spektrning infraqizil sohasi shartli ravishda yaqin (0,76–2,5 *mkm*), o'rta (2,50–50 *mkm*) va uzoq (50–2000 *mkm*) infraqizil sohalarga bo'linadi.

Isitilgan qattiq va suyuq jismlar uzluksiz infraqizil spektr chiqaradi.

Agar Vin qonunidagi λ_m o'rniga IQ — nurlanishning chegaralari qo'yilsa, u holda mos 3800–1,5 K haroratni olamiz. Bu esa oddiy sharoitlarda barcha suyuq va qattiq jismlar amalda IQ-nurlanish manbalarigina bo'lmay, balki spektrning IQ — sohasida maksimal nurlanishga ham ega bo'ladi, demakdir. Real jismlarning kulranglilardan farqlanishi xulosaning mohiyatini o'zgartirmaydi.

Harorat yuqori bo'lmaganda jismlarning energetik yorituvchanliklari kichikdir.

Shuning uchun IQ-nurlanish manbalari sifatida hali barcha jismlardan foydalanib bo'lmaydi. Shu munosabat bilan IQ-nurlanishning issiqlik manbalari bilan bir qatorda yana tutash spektr bermaydigan yuqori bosimli simob lampalaridan va lazerlardan foydalanadilar. IQ-nurlanishning eng qudratli manbai Quyoshdir. Uning 50% ga yaqin nurlanishi spektrning IQ sohasida yotadi.

IQ-nurlanishni payqash va o'lchash usullari asosan ikki gruppaga bo'linadi: issiqlik va fotoelektrik. Issiqlik priyomnigi sifatida termoelement xizmat qiladi, uning isishi elektr tokini paydo qiladi (15.6- §ga qarang). Fotoelektrik priyomniklarga fotoelementlar, elektron-optik o'zgartkichlar, fotoqarshiliklar kiradi (27.8- §ga qarang).

Maxsus modda bilan qoplangan fotoplastinkalar va fotoplyonkalar yordamida infraqizil nurlanishni payqash va qayd qilish mumkin.

Infraqizil nurlarni davolash ishlarida qo'llash ularning issiqlik ta'siriga asoslangandir. Ko'rinuvchi yorug'likka yaqin turgan qisqa to'lqinli IQ-nurlanish bilan eng yaxshi samaraga erishiladi. Davolash uchun maxsus lampalar ishlatiladi (27.4-§ ga qarang).

Infraqizil nurlar tana ichiga taxminan 20 mm chuqurlikka kiradi, shuning uchun sirtqi qatlamlar ko'proq isiydi. Terapevtik samaraga xuddi o'shanda vujudga kelgan harorat gradienti tufayli erishiladi, mazkur gradient termoregulatsiya sistemasining faoliyatini oshiradi. Nurlangan joyning ko'proq qon bilan ta'minlanishini yaxshi davolash natijalariga olib keladi.

27.7-§. ULTRABINAFSHA NURLANISH VA UNING TIBBIYOTDA QO'LLANILISHI

Ko'rinuvchi yorug'likning binafsha chegarasi ($\lambda = 400 \text{ nm}$) bilan rentgen nurlanishning uchun to'lqinli ($\lambda = 10 \text{ nm}$) qismi orasidagi spektral sohani egallovchi elektromagnit nurlanishga ultrabinafsha (UB) nurlanish deyiladi.

200 nm dan kichik sohadagi UB nurlanish barcha jismlar, shular qatorida yupqa havo qatlamlari tomonidan juda ko'p miqdorda yutiladi, shu sababdan bu soha tibbiyot uchun uncha qiziqarli emas. UB spektrning qolgan qismi shartli ravishda quyidagi uch sohaga bo'linadi: *A* (400–315 nm), *B* (315–280 nm) va *C* (280—200 nm).

Cho'g'langan qattiq jismlar yuqori haroratlarda UB nurlanishning sezilarli qismini nurlaydi. Biroq, energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumi hatto eng uzun to'lqin (0,4 mkm) uchun ham Vin qonuniga muvofiq 7000 K ga to'g'ri keladi. Amalda bu kulrang jismlarning oddiy sharoitlardagi issiqlik nurlanishi, kuchli UB nurlanishning effektli manba bo'lib xizmat qila olmasligini bildiradi. Issiqlik UB nurlanishning eng kuchli manbai Quyosh bo'lib, uning Yer atmosferasi chegarasidagi 9% nurlanishi ultrabinafsha nurlardan iboratdir.

Laboratoriya sharoitida UB-nurlanish manbalari sifatida gazlardagi va metall bug'lardagi elektr razryadlaridan foydalaniladi. Bunday nurlanish endi issiqlik nurlanish emas va u chiziqli spektrga ega

UB nurlanishni o'lchash asosan fotoelementlar, fotoko'paytirgichlar kabi fotoelektrik priyomniklar yordamida bajariladi (27.8- paragrafga qarang). Luminessensiyalanuvchi moddalar va fotoplastinkalar UB-yorug'lik indikatorlari bo'ladi.

UB nurlanish, ultrabinafsha mikroskoplar (26.8- §ga qarang) va luminescent mikroskoplarning ishlari, luminescent analiz qilish uchun (29.7-

§) zarur. Meditsinada UB nurlanishning eng asosiy qo'llanilishi, uning fotokimyoviy jarayonlarda yuz beruvchi maxsus biologik ta'siriga bog'liqligi (29.9- §ga qarang).

27.8-§. FOTOELEKTRIK EFFEKT VA UNING BA'ZI BIR QO'LLANISHLARI

Yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirlanishi vaqtida vujudga keluvchi hodisalar guruhiga fotoelektrik effekt (fotoeffekt) deyilib, u yo elektronlarni emissiyasidan (tashqi fotoeffekt), yoki moddaning elektronlari o'tkazuvchanligining o'zgarishidan, yoki elektr yurituvchi kuchning yuz berishidan (ichki fotoeffekt) iborat bo'ladi.

Fotoeffektta yorug'likning korpuskular xossalari namoyon bo'ladi. Ushbu masalani bu bobda bayon etishdan maqsad, issiqlik nurlanishining bir qator o'lchash usullari mana shu hodisaga asoslanganidadir.

Tashqi fotoeffekt gazlardagi ayrim atomlar va molekullarda (fotoionizatsiya) va kondensatsiyalangan muhitlarda kuzatiladi.

Metalldagi tashqi fotoeffekttni uch xil jarayondan: o'tkazuvchanlik elektronlari tomonidan fotoning yutilishi, buning natijasida elektronning energiyasi ortadi; elektronning jism sirtiga tomon harakatlanishi; elektronning metalldan chiqib ketishidan iborat deb tasavvur qilish mumkin. Bu jarayonni energetik jihatdan Eynshteyn tenglamasi orqali bayon etish mumkin:

$$h\nu = A + mv^2 / 2 \quad (27.16)$$

bu yerda $h\nu = \varepsilon$ — foton energiyasi, $mv^2 / 2$ — metalldan uchib chiquvchi elektronning kinetik energiyasi, A — elektronning chiqish ishi. Agar metallni monoxromatik yorug'lik bilan yoritib, nurlanish chastotasi kamaytirilsa (to'lqin uzunligi oshirilsa), uning qizil chegarasi deb ataluvchi muayyan qiymatida fotoeffekt to'xtaydi.

(27.16) ga muvofiq chegaraviy holga elektron kinetik energiyasining nolinch qiymati mos bo'ladi, u ushbu munosabatga olib keladi:

$$h\lambda_{\text{chek}} = A, \text{ yoki } \lambda_{\text{chek}} = h \cdot c / A \quad (27.17)$$

Bu ifodalar yordamida A chiqish ishi aniqlanadi. Ba'zi metallar uchun fotoeffekt qizil chegarasi va chiqish ishini keltiramiz (28-jadval)

28- jadval

	$\lambda_{\text{chek}},$	pm	$A, \text{ eB}$
Kumush	260		4,75
Rux	290		4,20
Seziy	620		2,0

Jadvaldan ko'rinishicha, „qizil chegara“ termini fotoeffekt chegarasi albatta qizil rang sohasiga to'g'ri keladi degan ma'noni bildirmaydi.

Agar yarimo'tkazgichlar va dielektrik yoritilganda foton energiyasi elektronni valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirish uchun yetarli bo'lsa, ichki fotoeffekt ro'y beradi. Kirishmali yarimo'tkazgichlarda ham elektron energiyasi uni donorli kirishma sathlaridan o'tkazuvchanlik zonasiga yoki valent zonadan akseptorli kirishma sathlariga ko'chirish uchun yetarli bo'lganda fotoeffekt kuzatiladi. Yarimo'tkazgichlarda va dielektriklarda fotoelektr o'tkazuvchanlik shunday vujudga keladi.

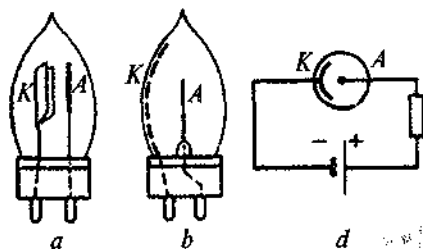
Elektronlik va kovakli yarimo'tkazgichlarning kontaktida ichki fotoeffektning qizil xili kuzatiladi. Bu holda yorug'lik ta'siri ostida elektronlar va kovaklar paydo bo'lib, ular $p-n$ o'tishning elektr maydoni tomonidan ajratiladi: elektronlar n xil yarimo'tkazgichga kovaklar esa p xil yarimo'tkazgichga ko'chadi. Bu vaqtda, kovakli va elektronli yarimo'tkazgichlar orasidagi kontakt potentsiallar ayirmasi muvozanat holdagiga nisbatan o'zgaradi, ya'ni fotoelektr yurituvchi kuch hosil bo'ladi. Ichki fotoeffektning bunday shakliga Ventil fotoeffekt deyiladi.

Undan elektromagnit nurlanish energiyasini bevosita elektr toki energiyasiga aylantirishda foydalanish mumkin.

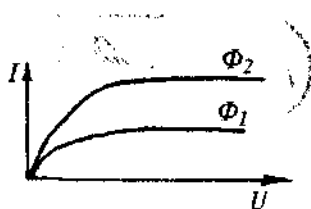
Ishlash prinsiplari fotoeffektga asoslangan elektrovakuum yoki yarimo'tkazgichli asboblarga fotoelektron asboblari deyiladi. Ulardan ba'zilarining tuzilishini ko'rib chiqamiz.

Fotoelektron asboblardan eng ko'p tarqalgan fotoelementdir. Tashqi fotoeffektga asoslangan fotoelement (27.6- *a* rasm) elektronlar manbai bo'lgan fotokatod K dan va anod A dan iborat. Butun sistema ichidan havosi so'rib olingan shisha ballon ichiga joylangan. Fotosezgir qatlamdan iborat bo'lgan fotokatod — ballon ichki sirtining biror qismiga surkalgan bo'lishi mumkin (27.6- *b* rasm) fotokatodning zanjirga ulanish sxemasi 27.6- *d* rasmda berilgan.

Vakuimli fotoelementlar uchun to'yinish rejimi ish rejimidir, bu rejimga yorug'lik oqimining turli qiymatlarida olingan volt-ampere xarakteristikasining



27.6- rasm.



27.7- rasm.

gorizontal uchastkasi to'g'ri keladi (27.7- rasm; $\Phi_2 > \Phi_1$) Fotoelementing asosiy parametri — uning sezgirligidir, sezgirlik fototok kuchining mos yorug'lik oqimiga nisbati bilan ifodalanadi. Vakuimli fotoelementlarda bu kattalik 100 *mkAlbu* qiymatga yetadi.

Fototok kuchini oshirish uchun gaz to'ldirilgan fotoelementlar ham ishlatiladi (bunday elementlar ichidagi inert gazda mustaqil bo'lmagan qorong'i razryad paydo bo'ladi) va ikkilamchi elektron emissiyasi — metall sirtini birlamchi elektronlar dastasi bilan bombardimon qilish natijasida chiquvchi elektronlar ishlatiladi. Bu esa fotoelektron ko'paytirgichlarda (FEK) ishlatiladi.

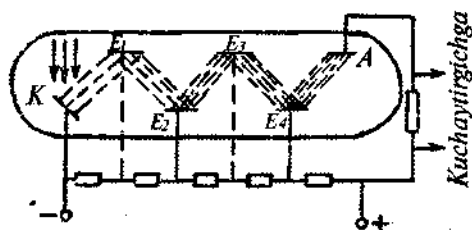
FEK sxemasi 27.8- rasmda keltirilgan. Fotokatod K ga tushuvchi fotonlar, birinchi elektrod E_1 — (dinod)ga fokuslanuvchi elektronlarni emissiyalaydi. Ikkilamchi elektron emissiyasi natijasida, bu dinoddan ungu tushuvchi elektronlardan ko'ra ko'proq elektronlar uchib chiqadi, ya'ni elektroplar ko'paygandek bo'ladi. Keyingi dinodlarda yana ko'payib borib, pirovardida elektronlar fototokka nisbatan yuz ming marta kuchaygan tok hosil qiladi.

FEK asosan kichik nur oqimlarini o'lchash uchun ishlatiladi, jumladan, ular o'ta zaif bioluminessensiyani qayd etadi, bu ba'zi biofizik tadqiqotlar uchun muhimdir.

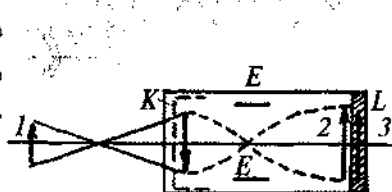
Elektron-optik o'zgartgichning (EOO) ishlash prinsipi tashqi fotoeffektga asoslangan, u tasvirni spektrning bir sohasidan ikkinchi sohasiga o'zgartirish uchun, shuningdek, tasvir ravshanligini kuchaytirish uchun ishlatiladi.

EOO'ning eng sodda sxemasi 27.9- rasmda keltirilgan. Yarimshaffof K fotokatodga proyeksiyalangan 1 obyektning yorug'lik tasviri 2 elektron tasvirga aylantiriladi, E elektrodning maydoni tomonidan tezlashtirilgan va fokuslangan elektronlar luminessent L ekranga tushadi. Bu yerda elektron tasvir katod luminessensiya tufayli qaytadan yorug'lik tasvir 3 ta aylanadi.

Tibbiyotda EOO' rentgen tasvir ravshanligini kuchaytirish uchun ishlatiladi (31.4- ga qarang), bu odamning nurlanish dozasini ancha kamaytirishga imkon beradi.



27.8- rasm.

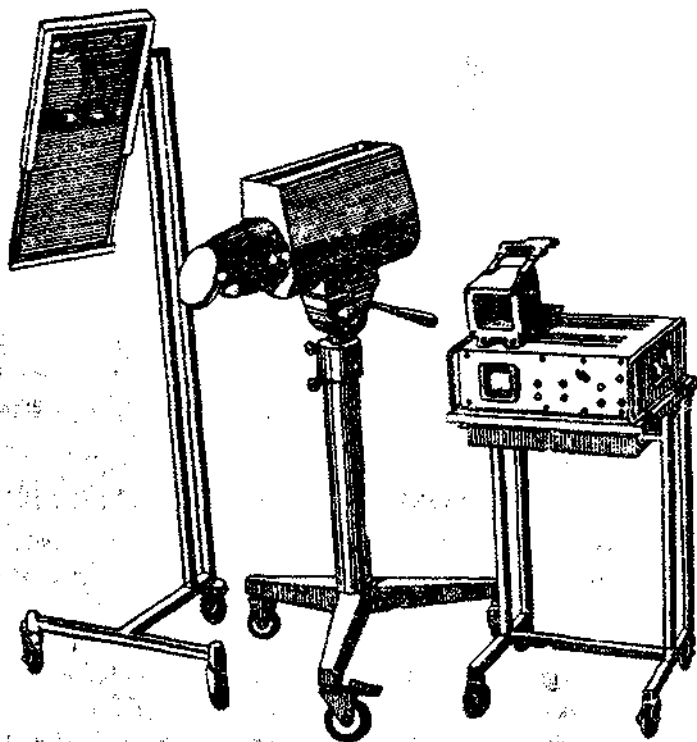


27.9- rasm.

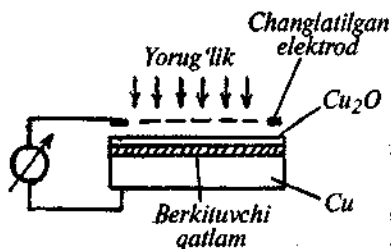
Agar EOO' dan signal yoyilgan ko'rinishda televizion sistemaga uzatilsa, u holda televizor ekranida buyumlarning „issiqlik“ tasvirini olish mumkin. Har xil teperaturaga ega bo'lgan tananing qismlari ekranda, rangli tasvirda rangi bilan yoki oqqora tasvirda yorug'ligi bilan farqlanadi. Televizor deb ataluvchi bunday sistema termografiyada ishlatiladi (27.4- §ga qarang). 27.10- rasmda teplovizor TV-03 ning tashqi ko'rinishi berilgan.

Ventilli fotoelementlar vakuumli fotoelementlardan afzallikka ega, chunki tok manbaisiz ishlaydi. Bunday elementlarning bittasi — mis (1)-oksidlisi 27.11- rasmdagi sxemada ko'rsatilgan. Elektrodlardan birining vazifasini o'tovchi mis plastinka, mis (1)-oksidning yupqa qatlam bilan qoplanadi (yarimo'tkazgich). Mis (1)-oksid ustiga metallning (masalan, oltinning) shaffof qatlami surtiladi, u ikkinchi elektrod xizmatini bajaradi. Agar fotoelement ikkinchi elektrod orqali yoritilsa, u holda elektrodlar orasida foto-E. Yu.K. paydo bo'ladi, elektrodlar ulanganda esa zanjirda yorug'lik oqimiga bog'liq bo'lgan tok o'tadi.

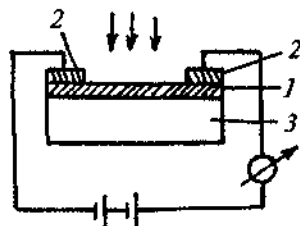
Ventil fotoelementlarning sezgirligi har lyumenga bir necha ming mikroamperga yetadi.



27.10- rasml.



27.11- rasm.



27.12- rasm.

Quyosh nurlari F.T.K. (foydali ta'sir koeffitsiyenti) 15% ga teng bo'lgan juda samarali asosida kosmik kemalar va yo'ldoshlar bortlaridagi apparatlarni ta'minlash uchun maxsus Quyosh batareyalari barpo etildi.

Fototok kuchining yoritilganlikka (yorug'lik oqimiga) bog'liq bo'lishi fotoelementlardan luksmetrlar sifatida foydalanishga imkon beradi, bu sanitariya-gigiyena amaliyotida va fotosuratga olish vaqtida ekspozitsiyani aniqlashda (ekspozimetrlarda) qo'llaniladi.

Ba'zi vintilli fotoelementlari (taliy sulfatli, germaniyli va boshqa) infraqizil nurlanishga sezgir bo'ladi, ularni isigan ko'rinmovchi jismlarni topish uchun, ya'ni ko'rish imkoniyatini kengaytirish maqsadlarida ishlatadilar. Boshqa fotoelementlar (selenli) odam ko'zinikiga yaqin bo'lgan spektral sezgirlikka ega bo'ladi, bu ularni ko'z o'rnida avtomatik sistemalarda, ko'rinuvchan yorug'lik diapazonida obyektiv priyomnik sifatida ishlatish imkonini beradi.

Fotoqarshiliklar deb ataluvchi asboblarda fotoo'tkazuvchanlik hodisasiga asoslanilgan.

Eng sodda fotoqarshiliklar (27.12- rasm) yupqa yarimo'tkazgich 1 — qatlamidan, 2 — metall elektrodlardan iborat bo'ladi; 3 — izolator. Fotoelementlardek, fotoqarshiliklar ham yorug'likning ba'zi xarakteristikalarini aniqlashga imkon beradi va avtomatik sistemalarda hamda o'lchash asboblarda qo'llaniladi.

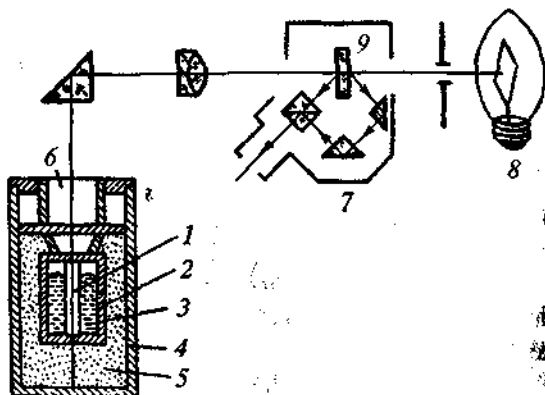
27.9-§. YORUG'LIK ETALONI. BA'ZI YORUG'LIK KATTALIKLARI

Jismlarning issiqlik nurlanishidan ko'rinuvchi yorug'lik manbai sifatida keng foydalaniladi, shuning uchun uni xarakterlovchi ba'zi kattaliklar ustida to'xtab o'tamiz.

Erishilishi mumkin bo'lgan eng yuqori aniqlikda yorug'lik kattaliklari birligini qayta tiklash uchun geometrik o'lchovlari qat'iy aniqlikda berilgan yorug'lik etaloni tatbiq qilinadi.

Uning tuzilishi sxematik ravishda 27.13- rasmda ko'rsatilgan: eritilgan toriy oksididan yasalgan 1 trubka 2 tugal ichiga o'rnatilgan, u erigan toriy oksididan

va kimyoviy toza platina bilan to'ldirilgandir; 4 toriy poroshogi 5 solingan kvardan yasalgan idish; 6 — qarash darchasi; 7 — fotometrik qurilma bo'lib, u etalon nurlagich va etalon kopiyaning plastinka 9 da hosil qiladigan yoritilganlikni baravarlash uchun xizmat qiladi; 8 — maxsus elektr cho'g'lanma lampa (etalon nusxa).



27.13- rasm.

Yorug'lik kuchi I — yorug'lik manbaining xarakteristikasi kandela (KD) bilan ifodalanadi.

Kandela 101325 Pa bosimdagi platinaning qotish haroratiga teng nurlagich haroratida to'la nurlagich kesim yuzi $1/600000 \text{ m}^2$ dan shu kesimga perpendikular yo'nalishda chiqariluvchi yorug'likning kuchidir.

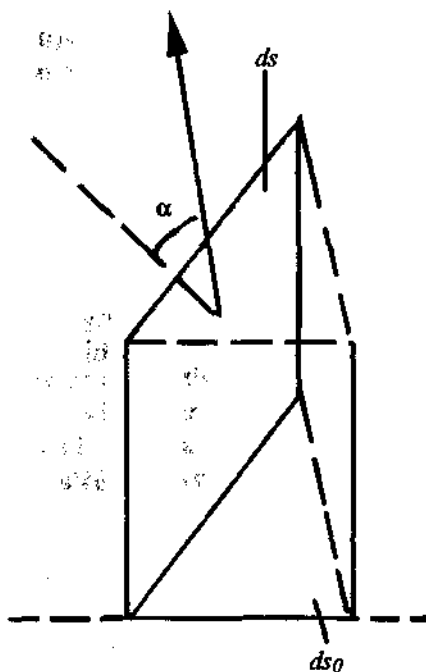
Yorug'lik oqimi Φ deb, hosil qilgan yorug'lik sezgisi bo'yicha baholanuvchi nurlanish energiyasining o'rtacha quvvatiga aytiladi.

Yorug'lik oqimining o'lchov birligi lyumen (lm) dir. Lyumen deb 1 steradian (sr) fazoviy burchakda 1 kd yorug'lik kuchi bo'lgan vaqtda nuqtaviy manbadan chiqqan yorug'lik oqimiga aytiladi:

Yorituvchanlik deb yorug'lanuvchi sirtidan chiqarilgan yorug'lik oqimining shu sirtga bo'lgan nisbatiga aytiladi:

$$R = \Phi_{\text{nur}} / S \quad (27.18)$$

Yorituvchanlik birligi Luks (LK) diru yuzi 1 m^2 bo'lib, 1 ml yorug'lik oqimini nurlovchi sirtning yorituvchanligiga teng. Nurlanishini yoki yorug'likning berilgan yo'nalishida qaytishini baholash uchun ravshanlik deb ataluvchi yorug'lik kattaligi



27.14- rasm.

kiritiladi. Ravshanlik — berilgan yo'nalishdagi elementar sirt dS ning yorug'lik kuchi dI ning shu yo'nalishga perpendikular bo'lgan tekislikdagi yorug'lanuvchi sirt proyeksiyasiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$L = \frac{dI}{dS_0} = \frac{dI}{dS \cos \alpha} \quad (27.19)$$

bu yerda α yorug'lanuvchi sirtga tushirilgan perpendikular bilan berilgan yo'nalish orasidagi burchak (27.14- rasm).

Ravshanlikning o'lchov birligi kvadrat metriga candela (kd/m^2) Yuqorida ta'riflangan shartlarga ko'ra yorug'lik etaloni $6 \cdot 10^5 \text{ kd}/\text{m}^2$ ravshanlikka mos keladi.

Ravshanliklari barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil bo'lgan manbalarga lyumbertcha manbalar deyiladi; qat'iy qilib aytganda, faqat absolut qora jismgina bunday manba bo'ladi.

Berilgan sirtga tushuvchi oqimning yoritiluvchi sirtning yuziga nisbati yoritilganlik deyiladi:

$$E = \Phi_{\text{tush}} / S \quad (27.20)$$

Gigiyenada yoritilganlikdan yoritishni baholash uchun foydalaniladi. Yoritilganlik luksmetrlarda o'lchanadi, uning ishlash prinsipi fotoeffektga asoslangan (27.8- §ga qarang).

Tabiiy yoritishni baholash va normalashni absolut birliklarda emas, balki yoritilganlik koeffitsiyentining nisbiy ko'rsatkichlari yordamida amalga oshiriladi — u bino ichida ko'rilayotgan nuqtadagi tabiiy yorug'likning, ochiq havoda, to'g'ri Quyosh nuri tushmaydigan gorizontaal yuzadagi tashqi yoritilganlikni ayni bir vaqtdagi qiymatining nisbatiga teng.

Tabiiy yoritilganlikni baholash yoritilganlik va ravshanlikni o'lchash yo'li bilan amalga oshiriladi, sun'iy yoritish darajalarini normallashtirishni esa ko'rish ishlarining xarakterini hisobga olgan holda o'tkaziladi. Yoritilganlikning yo'l qo'yilishi mumkin bo'lgan chegaralari har xil ishlar uchun yuzdan to bir necha ming luks gacha o'zgarib turadi.

VII bo'lim

ATOMLAR VA MOLEKULALAR FIZIKASI. KVANT BIOFIZIKASI ELEMENTLARI

O'tgan asrning oxirlarigacha atom bo'linmas zarracha deb hisoblanib kelindi. Biroq elektronlarning kashf etilishi va ularning barcha moddalar tarkibida mavjudligi odamlarni atom juda murakkab tuzilishga ega, degan xulosaga olib keldi.

Atomning tuzilishini tushunish uchun Rezerfordning alfa-zarrachalarning sochilishi bo'yicha o'tkazgan mashhur tajribalari hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'ldi. Atom fizikasining rivojlanishi uchun sharoitlar yaratildi.

Atom fizikasi — bu atomlar tuzilishi va holatini o'rganadigan fandır. U o'z ichiga atom nazariyasini, atom (optik) spektroskopiyasini, rentgen spektroskopiyasini, radiospektroskopiyani va boshqa masalalarni qamrab oladi.

Atom fizikasi va ayniqsa molekular fizikasi masalalari kimyo fani o'rganadigan masalalar bilan chambarchas bog'liq. Bu ikki sohani ajratib turadigan aniq bir chegara mavjud emas.

Shifokor odam organizmida sodir bo'layotgan fizikaviy-kimyoviy jarayonlarning tabiati haqida tasavvurlarga ega bo'lishi kerak. Oqibat natijada bu jarayonlar molekular darajada „kechadilar“. Shuning uchun ham bu yerda biologik sistemalarda molekularlarning energetik o'zgarishlari bilan bog'liq bo'lgan masalalar (xemilumenessensiya, fotobiologik hodisalar va boshqalar) o'rganiladi. Bu temalar kvant mexanikasi kabi umumiy nom „kvant“ biofizikasi“ degan atama ostida birlashtiriladi. Bu kursda oqsil molekularlari, nuklein kislotalar va boshqa funksional makromolekularlarning tuzilishi hamda fizikaviy-kimyoviy xossalari (molekular biofizika) o'rganilmaydi (istisno tariqasida 10.1-§ ga qarang).

Yigirma sakkizinchi bob

ZARRACHALARNING TO'LIQIN XOSSALARI. KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI

Mikrozarrachalar (elementar zarrachalar, atomlar, molekular, yadrolar) va ulardan tashkil topgan sistemalarning harakat qonunlarini bayon etish usulini ifodalovchi zamonaviy nazariya kvant mexanikasi deyiladi.

Klassik fizikaga nisbatan kvant mexanikasi tushunchalarining g'ayrioddiyligi oddiy va buzilmas bo'lib tuyulgan asosiy fizikaviy modellarning sinishi davrini boshlab berdi. Bu eng avvalo zarracha tushunchasiga va uning harakat prinsiplariga tegishlidir.

Bu bobda kvant mexanikasi haqida berilgan tushunchalardan tashqari shu nazariyaga olib kelgan g'oyalar va tajribalar haqida ham fikr yuritiladi. Elektronlarning to'liqinli xossalari asoslangan metod sifatida elektron mikroskopiya ham ko'rib chiqiladi.

28.1-§. DE-BROYL GIPOTEZASI. ELEKTRONLAR VA BOSHQA ZARRACHALARNING DIFRAKSIYASI BO'YICHA TAJRIBALAR

Kvant mexanikasining vujudga kelishida mikrozarrachalar to'liqin xossalarining ochilishi muhim bosqich bo'ldi. Zarrachalarning to'liqin xossalari to'g'risidagi g'oya dastlab gipoteza tarzida fransuz fiziga Lui de Broyl tomonidan bayon etilgan edi (1924).

Fizikada uzoq yillar davomida yorug'lik elektromagnit to'liqindir degan nazariya hukm surib keldi. Ammo, Plankning (issiqlik nurlanishi), Eynshteynning (fotoeffekt) va boshqalarning ishlaridan so'ng yorug'likning korpuskular xossalarga ega ekanligi ayon bo'lib qoldi.

Ba'zi fizikaviy hodisalarni tushuntirish uchun yorug'likni zarrachalar — fotonlar oqimi deb qarash lozim. Yorug'likning korpuskular xossalari uning to'liqin xossalarini rad etmaydi, balki to'ldiradi.

Demak, foton to'liqin xossalarga ega bo'lgan yorug'likning elementar zarrachalaridir. Boshqa zarrachalar elektronlar, neytronlar ham to'liqin xossalarga ega deb hisoblash mantiqlidir.

Foton impulsi uchun

$$P = hv / c = h / \lambda \quad (28.1)$$

formula v tezlik bilan harakatlanayotgan m massali boshqa zarrachalar uchun ham qo'llandi:

$$p = mv = h / \lambda$$

bundan

$$\lambda = h / (mv) \quad (28.2)$$

De Broyl g'oyasi bo'yicha zarrachalarning harakati, masalan elektronning harakati, λ to'liqin uzunligi (28.2) formula orqali aniqlanuvchi to'liqin jarayonga o'xshashdir. Bu to'liqinlar de Broyl to'liqinlari deyiladi.

De Broyl gipotezasi shu qadar g'ayrioddiy ediki, ko'pgina zamondosh fiziklar unga hech qanday ahamiyat bermadilar. Bir necha yillardan so'ng bu gipoteza tajribada tasdiqlandi: elektronlar difraksiyasi aniqlandi.

Elektr maydonda harakatlanayotgan elektronning to'liqini uzunligi λ bilan uni tezlantiruvchi elektr maydon kuchlanishi U orasidagi bog'lanishni topamiz. Elektron kinetik energiyasining o'zgarishi maydon kuchlarining bajargan ishiga teng:

$$\Delta E_k = A \text{ yoki } mv^2 / 2 = eU \quad (28.1)$$

Bundan tezlikni ifodalab va uni (29.2) ga qo'yib,

$$\lambda = h / \sqrt{2emU} \quad (28.3)$$

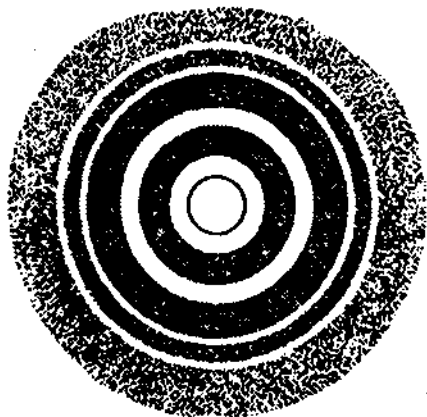
ga ega bo'lamiz.

Yetarli darajada, masalan, ossillograf ekranida qayd etish mumkin bo'ladigan elektron dastasini olish uchun tezlantiruvchi kuchlanish 1 kV tartibida bo'lishi kerak. Bu holda (28.3) dan $\lambda = 0,4 \cdot 10^{-10}$ m ni topamiz, bu esa rentgen nurlanishi to'liqinning uzunligiga mos keladi.

24- bobda rentgen nurlarining difraksiyalanishi kristall jismlarda kuzatiladi deyilgan edi, demak, elektronlar difraksiyalanishi uchun ham kristall moddalardan foydalanish lozim.

K. Devisson va L. Jermerlar birinchi bo'lib elektronlar difraksiyasini nikel monokristalida kuzatgan edilar. J.J. Tomson va undan mustaqil ravishda P.S. Tartakovskiylar bu hodiani metall folgada (polikristall jism) kuzatdilar. 28.1- rasmda elektronlarning polikristall folga bilan o'zaro ta'sirlanishida olingan elektronogramma difraksion manzara tasvirlangan. Bu rasmni 24.21- rasm bilan solishtirib, elektronlar difraksiyasi bilan rentgen nurlari difraksiyasining o'xshashligini ko'rish mumkin.

Difraksiyalanish qobiliyatiga, boshqa zarrachalar (zaryadlangan protonlar, ionlar va boshqalar) ham, neytral zarrachalar (neytronlar, atomlar, molekularlar) ham ega bo'ladi. Zarrachalar difraksiyasini rentgenostrukturaliy analiz kabi modda atomlari va molekularining tartibli yoki tartibsiz



28.1- rasm.

joylashishlarini aniqlash va kristall panjaralarning parametrlarini baholash uchun tatbiq etish mumkin. Hozirgi vaqtda elektronografiya (elektronlar difraksiyasi) va neytronografiya (neytronlar difraksiyasi) metodlari keng tarqalgan.

Difraksiya paytida ayrim zarrachalar bilan nimalar ro'y beradi, ayrim zarrachalarning maksimumlari va minimumlari qanday hosil bo'ladi, degan savol tug'ilishi mumkin.

Juda kam intensivlikdagi elektronlar dastasining difraksiyasi, ya'ni go'yo ayrim zarracha difraksiyasi bo'yicha qilingan tajribalar ko'rsatadiki, bu vaqtda elektron harx il yo'nalishlar bo'yicha „surkalib“ ketmasdan, o'zini butun bir zarra kabi tutadi. Biroq, elektronning difraksiyalanish obyekti bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida ayrim yo'nalishlar bo'yicha og'ishining ehtimolligi turlicha bo'ladi. Hisob-kitoblarga qaraganda elektronlarning difraksiya maksimumlariga mos keluvchi joylariga tushish ehtimoli eng ko'p bo'lib, minimum joylariga tushishi kam ehtimolikka egadir. Shunday qilib, to'lqin xossalari elektronlar majmuasigagina xos bo'lib qolmasdan, balki har bir ayrim elektronga ham xosdir.

28.2-§. ELEKTRON MIKROSKOP. ELEKTRON OPTIKA HAQIDA TUSHUNCHA

Zarrachalarning to'lqin xossalariidan faqat difraksion strukturaviy analizlardagina emas, balki buning kattalashtirilgan tasvirlarini olishda ham foydalanish mumkin.

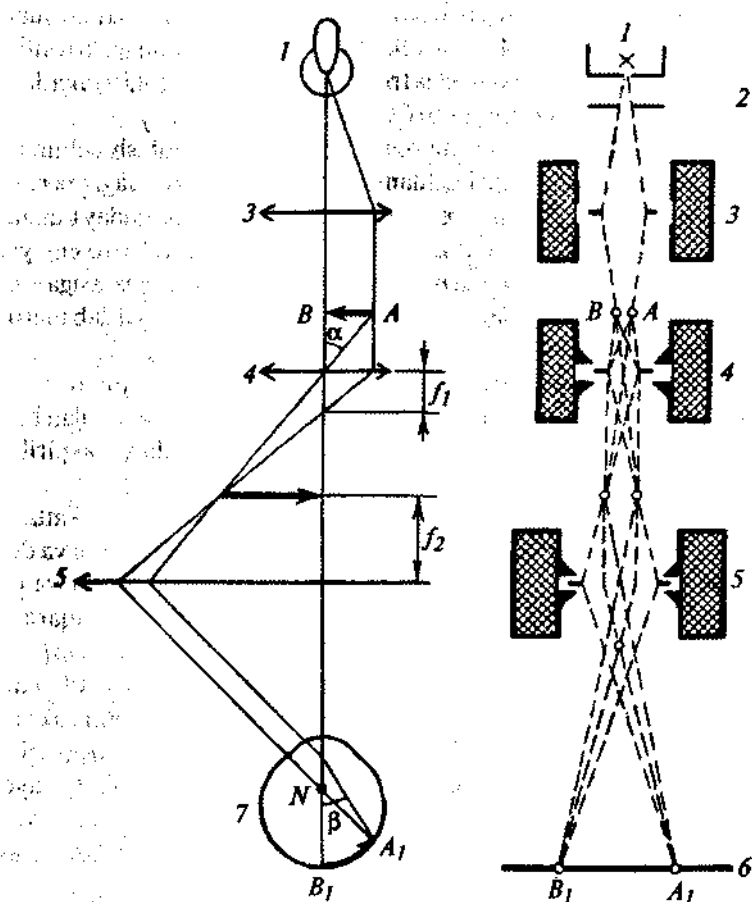
(26.19) dan optik mikroskopning ajrata olish chegarasi asosan odam ko'zi qabul qiladigan yorug'lik to'lqin uzunligining chegaraviy qiymati bilan belgilanadi. Bu formulaga de Broyl to'lqini uzunligining qiymatini, ya'ni (28.3) ni qo'yib, elektron mikroskopning ajrata olish chegarasini topamiz, chunki elektron mikroskopda buyumning tasviri elektron dastalari yordamida shakllanadi:

$$z = 0,5h / [\sqrt{2emUn} \sin(u/2)] \quad (28.4)$$

Elektron mikroskopning ajrata olish chegarasi z tezlantiruvchi kuchlanishga bog'liq ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin va uning ancha kichik bo'lishiga, ajrata olish qobiliyatining esa optik mikroskopnikidan ancha kata bo'lishiga erishish mumkin.

Elektron mikroskop va uning ayrim elementlari o'z funksiyalari bo'yicha optik mikroskopnikiga o'xshaydi, shuning uchun bu o'xshashlikdan uning tuzilishini va ishlash prinsipini tushuntirish uchun foydalanamiz. Ikkala mikroskopning sxemalari 28.2- rasmda ko'rsatilgan (a — optik mikroskop, b — elektron mikroskop).

Optik mikroskopda AB buyum to'g'risidagi informatsiyani tashuvchi bo'lib foton, yorug'lik hisoblanadi. Odatda yorug'lik manbai sifatida cho'g'lanma lampa xizmat qiladi. Fotonlar oqimi jism bilan o'zaro ta'sirlashgandan so'ng (yutilishi,



28.2- rasm.

sochilish, difraksiya) o'zgaradi va predmet haqidagi informatsiyani o'zida mujassamlantiradi. Fotonlar oqimi optik qurilmalar, asosan linzalar; 3— kondensor, 4—obyektiv, 5—okulyar yordamida shakllanadi. tasvir ko'z7 (yoki fotoplastinka, fotolumenessensiyalanuvchi ekran va h.k.) bilan qayd qilindi.

Elektron mikroskopda buyum haqidagi informatsiyani tashuvchi bo'lib elektron, elektronlar manbai bo'lib esa cho'g'lanma katod xizmat qiladi. Elektronlarni tezlashtirish va ular dastasini hosil qilish fokuslovchi elektrod, hamda anod-elektron zambarak 2 deb ataluvchi sitsema orqali amalga oshiriladi. Elektronlar oqimi buyum bilan o'zaro ta'sirlashib (asosan sochilish) o'zgaradi va buyum haqidagi informatsiyani o'zida mujassamlantiradi. Elektronlar oqimining shakllanishi elektr (elektrodlar va kondensatorlar sistemasi) va magnit (tokli g'altaklar sistemasi) maydonlari ta'siri ostida vujudga keladi. Bu sistemalar

yorug'lik oqimini shakillantiruvchi optik linzalarga o'xshash elektr linzalar deb ataladi (3 — kondensatorli, 4 — obyektiv xizmatini o'tuvchi elektronli, 5 — proyeksiyon linzalardir). Tasvir elektronlarga sezgir fotoplastinkada yoki katodolumenenssiyalanuvchi ekran 6 da qayd qilinadi.

Elektron mikroskopning ajrata olish chegarasini baholash uchun (28.4) formulaga 100 kV tezlantiruvchi kuchlanishni va 10^{-2} rad tartibdagi operturaviy burchakni qo'yamiz (elektron mikroskopiyada taxminan ana shunday burchaklar qo'llaniladi). U $z = 0,1$ holda nm ga ega bo'lamiz. Amalda hatto eng yaxshi elektroan mikroskoplar yordamida m tartibidagi ajrata olish chegarasiga erishish mumkin. Bu optik mikroskoplarning ajrata olish chegarasidan yuzlab marotaba yaxshidir.

100 kV dan katta bo'lgan tezlantiruvchi kuchlanishni ishlatish mikroskopning ajrata olish qobiliyatini oshirsa ham, lekin bu ba'zi murakkabliklar bilan bog'liq, jumladan katta tezlikka ega bo'lgan elektronlar tomonidan tekshiriluvchi obyektning buzilishi ro'y beradi.

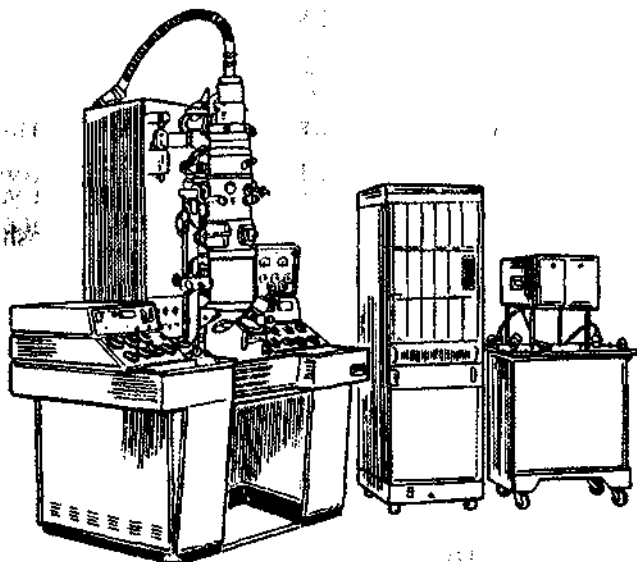
Elektron mikroskop yirik molekullarni ko'rishga imkon beruvchi katta ajrata olish qobiliyatiga, kerak bo'lgan paytda tezlantiruvchi kuchlanishni va demak ajrata olish chegarasini o'zgartirish imkoniyatiga hamda magnit va elektr maydonlari yordamida elektronlar oqimini nisbatan qulay boshqara olish afzalliklariga ega.

Elektron mikroskopni ishlatishning ba'zi xususiyatlarini ko'rsatib o'tamiz. Uning elektronlar uchib o'tadigan qismlarida vakuum bo'lishi kerak, aks holda elektronlar bilan havo (gaz) molekullarining to'qnashishlari tasvirning buzilishiga olib keladi. Elektron mikroskopiyasiga qo'yiladigan bu talab tadqiqot jarayonini murakkablashtiradi, apparatura hajmini ancha kattalashtiradi va uni qimmatlashtiradi. Vakuum biologik obyektlarning tabiiy xossalarini buzadi, ayrim hollarda esa ularni yemiradi yoki deformatsiyalaydi.

Elektron mikroskopda qarash uchun juda yupqa kesimlar yaroqlidir, chunki elektronlar moddalar tomonidan kuchli yutiladi va sochiladi. Shuning uchun ba'zi hollarda tekshiriluvchi obyekt sirtining yupqa plastmassa qatlamida o'ttisi qilinishi maqsadga muvofiqdir. Bu protsedura replikatsiya deyiladi, sirtning plastmassa nusxasi esa replika deyiladi.

Vatanimizning zamonaviy EHM-100LM (28.3- rasm) elektron mikroskopi 600 000 karrali maksimal kattalashtirishni va $3 \cdot 10^{-10}$ m garantiyali ajrata olish chegarasini berish imkoniyatiga ega. 28.4- rasmda elektron mikroskopda 100 000 marta kattalashtirib olingan RNK molekulasining turli holatlardagi suratlari keltirilgan.

Fotonlarda ham, elektronlarda ham, shuningdek, boshqa zarrachalarda ham to'liq va korpuskula xossalarining mavjudligi optikaning bir qator qonun va qoidalarini zaryadlangan zarrachalarning elektr va magnit maydonlaridagi xarakterini izohlashga tatbiq etishga imkon beradi.

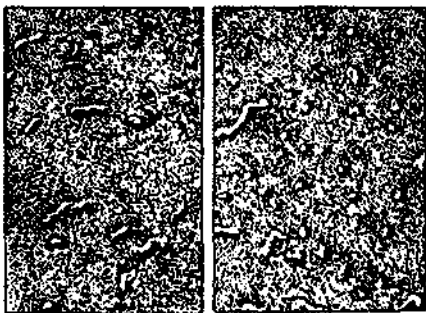


28.3- rasm.

Bu o'xshashlik fizikaning yana bir mustaqil bo'limi elektron optikani vujudga keltirdi. Elektron optika elektr va magnit maydonlar bilan o'zaro ta'sirlashuvchi zaryadlangan zarrachalar dastasining strukturasi o'rganadi. Odatdagi optika singari, elektron optikani ham geometrik (nurli) va to'liqin (fizikaviy) optikalariga ajratish mumkin.

Geometrik elektron optika doirasida, jumladan, zaryadlangan zarrachalarning elektr va magnit maydonlaridagi harakati tavsiflanadi. Elektron mikroskopda tasvir yasash geometrik elektron optikaga asoslangan. Uning sxematik tasviri 28.2- b rasmda keltirilgan.

Zaryadlangan zarrachalarning to'liqin xossalari namoyon bo'lgan hol-larda to'liqin elektron optikasi tomonidan turib yondashish ahamiyatlidir. Paragrafning boshida keltirilgan ajrata olish qobiliyatini (ajrata olish chegarasini) topish usuli yaxshi namuna hisoblanadi.



28.4- rasm.

28.3-§. TO'LIQIN FUNKSIYASI VA UNING FIZIK MA'NOSI

Mikrozarrachalarni uning harakatiga mos keluvchi to'liqinli jarayon bilan taqqoslaganlari uchun, kvant mexanikasida zarrachalar holati, koordinatalar va vaqtga bog'liq bo'lgan to'liqin funksiyasi tavsiflanadi. Bu funksiya funksiyasiga o'xshashdir (7.8- §ga qarang).

Agar zarrachaga ta'sir etuvchi maydon kuchi statsionar bo'lsa, ya'ni vaqtga bog'liq bo'lmasa, u holda $\psi(x, y, z, t)$ funksiyani biri vaqtga, boshqa biri esa koordinatalarga bog'liq bo'lgan ikki ko'paytuvchining ko'paytmasi ko'rinishida tasavvur etish mumkin:

$$\psi(x, y, z, t) = f(t)\psi(x, y, z) \quad (28.5)$$

Quyida faqat statsionar holatlarni ko'rib chiqamiz: funksiya zarrachalar holatining ehtimoliy xarakteristikasi bo'lib hisoblanadi. Bunday tasdiqning ma'nosini tushuntiramiz.

Fazoda hajmi etarli darajada kichik bo'lgan shunday $dV = dx dy dz$ hajm ajratib olamizki, bud hajm miqyosida ψ funksiya qiymatini bir xil deb hisoblash mumkin bo'lsin. Bu hajmda zarrachalarning bo'lish ehtimolligi hajmga proporsional bo'lib, ψ funksiya modulining kvadratiga bog'liq:

$$dW_e = |\psi|^2 dV \quad (28.6)$$

Bundan to'liqin funksiyannig fizik ma'nosi kelib chiqadi:

$$|\psi|^2 = dW_e / dV \quad (28.7)$$

To'liqin funksiya modulining kvadrati ehtimollik zichligiga, ya'ni zarrachalarning hajm birligida bo'lish ehtimolligining shu hajmga bo'lgan nisbatiga tengdir.

(28.6) ifodani ma'lum bir V hajm bo'yicha integrallab, zarrachaning shu hajmda bo'lish ehtimolligini topamiz:

$$W_e = \int_V |\psi|^2 dV \quad (28.8)$$

28.4-§. NOANIQLIKLAR NISBATLARI

Kvant mexanikasining eng muhim asoslaridan biri V. Geyzenberg taklif etgan noaniqliklar nisbatlari hisoblanadi.

Zarrachalarning holati va impulsi bir vaqtda o'lchansin deylik, bunda absissa o'qidagi impulsning proyeksiyasini va absissani aniqlashdagi xatoliklar mos ravishda Δx va ΔP_x ga teng bo'lsin.

Klassik fizikada bu ikki kattalikning har birini istalgan darajadagi aniqlik bilan goh bir kattalikni, goh ikkinchisini o'lchashni man qiluvchi hech bir cheklash

yo'q, ya'ni $\Delta x \rightarrow 0$ va $\Delta P_x \rightarrow 0$ larni bir vaqtda aniqlashga mos keluvchi Δx va ΔP_x o'zaro quyidagicha bog'lanadi:

$$\Delta x \Delta p_x \gg h/(2\pi) \quad (28.9)$$

Shunday qilib, x koordinata qancha aniq topilsa ($\Delta x \rightarrow 0$), P proyeksiya shuncha noaniq topiladi ($\Delta P_x \rightarrow \infty$) va aksincha. Shunga o'xshash,

$$\Delta y \Delta p_y \geq h/(2\pi); \quad \Delta z \Delta p_z \geq h/(2\pi) \quad (28.10)$$

(28.9), (28.10) formulalarga noaniqliklar nisbatlari deyiladi.

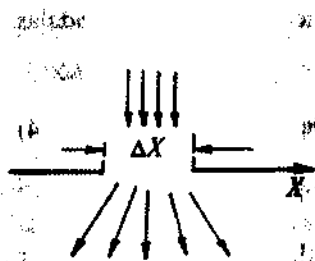
Ularni bitta model tajribada tushuntiramiz.

24.5- §da difraksiya paytida tirqish kengligining kamaytirilishi markaziy minimumning kattalashishiga olib kelishiga e'tibor jalb qilingan edi. Model tajribadagi tirqishdagi elektronlar difraksiyasida ham shunga o'xshash hodisa ro'y beradi*. Tirqish kengligining kamayishi Δx ning kamayishi demakdir (28.5- rasm), bu elektronlar dastasining „yoyilishi“ (surkalishiga), ya'ni zarrachalar impulsi va tezligining ko'proq noaniqligiga olib keladi.

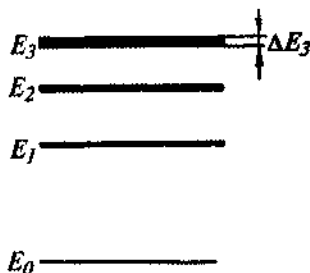
Noaniqliklar nisbatini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\Delta E \Delta t \geq h/(2\pi) \quad (28.11)$$

bu yerda ΔE — sistemaning ma'lum bir holat energiyasining noaniqligi; Δt — uning mavjudlik oraliq vaqti. (28.11) munosabat sistema qandaydir holatining mavjudlik vaqti qancha kichik bo'lsa, uning energiyasi qiymatining noaniqligi shunchalik katta bo'lishini bildiradi. E_1 , E_2 va h.k. energetik sathlar ayrim oraliqlarga ega bo'lib, (28.6- rasm), bu oraliq shu sathlarga mos keluvchi sistema holatining mazkur sathlarda bo'lish vaqtiga bog'liqdir.



28.5- rasm.



28.6- rasm.

* Amalda bunday tajribani amalga oshirib bo'lmaydi, chunki buning uchun tirqish o'lchamlari atomlar o'lchamlari tartibida bo'lishi lozim, shu tufayli qandaydir hayoliy tajriba tavsiflanadi.

Sathlarning „surkalganligi“ sistema bir energetik sathdan ikkinchisiga o'tishda nurlanuvchi foton energiyasi ΔE va uning chastotalarning noaniqligiga olib keladi.

$$\Delta E = \Delta(h\nu) = h\Delta\nu \quad (28.12)$$

Bu spektral chiziqlarning kengayishida namoyon bo'ladi.

28.5-§. SHRYODINGER TENGLAMASI. POTENSIAL CHUQURDAGI ELEKTRON

Mikrozarrachalarning holati ψ funksiya bilan izohlangani uchun, tashqi sharoitlarni hisobga olgan holda bu funksiyani topish usulini ko'rsatish kerak. Buni E.Shryodinger (1926) taklif etgan kvant mexanikasining asosiy tenglamasini yechish natijasida bajarish mumkin. Kvant mexanikasidagi bunday tenglama xuddi klassik mexanikada Nyutonning ikkinchi qonuni postulatlashtirilgani kabi postulatlashtiriladi.

Statsionar holatlarga tatbiq etilgan holda Shryodinger tenglamasi quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - E_n) \varphi = 0,$$

yoki

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{2m}{h^2} (E - E_n) \varphi = 0, \quad (28.13)$$

bu yerda m — zarrachaning massasi; $h = h/(2\pi)$; E va E_n uning to'liq va potensial energiyasi (potensial energiya zarracha mavjud bo'lgan kuch maydoni bilan aniqlanadi va statsionar hol uchun vaqtga bog'liq bo'lmaydi).

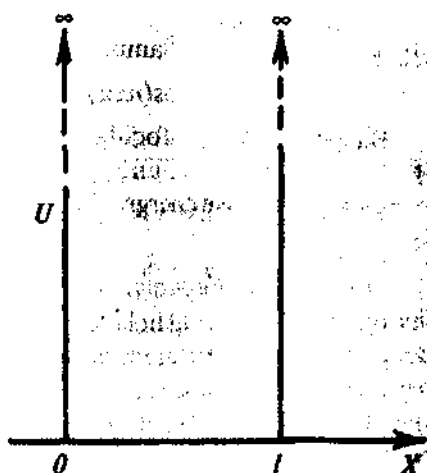
Agar zarracha faqat ayrim bir chiziq bo'ylab, masalan, OX o'qi bo'ylab ko'chsa (bir o'lchamli hol), u holda Shryodinger tenglamasi ancha soddalashib, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - E_n) \psi = 0. \quad (28.14)$$

Shryodinger tenglamasi qo'llaniladigan eng sodda misollardan biri-biri o'lchamli potensial chuqur ichidagi zarracha harakati to'g'risidagi masalani yechish hisoblanadi. Elektron OX o'q bo'ylab faqat $0 < x < l$ chegarada ko'chadi, deb faraz qilaylik (28.7- rasm). Bu ko'rsatilgan intervalda — funksiya noldan farq qilib, bu intervaldan tashqarida esa nolga teng bo'lishini bildiradi.

Ajratilgan intervalda kuch maydonlari zarrachaga ta'sir etmaganligi tufayli uning potensial energiyasi istalgan o'zgarma qiymatni qabul qilishi mumkin

($E_n = 0$ deb qabul qilish eng qulaydir). Bu intervaldan tashqarida elektron yo'q, shuning uchun uning potensial energiyasini cheksiz katta deb hisoblash kerak. 28.7- rasmda $E_n = f(x)$ ning grafik usulda bog'lanishi ko'rsatilgan. Yuqorida ta'riflangan shartlarni $0 < x < l$ qanotlantiruvchi intervalga cheksiz baland devorli, bir o'lchamli, to'g'ri burchakli potensial chuqur deyiladi. $E_n = 0$ ekanini hisobga olganda, (28.14) Shryodinger tenglamasi $0 < x < l$ interval uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:



28.7- rasm.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} E\psi = 0 \quad (28.14 \text{ a})$$

$$\omega^2 = 8\pi^2 mE / h^2 \quad (28.15)$$

almashtirish kiritib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \omega^2\psi = 0 \quad (28.16).$$

Bu tenglama garmonik tebranishlarning differensial tenglamasiga o'xshash (7.1§-ga qar.) bo'lib, uning yechimi quyidagi ko'rinishga egadir:

$$\psi = \psi_0 \cos(\omega x + \varphi_0) \quad (28.17)$$

bu yerda ψ_0 — to'liqin funksiyasining amplitudasi; φ_0 — uning boshlang'ich fazasi.

Bunda

$$\omega = n\pi / l \quad (28.18)$$

bu yerda n butun son, 1, 2, 3, qiymatlarni qabul qiladi, chunki aks holda istalgan x larda $\psi = 0$ bo'ladi, bu esa potensial chuqurda elektron yo'qligidan dalolat beradi.

n — soni bosh kvant soni deb ataladi. (28.16) dan energiya $E = h^2\omega^2 / (8\pi^2m)$ ni topamiz, bu esa (28.18) ni hisobga olganda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$E_n = [h^2 / (8ml^2)] \cdot n^2 \quad (28.19)$$

E dagi n indeksi bosh kvant soni n ning turli qiymatlariga energiyaning ham turli qiymatlari mos kelishini ko'rsatadi.

(28.18) danning qiymatini (28.17) ga qo'yib va $\varphi_0 = \pi/2$ ekanini hisoblab olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\psi = \psi_0 \cos(nx\pi/l + \pi/2) = \psi_0 \cos\pi(xn/l + 1/2) \quad (28.20)$$

(28.19) va (28.20) ifodalarni tahlil qilib chiqaylik. Eng avvalo potensial chuqurdagi elektron uchun Shryodinger tenglamasini hech qanday qo'shimcha postulatlarisiz yechish energiyani diskret, kvantlangan qiymatlariga olib kelishi diqqatga sazovordir.

$$E_1 = h^2/(8ml^2), \quad E_2 = [h^2/(8ml^2)] \cdot 4.$$

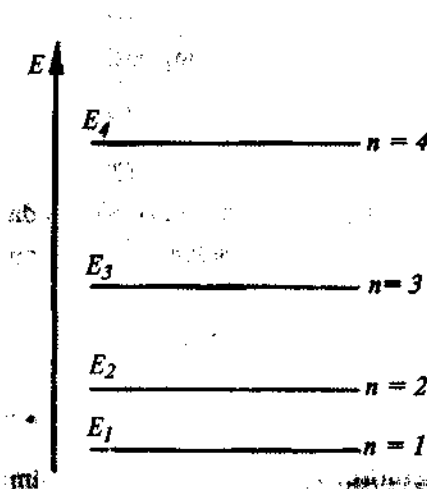
Elektronning har xil holatlariga mos keluvchi E_1, E_2, E_3, E_4 energetik sathlari 28.8- rasmda sxematik tarzda ko'rsatilgan. $n+1$ va n qo'shni sathlarning energiya farqini hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} \Delta E = E_{n+1} - E_n &= h^2(n+1)^2/(8ml^2) - h^2n^2/(8ml^2) = \\ &= h^2(n^2 + 2n - n^2)/(8ml^2) = h^2(2n+1)/(8ml^2) \quad (28.21) \end{aligned}$$

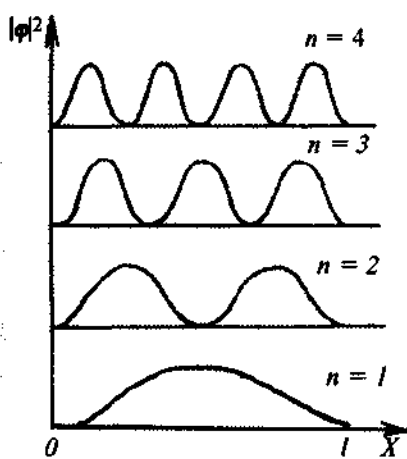
(28.21) dan ko'rinib turibdiki, n ning ma'lum bir qayd qilingan qiymatida diskretlik, ya'ni potensial chuqurning o'lchovlari qancha katta bo'lsa, qo'shni sathlar energiyalaridagi farq shuncha kichik bo'ladi. Masalan, $n=1$ dagi ikki holni hisoblaylik:

1) $l = 5 \cdot 10^{-10}$ m, bu taxminan atom o'lchamlariga mos keladi; u holda $\Delta E = 4,5$ eV bo'ladi. Bu kattalik tartibiga ko'ra Bor nazariyasi bo'yicha vodorod atomi uchun olingan qiymatlarga mos keladi.

2) $l = 10^{-1}$ m, bu amalda potensial chuqurning shunday eniga mos keladiki unda elektronni erkin deb hisoblash mumkin, bunda $\Delta E = 1,1 \cdot 10^{-16}$ Ev bo'ladi.



28.8- rasm.

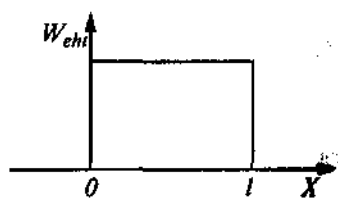


28.9- rasm.

Bu yerda diskretlik sezilmaydi va amalda elektronning energiyasini uzluksiz ravishda o'zgaradi deb hisoblash mumkin.

(28.20) ni kvadratga ko'tarib, potensial chuqurning turli nuqtalarida elektron mavjudligining

ehtimollik zichligi $|\psi|^2$ ni olamiz. 28.9- rasm



28.10- rasm.

ning har xil diskret holatlari, ya'ni har xil kvant sonlarida x ga bog'liqligi grafik ravishda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, elektron potensial chuqurning turli xil joylarida turli xil ehtimollik bilan bo'lishi mumkin. Shunda nuqtalar mavjudki, ularda elektronning bo'lish ehtimolligi umuman nolga tengdir. Bu klassik fizikaning, zarrachalarning potensial chuqurning (28.10- rasm) har xil joylarida turishi bir xil ehtimollikka ega va chuqurni zarrachaning bo'lishi istisno qilingan nuqtalar bilan bo'lib qo'yish mumkin emas, degan tasavvurlaridan qat'iyon farq qiladi.

Shryodinger tenglamasini murakkabroq kuch maydonlariga ham, masalan, atom ichidagi elektronlarga ham tatbiq qilish mumkin. Bu qo'shimcha matematik qiyinchiliklarga olib keladi, ammo atom sistemalarining asosiy xususiyatlarini, ya'ni energetik holatlarning diskretligini, elektron mavjudligining ehtimolligi haqidagi mulohazalarni, $|\psi|^2$ ning koordinatalarga o'ziga xos bog'liqliklarini va h.k. larni o'zgartirmaydi.

28.6-§. SHRYODINGER TENGLAMASINI VODOROD ATOMIGA TADBIQ ETISH. KVANT SONLARI

Atomlar va molekular holatlarini Shryodinger tenglamasi yordamida tavsiflash anchagina murakkab masala hisoblanadi. U yadro maydonida joylashgan bitta elektron uchun eng sodda holda yechiladi. Bunday sistemalar vodorod atomiga va vodorodsimon ionlar (bir karra ionlangan geliy atomi, ikki karra ionlangan litiy atomi, va h.k.) ga mos keladi. Ammo bu holda ham masalani yechish kursimiz doirasiga kirmaydi, shuning uchun masalani faqat sifat jihatdan bayon etish bilan chegaralanamiz.

Dastavval Shryodinger tenglamasi (28.13)ga potensial energiyani qo'yish lozim. U vakuumda bir-biridan r masofada turuvchi o'zaro ta'sirlashuvchi ikkita nuqtaviy zaryadlar — e (elektron) va Ze (yadro) uchun quyidagicha ifodalanadi:

$$E_n = (-e)Ze / (4\pi\epsilon_0 r) = -Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r) \quad (28.22)$$

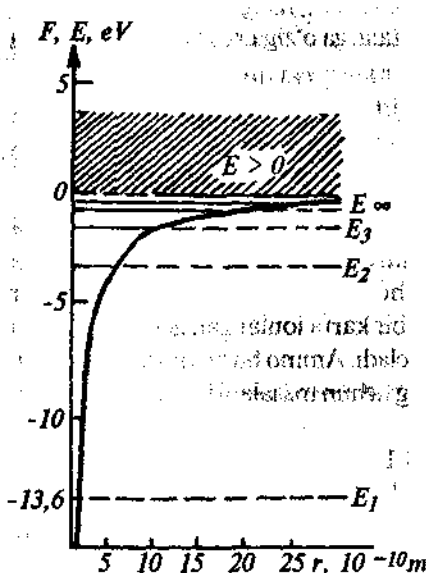
Yadro hosil qilgan maydon markaziy simmetriyasida masalani to'g'ri burchakli dekart koordinatalarida yechishdan ko'ra sferik koordinatalar r, Θ, φ yechish qulayroqdir.

Shryodinger tenglamasining yechimi, har biri katta o'zgaruvchiga bog'liq bo'lgan uchta funksiyaning ko'paytmasi ko'rinishida topiladi:

$$\psi(r, \Theta, \varphi) = f_1(r)f_2(\Theta)f_3(\varphi) \quad (28.23)$$

Devorlari cheksiz baland bo'lgan to'g'ri burchakli potensial chuqurdagi elektronning chegaraviy shartlari ψ ning va energiyaning olishi mumkin bo'lgan qiymatlariga olib kelganiga o'xshash, vodorod atomiga mos potensial chuqurdagi fizikaviy shartlar ham f_1, f_2, f_3 larning va demak, ψ funksiyaning ham olishi mumkin bo'lgan qiymatlariga olib keladi. Bu yerda, shuningdek kvant-mexanik sistemalarning bosh xususiyati holatlar diskretligi namoyon bo'ladi. Diskretlik matematik jihatdan shundan iboratki, (28.23) tenglamaning istalgan funksiyasi har biriga aniq kvant sonlari to'g'ri keladigan yechimlar to'plami (spektri)ga egadir... To'g'ri burchakli cheksiz baland devorli potensial chuqurdan farqli o'laroq, atom ichidagi elektronning holati birgina emas, balki bir necha kvant sonlari* bilan xarakterlanadi. Ularning birinchisi bosh kvant soni $n = 1, 2, 3, \dots$ dir. U quyidagi qonun bo'yicha elektron energiyasining sathlarini aniqlaydi:

$$E = -me^4 Z^2 / (8\epsilon_0^2 h^2 n^2) \quad (28.24)$$



28.11- rasm.

Bu ifoda Shryodinger tenglamasining yechimi hisoblanadi va Bor nazariyasining tegishli formulasiga butunlay mos keladi (28.7- §ga qarang).

28.11- rasmda vodorod atomining to'la energiya sathlari bo'lishi mumkin bo'lgan qiymatlari (E_1, E_2, E_3 va h.k.) va potensial energiya E_n ning elektron bilan yadro orasidagi masofa r ga bog'lanish grafigi ko'rsatilgan. Bu kvant soni n ortishi bilan r kattalashadi (masalan, (28.33) ga qarang), to'la va potensial energiyalar esa nolga intiladi. Kinetik energiya ham nolga intiladi. Shtrixlangan soha erkin elektron holatiga ($E > 0$) taalluqlidir.

Ikkinchi kvant soni l orbital kvant soni bo'lib, u berilgan n da $0, 1, 2, \dots, n-1$

* Umumiy holda kvant sonlari deb, fizik kattaliklarning egallashi mumkin bo'lgan diskret qiymatlarini belgilovchi butun ($0, 1, 2, \dots$) yoki yarim butun ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$) sonlariga aytilib, ular kvantlar sistemasini va elementar zarrachalarni xarakterlaydi.

qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Bu son elektronning yadroga nisbatan orbital impuls momenti L_l ni harakterlaydi.

$$L_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}. \quad (28.25)$$

Uchinchi kvant soni — bu magnit soni ml bo'lib, u berilgan l da $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ qiymatlarni, hammasi bo'lib $2l + 1$ ta qiymatni qabul qiladi. Bu son elektron impulsi orbital momentining ixtiyoriy tanlangan biror yo'nalish Z dagi proyeksiyasini belgilaydi.

$$L_{lz} = \frac{h}{2\pi} m_l \quad (28.26)$$

To'rtinchi kvant soni spin (magnit spin)* sonidir. U faqat ikki qiymat ($\pm \frac{1}{2}$) ni qabul qila oladi va elektron spinini proyeksiyasining bo'lishi mumkin

bo'lgan qiymatlarini xarakterlaydi: $\left(\pm \frac{1}{2}\right)$.

$$L_{lz} = \frac{h}{2\pi} m_s. \quad (28.27)$$

Berilgan n va l ga ega bo'lgan atomdagi elektronlarning holati quyidagicha belgilanadi:

$1s, 2s, 2p, 3s$ va h.k.

Bu yerdagi raqamlar bosh kvant sonining qiymatini, harflar esa orbital kvant sonini ko'rsatadi; s, p, d, f, \dots belgilarga va h.k. $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlar mos keladi.

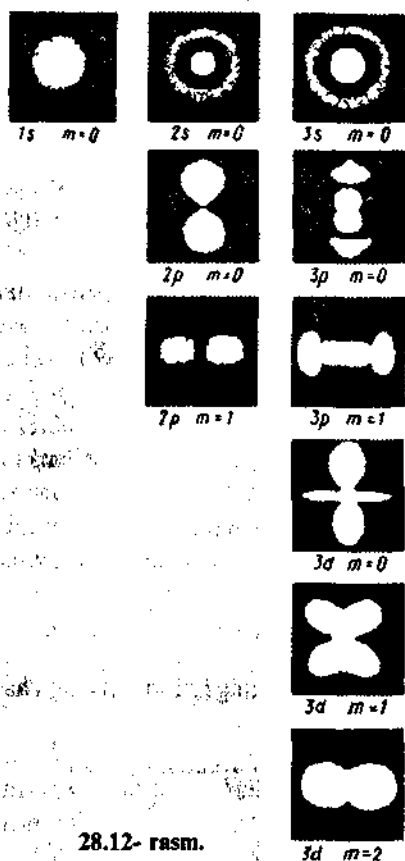
Berilgan n va l larda $2(2l + 1)$ holatlar soni ga teng bo'ladi. Bir xil bosh kvant sonlariga ega holatlarning umumiy sonini topish uchun $2(2l + 1)$ ning bo'lishi mumkin bo'lgan barcha qiymatlari bo'yicha qo'shamiz:

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l + 1) = 2n^2 \quad (28.28)$$

Shunday qilib, vodorod atomi energiyasining birinchi sathi ga elektronning ikki holati, ikkinchisi — 8, uchinchisi, ga 18 va h.k. elektron holatlari mos keladi (29- jadvalga qarang).

Atomda elektronlarning joylashishi haqida elektron buluti fotografyasi yaqqol tasavvur beradi (28.12- rasm). Fotografiya shu'lalanuvchi lampochkali model bo'yicha bajarilgan. Elektronning atomda bo'lishi ehtimolligi zichligi $|\psi|^2$ ni hisoblab, lampochkani shu hisobga to'g'ri keltirib siljitadilar, u ehtimollik kattaroq

* Zarrachlarda spin mavjud ekanligi Shryonger tenglamasidan kelib chiqmaydi.



28.12- rasm.

bo'lgan joyda ko'proq vaqt, ehtimollik zichligi kamroq bo'lgan joylarda esa kamroq vaqt turadi. Ekspozitsiya natijasida fotoplyonkada atomda elektronlarning taqsimlanishini namoyish qiluvchi har xil intensivlikka ega joylar paydo bo'ladi. Rasmlardan elektronlar harakatiga tegishli „orbital“ tushunchasining qanchalik shartli, hatto noto'g'ri ekanligi ko'rinib turibdi.

Spin va orbital magnit momentlari o'zaro ta'sirlashadi, bu esa atomning energetik sathlar sistemasini o'zaro ta'sirlashuv yo'q paytdagina nisbatan o'zgartiradi. Spin-orbital o'zaro ta'sirlashuv energetik sathlarni nozik strukturaga keltiradi, deb aytadilar. Agar bu sezilarli bo'lsa, u holda elektron impulsning to'liq momentini orbital hamda spin momentlarini e'tiborga olish kerak. Bunda m_l va m_s larning o'rniga boshqa kvant sonlari: j va m_j lar qo'llaniladi. Kvant soni orbital hamda spin sonlari yig'indisi bo'lib, elektron to'liq momenti impulsi ning diskret qiymatlarini aniqlaydi:

$$L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)} \quad (28.29)$$

l ning berilgan qiymatida j kvant soni

ikki qiymat: $\pm \frac{1}{2}$ ni qabul qiladi (29- jadval).

29- jadval

Holat belgisi	Kvant sonlari qiymatlari				Holat belgisi	Kvant sonlari qiymatlari			
	n	l	m_l	m_s		n	l	m_l	m_s
1s	1	0	0	$+\frac{1}{2}$	3p	3	1	1	$+\frac{1}{2}$
2s	2	0	0	$+\frac{1}{2}$	3p	3	1	-1	$+\frac{1}{2}$
2p	2	1	0	$+\frac{1}{2}$	3d	3	2	0	$+\frac{1}{2}$
2p	2	1	1	$+\frac{1}{2}$	3d	3	2	1	$+\frac{1}{2}$
2p	2	1	-1	$+\frac{1}{2}$	3d	3	2	-1	$+\frac{1}{2}$
3s	3	0	0	$+\frac{1}{2}$	3d	3	2	2	$+\frac{1}{2}$
3p	3	1	0	$+\frac{1}{2}$	3d	3	2	-2	$+\frac{1}{2}$

Magnit kvant soni m_l to'liq impuls momentining ayrim ixtiyoriy tanlangan yo'nalish Z dagi proyeksiyasining mumkin bo'lgan qiymatini xarakterlaydi:

$$L_z = \frac{h}{2\pi} m_l \quad (28.30)$$

j ning berilgan qiymatida m_j kvant soni $2j + 1$ ta qiymatini qabul qiladi: $-j, -j + 1, \dots, +1$.

28.7-§. BOR NAZARIYASI HAQIDA TUSHUNCHA

Hali kvant mexanikasi yaratilmasdan avval, 1913- yildayoq daniyalik fizik N.Bor atomning yadroviiy modeliga va o'zining ikki postulatiga asoslangan vodorod atomi va vodorodsimon ionlar nazariyasini taklif etdi. Bor postullatlari klassik fizika doirasiga sig' mas edi.

Birinchi postulatga muvofiq, atom va atom sistemalari faqat ayrim statsionar holatlardagina uzoq muddat bo'la oladi. Bunday holatlarda bo'lgan atom energiya chiqarmaydi ham, yutmaydi ham. Statsionar holatlarga energiyaning E_1, E_2, \dots diskret qiymatlari mos keladi.

Atom yoki atom sistemalari energiyalarining har qanday o'zgarishlari bir statsionar holatdan ikkinchisiga sakrashsimon tarzda o'tishlari bilan bog'liq bo'ladi.

Ikkinchi postulatga muvofiq, atom bir holatdan ikkinchisiga o'tish paytida energiyasi (29.1) tenglama bilan aniqlanuvchi fotonni chiqaradi yoki yutadi. Kattaroq energiyali holatdan kichikroq energiyali holatga o'tish nurlanish bilan birgalikda kechadi, teskari jarayon esa foton yutilishida ro'y berishi mumkin.

Bor nazariyasiga muvofiq, vodorod atomida elektron doiraviy orbita bo'yicha yadro atrofida aylanadi. Barcha bo'lishi mumkin orbitalardan impuls momenti

butun soni $\frac{h}{2\pi}$ ga teng bo'lganlarigagina statsionar holatlar mos kelishi mumkin:

$$mv_n r_n = \frac{h}{2\pi} n \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (28.31)$$

bu yerda m — elektron massasi; v_n — uning n -orbitadagi tezligi; r_n — orbita radiusi.

Atomda doiraviy orbita bo'yicha aylanuvchi elektronga musbat zaryadlangan yadro tomonidan Kulon tortishish kuchi ta'sir qiladi, bu kuch Nyutonning ikkinchi qonni bo'yicha, elektron massasi bilan markazga intilma tezlanish ko'paytmasiga teng (yozuv vakuum uchun berilgan):

$$\frac{Ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{mv_n^2}{r_n} \quad (28.32)$$

bu yerda e — elektron zaryadi; Ze — yadro zaryadi. Vodorod uchun $Z = 1$, vodorodsimon ionlar uchun $Z > 1$ (28.31) va (28.32) lardan v_n ni chiqarib,

$$r_n = \epsilon_0 h^2 n^2 / (\pi Ze^2 m) \quad (28.33)$$

ni hosil qilamiz.

(28.32) dan foydalanib elektronning kinetik energiyasini topamiz:

$$E_k = mv_n^2 / 2 = Ze^2 / (8\pi\epsilon_0 r_n) \quad (28.34)$$

kinetik (28.34) va potensial (28.22) energiyalarning yig'indisi esa elektronning to'liq energiyasini beradi:

$$E = E_k + E_n = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (28.35)$$

(28.33) ifodani (28.35) ga qo'yib

$$E = -me^4 Z^2 / (8\epsilon_0^2 h^2 n^2)$$

ga ega bo'lamiz.

Ikkinchi postulat va (28.24) formulaga asoslanib Bor vodorod atomi va vodorodsimon ionlar spektrining serial qonunlarini tushuntiruvchi (29.2) formulani oldi

O'z vaqtida Bor nazariyasi atom fizikasi rivojlanishining zo'r g'alabasi bo'ldi. Eng sodda atom sistemalari uchun bo'lsa-da (yadro atrofida bittagina elektron aylanadi), birinchi marta spektral qonuniyatlar ochilgan edi.

Bor nazariyasining katta muvaffaqiyatlariga qaramasdan, tezda uning kamchiliklari ham sezila boshlandi. Jumladan, bu nazariya doirasida spektral chiziqning intensivliklari farqini tushuntirish imkoni bo'lmadi, ya'ni, nima uchun bir xil energetik o'tishlarning vujudga kelishi ehtimoli boshqalarnikiga qaraganda ko'proq bo'ladi, degan savolga javob berib bo'lmaydi. Bor nazariyasi murakkabroq atom sistemalarining, masalan, geli atomining (yadro atrofida ikki elektron aylanadi) spektral qonuniyatlarini ochib bera olmadi.

Bor nazariyasining kamchiligi uning noizchilligidir. Bu nazariya klassik ham, kvant nazariyasi ham bo'lmasdan, u o'z ichida tubdan farqlanuvchi fizik nazariyalar: klassik fizika va kvant fizikasi asoslarini birlashtirdi. Masalan, Bor nazariyasida elektron atom ichida aniq bir orbita bo'ylab aylanadi (bu klassik tasavvurlar), ammo bu vaqtda u elektromagnit to'lqinlarni nurlantirmaydi (bu kvant tasavvurlardir) deb hisoblanadi.

Asrimizning birinchi choragida Bor nazariyasi boshqa bir atom nazariyasi bilan almashtirilishi lozim ekanligi aniq bo'lib qoldi. Kvant mexanikasi vujudga keldi.

28.8-§. MURAKKAB ATOMLARNING ELEKTRON QOBIQLARI

Vodorod atomidagi elektron holatini bayon etuvchi kvant sonlaridan murakkab atomlarning ayrim elektronlari holatini taqribiy xarakterlada foydalaniladi. Ammo bu holda hech bo'lmaganda murakkab atomlarning vodorod atomidan ikkita muhim farqini hisobga olish kerak: 1) murakkab atomlarda elektronlar energiyasi ularing o'zaro ta'sirlashishi natijasida faqatgina n ga emas, l ga ham bog'liq bo'ladi; 2) farqlanish Pauli prinsipi bilan bog'liqdir. Bu prinsipga muvofiq. Atomda to'rtta bir xil kvant soniga ega bo'lgan ikki (va undan ortiq) elektronlar bo'lishi mumkin emas.

Normal holatga mos keluvchi elektron konfiguratsiyalari hosil bo'layotgan paytda atomning har bir elektroni minimal energiyali bo'lishga intiladi. Agarda Pauli prinsipi bo'lmaganda edi, u holda barcha elektronlar eng pastki energetik sathda joylashgan bo'lar edi. Aslida esa, ba'zi istisnolardan tashqari, elektronlar asosan vodorod atomi uchun 29- jadvalda ko'rsatilgan holatlar ketma-ketligini egallaydi.

Bir xil kvant sonli elektronlar qatlam hosil qiladi. Qatlamlarga mos ravishda K, L, M, N, \dots va h.k. $n = 1, 2, 3, 4 \dots$ qatlamlar deb ataladi. Bir xil juft n va l qiymatga ega bo'lgan elektronlar vodorod atomi elektronning mos holatalari uchun bo'lganidek, qisqacha va h.k. deb belgilanuvchi qobiq tarkibiga kiradi. Masalan, $1s, 2s, 2p, \dots$ qobiq, elektronlar deb ataladi va sh.k.

Qobiqdagi elektronlarning sonini uning belgisining o'ng tomoni tepasiga, masalan, $2p^4$ deb belgilaydilar.

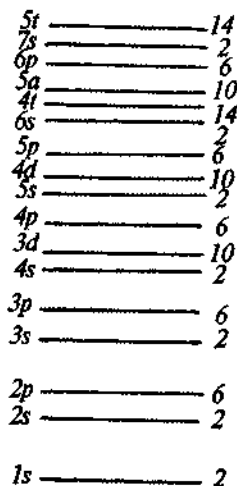
Atomda elektronlarning qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi (elektronlar konfiguratsiyasi) odatda quyidagicha ko'rsatiladi: azot uchun $1s^2, 2s^2, 2p^3$, kalsiy uchun va $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^2, \dots$ h.k.

Murakkab atomlar elektronlarining energiyasi n dan tashqari l ham bog'liq bo'lgani uchun Mendeleyev jadvalining tuzilishi hamma vaqt ham qatlamlar atomlar murakkablashib borgan sari to'ldirilmaydi.

Masalan, kaliyda ($Z = 19$) M qatlam to'ldirilishi o'rniga ($1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^1$ bo'lishi mumkin edi) N qatlam to'ldirila boshlaydi va quyidagi elektronlar konfiguratsiyasi yuzaga keladi: $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^1$ Qatlamlarning shunga o'xshash „muntazam“ to'ldirilishlardan chetlanishlari boshqa elementlarda ham mavjud.

Hamma vaqt bajariladigan umumiy qoidaga binoan: uyg'otilmagan atomlarning elektronlari Pauli prinsipiga mos kelib, eng kam energiyali holatni egallaydi. 28.13- rasmda (masshtab saqlanmagan holda) murakkab atomning energetik holatlari va ularga mos keluvchi elektronlar soni sxematik tarzda ko'rsatilgan.

Xulosalab, shu narsani ta'kidlash mumkinki, ko'p elektronli atomning energetik holati umuman quyidagi kvant sonlari bilan aniqlanadi: $L = 0, 1, 2, 3$ va h.k. qiymatlarni qabul qiluvchi atomning to'liq orbital momenti*; $J = |L - S|$ dan $|L + S|$ gacha birlikdagi intervali qiymatlarni qabul qiluvchi atomning to'liq momenti; S — atomning natijaviy spin momenti; m_l ma'lum bir o'qdagi atom to'liq momenti proyeksiyasining diskret qiymatlarini aniqlovchi magnit kvant sonidir;



28.13- rasm.

* Bu belgilanishni elektron qatlamining nomi L va elektron impulsi to'liq momenti bilan almashtirib yubormaslik kerak.

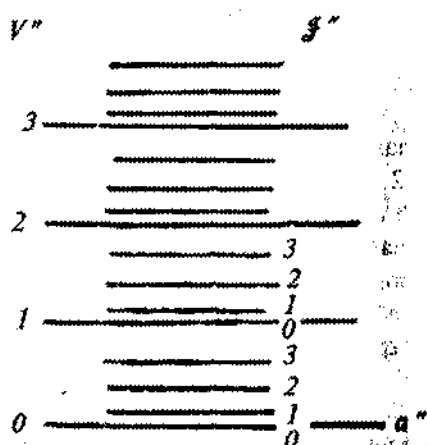
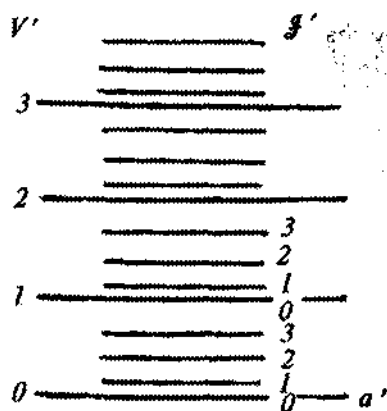
$$L_{AZ} = \frac{h}{2\pi} m_j. \quad (28.36)$$

Berilgan Jm_t da $2J + 1$ qiymatni qabul qiladi: $-J, -J + 1, \dots, +J$.

28.9-§. MOLEKULALARNING ENERGETIK SATHLARI

Molekulalar atomlardan tashki topganligi tufayli molekulalar ichidagi harakat atom ichidagi harakatdan murakkabroqdir. Molekulada yadroga nisbatan elektronlar harakatidan tashqari atomning o'z muvozanat holati atrofidagi tebranma harakati (yadroni qurshab olgan elektronlar harakat bilan birgalikdagi yadro tebranishi) va butun molekulaning aylanma harakati ham sodir bo'ladi.

Molekulalarning elektron, tebranma va aylanma harakatlariga energiyaning



28.14- rasm.

uhta turi mos keladi: E_{el}, E_{teb}, E_{ayl} . Kvant mexanikasiga muvofiq, molekuladagi barcha harakatlar energiyasi faqat diskret qiymatlarini qabul qiladi (kvantlanadi). Molekulalarning to'liq energiyasini taxminan turli ko'rinishdagi energiyalarning kvantlangan qiymatlarining yig'indisi sifatida tasavvur qilamiz:

$$E = E_{el} + E_{teb} + E_{ayl} \quad (28.37)$$

28.14- rasmda molekulalar sathlari sistemasi sxematik ravishda tasvirlangan a' va a'' uzoq joylashgan energiyaning elektron sathlaridir: bular uchun $E_{teb} = E_{ayl} = 0$; v', v'' — yaqinroq joylashgan tebranma sathlardir, bular uchun $E_{ayl} = 0$; J' va J'' — eng zich joylashgan aylanma sathlardir, bular uchun har xil qiymatga ega bo'ladi.

Energiyaning elektron sathlari orasidagi masofa bir necha elektron-volt tartibida, qo'shni tebranma sathlar orasidagi masofa $10^{-2} - 10^{-1}$ eV qo'shni aylanma sathlar orasidagi masofa esa $10^{-5} - 10^{-3}$ eV dir.

Yigirma to'qqizinchi bob

ATOMLAR VA MOLEKULALAR TOMONIDAN ENERGIYANING NURLANISHI HAMDA YUTILISHI

Atom va molekularning energiyasi doimo o'zgarib turishi tufayli, juda ko'p bar xil hodisalar sodir bo'lib turadi. Ayrim hollarda amaliyot uchun hodisalarning tahliliga atom-molekular nuqtayi nazaridan yondashishga hojat qolmaydi. Boshqa hollarda esa hodisalardan samarali foydalanish ularning molekular (atom) tabiatlarini so'zsiz hisobga olgandagina mumkin bo'ladi.

Bu bobda atomlar va molekular tomonidan energiyaning nurlanishi va yutilishi xususiyatlari, shuningdek, ba'zi amaliy muhim hodisalar bayon qilinadi. Bu katta mavzuning ba'zi masalalari keyingi boblarda ko'rib chiqiladi.

29.1-§. ATOMLAR VA MOLEKULALAR TOMONIDAN ENERGIYANING NURLANISHI HAMDA YUTILISHI XUSUSIYATLARI

Atom va molekula statsionar energetik holatlarda bo'lishi mumkin. Bunday holatlarda ular energiya nurlantirmaydi va yutmaydi. Energetik holatlarni sxematik tarzda sathlar ko'rinishida tasvirlaydilar (masalan, 28.13- rasmga qarang). Energiyaning eng pastki sathi asosiy sath hisoblanadi, u asosiy holatga mos keladi.

Kvant o'tishlarda atomlar va molekular bir statsionar holatdan ikkinchisiga, bir energetik sathdan ikkinchisiga sakrashsimon tarzda o'tadilar.

Atomlar holatining o'zgarishi elektronlarning energetik o'tishlari bilan bog'liqdir. Molekulalarda energiya elektron o'tishlar natijasida o'zgarmay, balki atomlar tebranishlarining o'zgarishi natijasida va aylanma sathlar orasidagi o'tishlarda ham o'zgarishi mumkin.

Atom yoki molekula yuqoriroq energetik sathlardan pastroqdagi sathlarga o'tishlarda energiya beradi, teskari o'tishlarda esa energiya yutadi. Asosiy holatda turgan atom energiyani faqat yuta oladi.

Kvant o'tishlar ikki turga ajratiladi:

1) atom yoki molekular elektromagnit energiyani nurlantirmasdan yoki molekularning boshqa zarrachalar bilan, masalan, to'qnashish jarayonida o'zaro ta'sirlashishida ro'y beradi. Umuman to'qnashishlar elastik va noelastik to'qnashishlarga farqlanadi, ulardan birinchisida atomning ichki holati o'zgaradi va nurlanishsiz o'tishlar ro'y beradi, ikkinchisida esa atom yoki molekularning kinetik energiyasi o'zgaradi, lekin ichki holati saqlanadi;

2) fotonning nurlanishi yoki yutilishi bilan kechadigan o'tishlar. Fotonning energiyasi atom yoki molekularning boshlang'ich va oxirgi statsionar holatlari energiyalarining farqiga teng:

$$h\nu = E_j - E_k \quad (29.1)$$

(29.1) formula *energiyaning saqlanish qonunini* ifodalaydi.

Fotonni chiqaruvchi kvant o'tishlarni vujudga keltiruvchi sabablarga ko'ra nurlanish ikki turga bo'linadi. Agar bu sabab ichki sabab bo'lsa va zarracha o'z-o'zidan pastki energetik sathga o'tsa, u holda bunday nurlanish spontan nurlanish deyiladi (29.1-*a* rasm). U vaqt, chastota (har xil kichik sathlar orasida ham o'tishlar bo'lishi mumkin), tarqalish yo'nalishi va qutblanishlari bo'yicha tasodifiy va xaotikdir. Nurlanishning boshqa bir turi majburiy yoki induksiyalangan nurlanish deyiladi (29.1-*b* rasm) U fotonning uyg'ongan zarrachalar bilan o'zaro ta'sirlashishida (agarda foton energiyasi sathlar farqiga teng bo'lsa) vujudga keladi. Majburiy kvant o'tishlar natijasida zarrachalardan bitta yo'nalishda ikkita bir xil foton tarqaladi: biri-birlamchi, majburlovchi, ikkinchisi esa — ikkilamchi, chiqarilgan.

Atom yoki molekulalardan nurlanayotgan energiya chiqarish spektrini, yutilgani esa yutilish spektrini shakllantiradi.

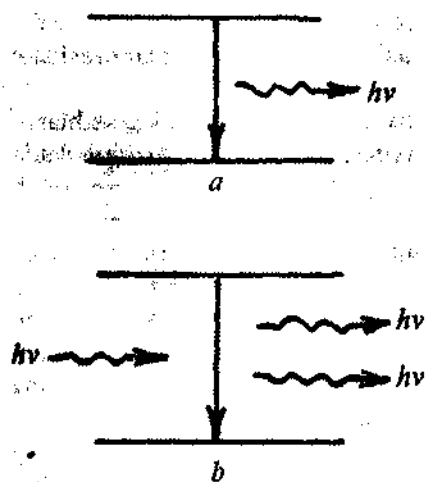
Spektral chiziqlarning intensivligi bir sekundda yuz beruvchi bir xil o'tishlar soni bilan aniqlanadi va shuning uchun ham nurlanuvchi (yutiluvchi) atomlar miqdoriga va mos o'tishlarning ehtimoligiga bog'liq bo'ladi.

Kvant o'tishlar istalgan energetik sathlar orasida paydo bo'lavermaydi. Ehtimoli bo'lgan va ehtimoli bo'lmagan yoki ehtimoli kam bo'lgan o'tishlar shartlarini ta'riflovchi tanlash yoki taqiqlash qoidalari aniqlangan.

Ko'pchilik atom va molekularning energetik sathlari ancha murakkabdir. Sathlar strukturasi, demak, spektrlar strukturasi ham yolg'iz atom yoki molekula tuzilishigagina bog'liq bo'lmasdan, tashqi sabablarga ham bog'liq bo'ladi.

Elektronlarning elektromagnit o'zaro ta'siri energetik sathlarning nozik ajralishiga (nozik strukturaga) olib keladi. Yadrolarning magnit momentlari ta'sirida o'ta nozik ajralish (o'ta nozik struktura) yuzaga keladi. Atomga yoki molekulaga nisbatan tashqi hisoblangan elektr va magnit maydonlar ham energetik sathlarning ajralishini yuzaga keltiradi (Shtark va Zeeman hodisalari, 30.2-§ga qarang).

Spektrlar turli informatsiyalar manbai bo'lib hisoblanadilar. Eng avvalo spektrlarning ko'rinishiga qarab atom va molekularni aniqlash (indentifikatsiyalash) mumkin, bu sifatiiy spektral analiz masalalaridan hisoblanadi. Spektral



29.1- rasm.

chiziqlarning intensivliklari bo'yicha nurlanuvchi (yutiluvchi) atomlarning miqdori aniqlanadi. Bu miqdoriy spektral analizdir. Bunda konsentratsiyali aralashmalarni ham osonlik bilan topadilar va massasi juda kichik (bir necha o'n mikrogrammagacha) bo'lgan namunalar tarkibini aniqlaydilar.

Spektrlari bo'yicha atomlarning yoki molekulalarning tuzilishi, ularning energetik sathlarining strukturasi, katta molekulalar ayrim qismlarining harakatchanligi va boshqalar haqida mulohaza yuritish mumkin. Spektrlarning atom yoki molekulaga ta'sir etuvchi maydonlarga bog'liqligini bilgan holda zarrachalarning o'zaro joylashishlari haqida ma'lumotlar olinadi, chunki qo'shni atomlar o'z elektromagnit maydonlari vositasida ta'sirlashadilar.

Doplerning optik effektiga asosan harakatlanayotgan jismlarning spektrlarini o'rganish nurlanuvchining va nurlanishni qabul qiluvchining nisbiy tezliklarini aniqlashga imkon beradi.

Agar moddaning spektri bo'yicha uning holati, harorati, bosimi va h.k. to'g'risida xulosa chiqarish mumkinligi nazarda tutilsa, u holda atomlar va molekulalar tomonidan energiyaning nurlanishidan va yutilishidan tekshirish metodi sifatida foydalanishga yuksak baho berish mumkin.

Atom (yoki molekula) tomonidan chiqariluvchi yoki yutiluvchi foton energiyasiga (chastotasiga) ko'ra spektroskopiyani quyidagi turlarga bo'ladilar: radio, infraqizil, ko'rinuvchi nurlanish, ultrabinafsha va rentgen spektroskopiyalari*. Moddaning turi (spektr manbai) bo'yicha atom, molekular spektrlar va kristallar spektrlariga ajratadilar.

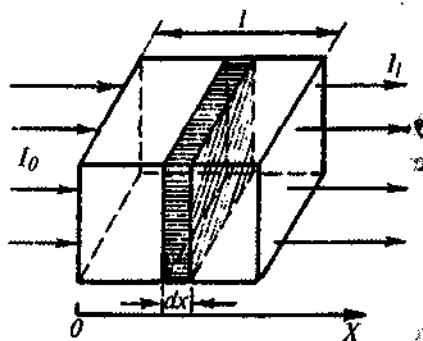
29.2-§. YORUG'LIKNING YUTILISHI

Muhitda tarqalayotgan yorug'lik intensivligi uning modda molekulalari (atomlari) tomonidan yutilishi va sochilishi natijasida kamayishi mumkin.

Yorug'likning yutilishi deb, uning istalgan muhit orqali o'tishida yorug'lik energiyasining boshqa turdagi energiyaga aylanishi natijasida zaiflanishiga aytiladi.

Yorug'likning moddalariga yutilish qonunini aniqlaymiz. Agar moddaning kichikroq, ya'ni qalinligi

dx bo'lgan qatlami olinsa (29.2-rasm) bu qatlam yorug'likni yutganda yorug'lik intensivligi dI ning zaiflanishi qatlam qalinligi va bu qatlamga tushuvchi yorug'likning intensivligi qancha katta bo'lsa, shuncha ko'p bo'ladi:



29.2- rasm.

* Bu yerda yadroviy kvant o'tishlar bilan belgilanuvchi γ -spektroskopiya ko'rsatilgan.

$$dI = -kI dx \quad (29.2)$$

bu yerda k — yutilishning tabiiy ko'rsatkichi (yutuvchi muhitga bog'liq bo'lgan va muayyan chegaralarda yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmaydigan proporsionallik koeffitsiyenti); „—“ ishora yorug'lik modda orqali o'tayotganda uning intensivligi kamayishini, ya'ni $dI < 0$ ekanligini ko'rsatadi. (29.2) ni integrallab va lozim bo'lgan chegaralarni qo'yib (29.2- rasm).

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -k \int_0^l dx \quad \text{yoki} \quad \ln \frac{I}{I_0} = -kl$$

ni olamiz; buni potensirlasak,

$$I = I_0 e^{-kl} \quad (29.3)$$

ga ega bo'lamiz.

Bu formula Bugerning yorug'likning yutilish qonunini ifodalaydi. Bundan ko'rinib turibdiki, yutilishning tabiiy ko'rsatkichi k muhitda yutilish natijasida yorug'lik intensivligi e marta zaiflanadigan masofaga teskari bo'lgan kattalikdir.

Yutilishning tabiiy ko'rsatkichi yorug'lik to'lqinining uzunligiga bog'liq, shuning uchun (29.3) qonunni monoxromatik yorug'lik uchun yozish ma'qul:

$$I = I_0 e^{-k_\lambda l} \quad (29.4)$$

bu yerda k_λ — monoxromatik yutilishning tabiiy ko'rsatkichi.

Yorug'likning yutilishi uning molekular bilan o'zaro ta'siri tufayli sodir bo'lgani uchun yutilish qonunini molekularning ba'zi bir xarakteristikalari bilan bog'lash mumkin. n — yorug'lik kvantlarini yutuvchi molekularning konsentratsiyasi bo'lsin. Molekula yutilishining effektiv kesimini σ bilan belgilaymiz (fotonning borib urilishida uning molekula tomonidan tutib olinishi sodir bo'ladigan ma'lum bir yuza).

Agarda to'g'ri burchakli parallelepiped (29.2- rasm)ning kesim yuzasi S ga teng deb hisoblansa, u holda ajratilgan qatlam $S dx$ ga, undagi molekular soni esa $n S dx$ ga teng bo'ladi. Bu qatlamdagi molekular effektiv kesimining umumiy yuzasi $\sigma n S dx$ ga teng. Bu qatlamga $\Phi = IS$ fotonlar oqimi tushadi. Molekular effektiv kesim yuzasining umumiy kesim yuzasidagi ulushi

$$\frac{\sigma n S dx}{S} = \sigma n dx \quad (29.5)$$

Qatlamga tushayotgan fotonlarinng xuddi (29.5) dagicha qismi molekular tomonidan yutiladi deb hisoblash mumkin, chunki yuzalar nisbati bitta fotonning ajratilgan qatlamning molekulari bilan o'zaro ta'sirlashish ehtimolligini aniqlaydi. Qatlamga yutilayotgan fotonlarning ulushi yorug'lik oqimi ($d\Phi / \Phi$) yoki yorug'lik intensivligi (dI / I) orqali ifodalanishi mumkin. Yuqorida bayon qilinganlarga asosan quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{dI}{I} = -\sigma n dx \quad (29.6)$$

buni integrallab va potensirlab,

$$I_l = I_0 e^{-\sigma n l} \quad (29.7)$$

ga ega bo'lamiz. Bu tenglamani (29.4) dan farqli o'laroq, σ molekula parametriga kiradi.

Fotonlarni yutadigan molekular yorug'likni yutmaydigan eritmada bo'lsin, deb faraz qilaylik. Molyar konsentratsiya $C = n / Na$ ga teng, $n = CNa$ bundan ko'paytmani almashtiramiz:

$$\sigma n = \sigma CN_A = \chi' C$$

bu yerda $\chi' = \sigma Na$ — yutilishning tabiiy molyar ko'rsatkichi. Buning fizik ma'nosi — bir mol eritilgan modda barcha molekulari yutilishining effektiv kesimi yig'indisidir. Bu tushunchani qo'llab (29.7) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin (Buger-Lambert-Ber qonuni):

$$I_l = I_0 e^{\chi' Cl} \rightarrow I_l = I_0 I^{-\chi Cl} \quad (29.8)$$

Laboratoriya amaliyotida Buger-Lambert-Ber qonuni odatda asosi 10 ga teng bo'lgan ko'rsatkichli funksiya orqali ifodalanadi:

$$I_l = I_0 \cdot 10^{-\chi Cl} \quad (29.9)$$

bu yerda χ — yutilishining molyar ko'rsatkichi; $\chi = 0,43 \chi'$, chunki $l \approx 10^{0,43}$. Odatda χ ni biron bir to'liq uzunligiga nisbatda beradilar va yutilishining monoxromatik molyar ko'rsatkichi deb ataydilar ($\chi\lambda$).

Berilgan jism yoki eritma orqali o'tgan nurlanish oqimining shu jismga tushayotgan nurlanish oqimiga nisbati o'tkazish koeffitsiyenti deyiladi.

Uni intensivliklar nisbati kabi ifodalaymiz:

$$\tau = I_l / I_0 \quad (29.10)$$

O'tkazish koeffitsiyentiga teskari bo'lgan o'nli logarifm miqdori eritmaning optik zichligi deb ataladi:

$$D = \lg(1/\tau) = \lg(I_0 / I_l) = \chi_\lambda Cl \quad (29.11)$$

Buger-Lambert-Ber qonuniga asoslanib bo'yalgan eritmalarda modda konsentratsiyasini aniqlashning bir qator fotometrik usullari yaratilgan (konsentratsion kalorimetriya). Bu usullar bilan bevosita eritma orqali o'tgan yorug'lik oqimi, o'tkazish koeffitsiyenti yoki optik zichlik o'lchanadi.

$$k_\lambda = f_1(\lambda) \text{ va } \chi_\lambda = f_2(\lambda)$$

bog'lanishlar moddalarning yutilish spektrlari hisoblanadi.

Yutilish spektrlari moddalarning holati va atom hamda molekularning energetik sathlari strukturalari (29.4- va 29.5- §larga qarang) haqidagi ma'lumotlar manbai bo'lib hisoblanadi.

29.3-§. YORUG'LIKNING SOCHILISHI

Muhitda tarqalayotgan yorug'lik dastasining mumkin bo'lgan barcha tomonlarga og'ishi hodisasiga yorug'likning sochilishi deyiladi.

Yorug'lik sochilishining vujudga kelishi uchun zaruriy shart-sharoit bu optik nobirjinslikning mavjudligi, ya'ni asosiy muhitnikidan boshqacharoq, sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan sohalarining mavjudligidir.

Yorug'likning sochilishi va difraksiyasi ba'zi umumiy tomonlarga ega: ikkala hodisa ham to'liq yoki nobirjinsliklar va to'liq uzunligi orasidagi munosabatga bog'liq bo'ladi. Bu hodisalar orasidagi farq shundan iboratki, difraksiya ikkilamchi to'liqlarning interferensiyasi tufayli sodir bo'ladi, sochilish esa yorug'lik ta'siri ostida bo'luvchi nurlanishlarning qo'shilishi tufayli (interferensiyasi tufayli emas) vujudga keladi.

Bunday nobirjinsliklarni ikkita asosiy turga ajratishadi:

1) bir jinsli shaffof moddada o'zga jinsli mayda zarrachalarning mavjudligi. Bunday muhitlar xira muhitlar deyiladi: tutun (gazdagi qattiq zarrachalar), tuman (gazdagi suyuqlik tomchilari), suspenziyalar, emulsiyalar va shunga o'xshash. Loyqa muhitlardagi sochilishga Tindal hodisasi deyiladi.

2) molekularning tekis taqsimlanishdan statistik og'ishlari (zichlik fluktuatsiyasi) natijasida sof moddada vujudga keluvchi optik nobirjinsliklar, yorug'likning bu tipdagi nobirjinsliklarda sochilishiga molekular sochilish deyiladi; masalan, yorug'likning atmosferada sochilishi.

Sochilish tufayli yorug'lik intensivligining kamayishi, yutilish paytidagi kabi, ko'rsatkichli funktsiya yordamida izohlanadi:

$$I_l = I_0 e^{-ml} \quad (29.12)$$

bunda m sochilish ko'rsatkichi (tabiiy).

Yorug'likning yutilishi va sochilishining birgalikdagi ta'sirida intensivlikning zaiflashishi ham ko'rsatkichli funktsiyadir:

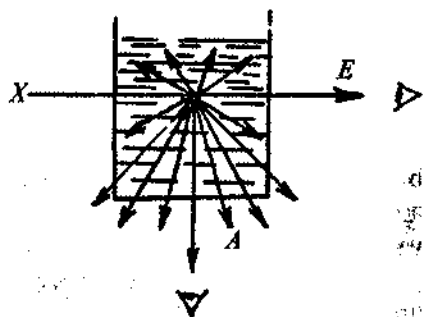
$$I_l = I_0 e^{-\mu l} \quad (29.13)$$

bu yerda μ — zaiflanish ko'rsatkichi (tabiiy). Bundan $\mu = m + k$ ekanini ko'rish qiyin emas.

Xira muhitlarda, taxminan $0,2\lambda$ dan kichikroq bo'lgan nobirjinsliklarda sochilishda, shuningdek, molekular sochilishda sochilgan yorug'likning intensivligi to'liq uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsional bo'lishini Reley aniqladi (Reley qonuni):

$$I \sim 1/\lambda^4 \quad (29.14)$$

Bu, oq yorug'likdan, modda tomonidan, masalan D nuqtada (29.3-rasm) asosan zangori va binafsha nurlar (A — yo'nalishi) sochiladi, qizillari esa tushuvchi yorug'lik B yo'nalishida o'tib ketadi, demakdir. Bunga o'xshash hodisalar tabiatda ham kuzatiladi: osmonning qizil rangi — zangori va binafsha nurlarining qiya tushganda biosfera qatlamlari ichida ancha chuqurroq masofaga sochilishi natijasida oq yorug'lik spektrining o'zgarishidir (27.3-rasmning izohiga qarang).

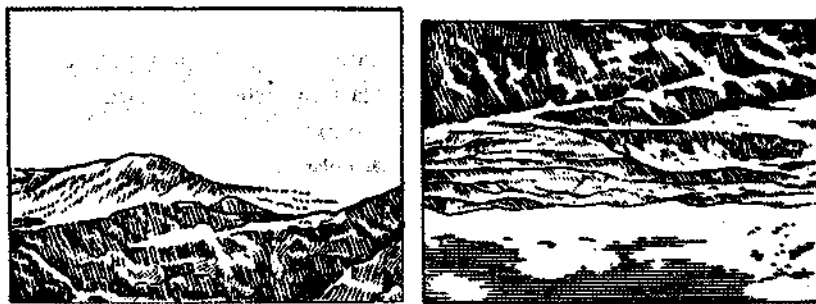


29.3- rasm.

Qizil nurlarining kamroq sochilishidan signalizatsiyalarda foydalanadilar, masalan, aerodromlarda belgilash chiroqlari, svetoforda esa eng mas'uliyatli yorug'lik bu qizil yorug'likdir va sh.o'. Infraqizil nurlar yanada kamroq sochiladi. 29.4- rasmda bir manzaraning ikkita fotografiyasi tasvirlangan: chapdagi rasm oddiy usul bilan olingan bo'lib, ko'rinishni tuman juda cheklab qo'ygan; o'ngda infraqizil nurlarda maxsus plastinkada olingan rasm bo'lib, bunda tuman xalaqit bermaydi, u kattaroq uzunlikdagi to'lqinlar uchun shaffof ekan.

Agar muallaq zarrachalar to'lqin uzunligiga nisbatan katta bo'lsa, u holda sochilish Reley (29.14) qonuniga mos kelmaydi, bu holda kasr maxrajida λ^2 bo'ladi. Sochilgan yorug'lik o'z zangoriligini yo'qotadi va oqroq bo'lib qoladi. Masalan, top-toza dengiz kengliklarining to'q zangori osmoniga qarama-qarshi o'laroq shaharning changli osmoni oqarib ko'rinadi.

Sochilgan yorug'likning yo'nalishi, uning qutublanish darajasi, spektral tarkibi va hokazolar molekular o'rtasidagi o'zaro ta'sirlar, eritmalaridagi makromolekulalar o'lchami, kolloid eritmalaridagi zarrachalar, emulsiyalar, aerozollar va h.k.larni xarakterlovchi parametrlar haqidagi informatsiyani olib keladi. Shu xildagi ma'lumotlarni olish maqsadida sochilgan yorug'likni o'lchash metodlariga nefelometriya, bunga mos asboblarga esa nefelometrlar deyiladi.



29.4- rasm.

29.4-§. OPTIK ATOM SPEKTRLARI

Kvant o'tishlar vaqtida erkin yoki zaif o'zaro ta'sirlashuvchi atomlar sathlari orasida vujudga keluvchi chiqarish spektrlariga ham, yutilish spektrlariga ham atom spektrlari deyiladi.

Optik atom spektrlari deganda fotonlarning energiyasi bir necha elektronvolt bo'lgan tashqi elektronlar sathlari orasidagi o'tishlar tufayli yuzaga keluvchi atom spektrlari tushuniladi. Bularga ultrabinafsha, ko'rinuvchi va infraqizilga yaqin (mikrometrlargacha) spektr sohalari kiradi.

Uyg'ongan atomlardan olinuvchi chiqarish optik atom spektrlari eng katta qiziqish uyg'otadi.

Odatda ularni uyg'otishga gazlardagi elektr razryadida yoki moddani gaz tarelkasining alangasida, elektr yoyi uchqunida qizdirilganda yuz beradigan nurlanishsiz o'tishlar natijasida erishiladi.

29.1-§da atomlarning spektrlari to'g'risida umumiy mulohazalar bayon qilingan edi. Atomlarning spektrlari to'g'risidagi to'liq ma'lumotlarni spektroskopiyaga oid maxsus spravochniklardan topish mumkin. Oddiy misol

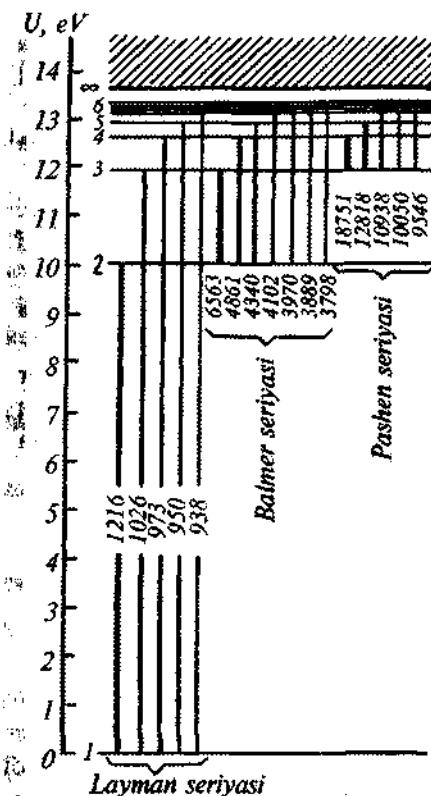
tariqasida vodorod atomining va vodorodsimon ionlarning spektrlarini ko'rib o'tamiz.

(28.24) va (29.1) formulalardan vodorod atomi nurlaydigan (yutadigan) yorug'lik chastotasining formulasini olish mumkin ($Z = 1$):

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (29.15)$$

Bu formula kvant mexanikasi yaratilishidan ancha oldin tajriba asosida I.Ya. Balmer tomonidan topilgan va nazariy jihatdan esa Bor tomonidan olingan (28.7- §ga qarang); i va k — oralarida kvant o'tishlar yuz beradigan sathlarning tartib nomerlari.

Spektrda spektral seriyalar deb ataluvchi chiziqlar guruhini ajratish mumkin. Har bir seriya, chiqarish spektrlariga tatbiq etilgan holda, har xil sathlardan doimo bitta-oxirgi sathga o'tishga mos keladi (29.5- rasm).



29.5- rasm.

Ultrabinafsha sohada Layman seriyasi joylashgan bo'ladi. U yuqori energetik sathdan eng pastki, asosiy sathga o'tishda hosil bo'ladi. (29.15) formuladan, Layman seriyasi uchun quyidagini olamiz:

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (n_i = 2, 3, 4, \dots) \quad (29.16)$$

ya'ni bu seriyaning barcha chastotalarini topamiz. Eng uzun to'lqin uzunligiga ega bo'lgan chiziq eng katta intensivlikka ega bo'ladi. Spektral chiziqlarining intensivliklari 29.5- rasmda shartli ravishda tegishli o'tishlar to'g'ri chiziqlarining qalinliklari orqali ko'rsatilgan.

Spektrning ko'rinuvchi va yaqin ultrabinafsha sohalarida yuqori energetik sathlardan ($n_k = 2$) ikkinchi sathga o'tish vaqtida vujudga keluvchi Balmer seriyasi joylashgan. (29.15) formuladan Balmer seriyasi uchun quyidagini hosil qilamiz:

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (n_i = 3, 4, 5, \dots) \quad (29.17)$$

ya'ni bu seriya barcha chiziqlarining chastotasini topamiz. Spektrning infraqizil sohasida yuqori energetik sathlardan ($n_k = 3$) uchinchi sathga o'tishda vujudga keluvchi (29.15) formuladan Pashen seriyasi uchun

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (n_i = 4, 5, 6, \dots) \quad (29.18)$$

kelib chiqadi.

Infraqizil sohada boshqa seriyalar ham mavjud.

Atomar vodorodning spektri kichik chastotalar tomonidan chegaralanmagandek bo'lib ko'rinishi mumkin, chunki orta borgani sari energetik sathlar istalgancha yaqinlashib boradi. Biroq, aslida bunday sathlar orasida o'tishlar ehtimolligi shu qadar kichik bo'ladiki, amalda bu o'tishlar kuzatilmaydi.

Ionizatsiya potentsiali uchun (15.15) ifodani, $n_k = 1$ va $n_i \rightarrow \infty$ deb hisoblab, (29.15) dan olish mumkin;

$$\phi_n = me^3 / (8\epsilon_0^2 h^2) \quad (29.19)$$

Atom spektral analizi uchun ham chiqarish spektridan (emission spektrlar analiz), ham yutilish spektridan (absorbtsion spektral analiz) foydalanadilar.

Tibbiy maqsadlar uchun emission analiz asosan tana to'qimalaridagi mikroelementlarni aniqlashda, gigienada konservalangan mahsulotlarda ozgina

miqdordagi metallar atomlarini aniqlashda, sud meditsinasi maqsadlarida esa murda to'qimalaridagi ba'zi elementlarni aniqlashda va boshqa maqsadlar uchun xizmat qiladi.

29.5-§. MOLEKULAR SPEKTRLAR

Molekular spektrlar (chiqarish va yutilish) molekularlarning bir energetik sathdan ikkinchisiga kvant o'tishlarida vujudga kelib (29.9- §ga qarang), kattaroq yoki kichikroq kenglikka ega chiziqlar to'plamidan iborat bo'lgan zich joylashgan chiziqlardan tashkil topgan. Atom spektrlariga nisbatan molekular spektrlarning murakkabligiga sabab molekular harakatining, demak, energetik o'tishlarning atomdagiga ko'ra ko'proq turlicha bo'lishidir.

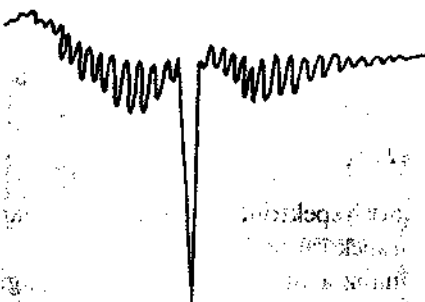
(29.1) va (28.37) larni hisobga olgan holda molekula tomonidan nurlanayotgan yoki yutilayotgan chastotalarni topamiz:

29.6-rasm

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{1}{h}(E' - E'') = \frac{1}{h}[(E'_{el} - E''_{el}) + (E'_{teb} - E''_{teb}) + (E'_{ayl} - E''_{ayl})] = \\ &= \frac{1}{h}(\Delta E_{el} + \Delta E_{teb} + \Delta E_{ayl}); \end{aligned} \quad (29.20)$$

bu yerda bir yoki ikki shtrix, molekular spektroskopiyada qabul qilinganidek, mos holda yuqorigi va pastki sathlarga taalluqlidir. $\Delta E_{el} \gg \Delta E_{teb} \gg \Delta E_{ayl}$ ekanligini nazarda tutish kerak. Agar $\Delta E_{el} = 0, \Delta E_{teb} = 0, \Delta E_{ayl} \neq 0$ bo'lsa, u holda alohida chiziqlardan tarkib topgan sof aylanma molekular spektrlar olinadi, chunki ularga kichik chastotali (29.20- §ga qarang) spektrlar mos keladi. Ular uzoq infraqizil va ayniqsa mikroto'lqinli (O'YuCh) sohalarida kuzatiladi. To'lqin uzunligi 0,1–1 mm tartibda bo'ladi.

Agarda $\Delta E_{el} = 0, \Delta E_{teb} \neq 0$ bo'lsa, u holda odatda bir vaqtda $\Delta E_{ayl} \neq 0$ bo'ladi va bunda tebranish-aylanish spektri vujudga keladi. U spektral asbobning



29.6- rasm.

ajrata olishi yetarlicha bo'lganda alohida aylanish chiziqlariga yoyiluvchi tebranish chiziqlaridan tarkib topadi. 29.6- rasmda metanning tebranish-aylanish spektri grafik tarzda ifodalangan. Infraqizil tebranma aylanish spektrlari yaqin infraqizil sohada kuzatiladi.

$\Delta E_{el} \neq 0$ da odatda bir vaqtda bo'ladi. Elektron-tebranish, aniqrog'i elektron-tebranish-aylanishli spektrlar



a



b

29.3- rasm.

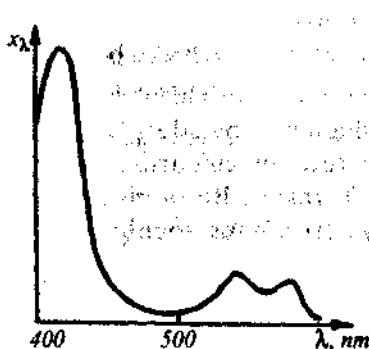
hosil bo'lib, ular turli chiziqlardan, chiziqlar esa o'z navbatida aylanish o'tishlariga mos bo'lib, zich joylashgan chiziqlardan iborat bo'ladi.

29.7- a rasmda azot molekulasining elektron-tebranish spektri, 29.7- b rasmda esa chiziqlardan birining aylanma parchalanishi keltirilgan.

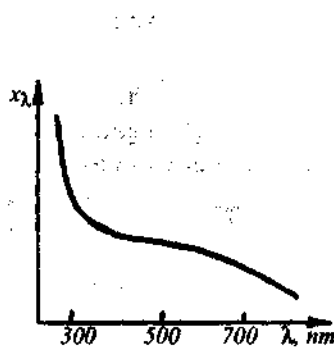
Chiqarish va yutilish elektron tebranma aylanishli spektrlari ko'rinuvchi va ultrabinafsha sohalarda kuzatiladi.

Ayrim molekular spektrlarining o'ziga xos spetsifikasi sifatini va miqdoriy spektrlar analizlarining asosida yotadi. Molekular spektrlar molekular tuzilishidan tashqari, ulardagi o'zaro ta'sirlar xarakterini ham tekshirishga imkon beradi.

Yutilishning molekular spektrlari (absorbsion) biologik funksional molekular haqidagi informatsiyaning muhim manbai bo'lib hisoblanadi va zamonaviy biokimyohamda biofizika ishlarida keng ko'lamda qo'llaniladi. Ko'p hollarda bu spektrlar yuqorida bayon etilgan ayrim qismlarini ajratmasdan, yalpi spektrlar tarzida qayd qilinadi. Masalan, 29.8- rasmda eritrotsit suspenziyasining yutilish spektri keltirilgan. Odam terisining yutish spektri 29.9- rasmda tasvirlangan, uning ultrabinafsha qismida yutilish ko'rsatkichi



29.8- rasm.



29.9- rasm.

yuqori va terining eng yuqori qatlamlarigina nurlanishni yuta oladi. Ko'rinadigan sohada yutilish ko'rsatkichi pasayadi va qizil sohagacha deyarli o'zgarishsiz qoladi.

29.6-§. LUMINESENSIYANING HAR XIL TURLARI

Jismning berilgan haroratdagi issiqlik nurlanishidan ortiqcha bo'lgan, hamda davomiyligi ham nurlanuvchi yorug'lik to'lqinlarining davri dan ancha ortiq bo'lgan nurlashiga luminessensiya deb ataladi.

Luminessensiyani ba'zi bir boshqa ikkilamchi shu'alanish hodisalaridan, masalan, yorug'likning qaytishi va sochilishidan ajrata olish uchun bu ta'rifdagi davomiylik elementini S.I. Vavilov taklif etgan edi.

Uyg'otish turiga ko'ra luminessensiyani bir necha turga ajratadilar. Zaryadlangan zarrachalar keltirib chiqargan luminessensiyalar; oinlar keltirib chiqaradigani ionoluminessensiya; elektronlar keltirib chiqaradigani katodoluminessensiya; yadroviy nurlanish keltirib chiqaradigani radio-luminessensiya deyiladi.

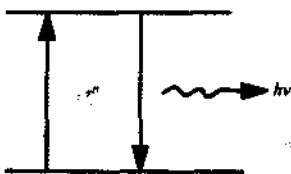
Rentgen va γ -nurlanishlari ta'siri ostida ro'y beradigan luminessensiyaga rentgenoluminessensiya, fotonlar ta'siri ostida vujudga keladiganiga esa fotoluminessensiya deyiladi (29.7-§ga qarang).

Ayrim kristallarni ishqalashda, majaqlashda yoki urib parchalashda ularda triboluminessensiya vujudga keladi. Elektr maydon yordamida elektroluminessensiya kuzatiladi, buning xususiy ko'rinishi gaz razryadining shu'alanishidir. Ekzotermik kimyoviy reaksiyalarda kuzatuvchi luminessensiyaga xemiluminessensiya deb ataladi (20.8-§ga qarang).

29.7-§. FOTOLUMINESENSIYA

Ba'zan oddiy luminessensiya deb ataluvchi fotoluminessensiya fluoressensiyaga (qisqa muddatli keyin shu'alanish) va fosforessensiyaga (nisbatan davomli keyin shu'alanish) ajraladilar.

Har qanday fotoluminessensiyaning boshlang'ich akti bo'lib atom va molekullarni $h\nu$ energiyali fotonlar bilan uyg'otish hisoblanadi. Odatda bir atomli bug' va gazlarda amalga oshadigan eng oddiy hollarda atom xuddi o'shanday ν chastotali yorug'lik fotonini chiqarib asosiy holatga qaytadi (20.10- rasm). Bu hodisaga rezonans fluoressensiya (rezonans sochilish) deyiladi. Maxsus tajribalar bunday shu'alanish modda yoritilgandan taxminan 10^{-8} s keyin vujudga kelishini ko'rsatadi va shuning uchun u bu so'zning odatdagi tushunchasida sochilish bo'lib hisoblanmaydi.

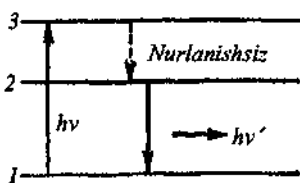


29.10- rasm.

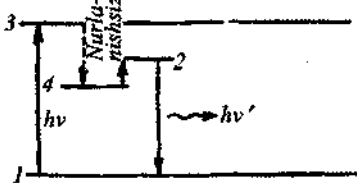
Luminessensiyalanuvchi bug'larda yot gazlar (vodorod, kislorod va boshq.) qo'shlganda rezonansli fluoressensiya kamayadi. Bu hol atom uyg'ongan holda bo'lgan vaqtda boshqa molekular bilan to'qnashishi va unga o'z energiyasini berishi mumkinligi bilan bog'liqdir. Bunda molekularning kinetik energiyasi ortadi, atom esa asosiy holatga nurlanishsiz o'tadi.

Molekularning 3-uyg'ongan holatdan (29.11- rasm) 2- holatga nurlanishsiz o'tish ehtimoli yuqoriroqdir, keyin esa energiyali kvantni spontan holda nurlab 1- holatga o'tadi.

Murakkab organik molekularida uyg'otilgan 3- holatdan ayrim oraliq holatga, ya'ni 4- metastabil holatga o'tish vujudga keladi, bu holatdan esa asosiy holatga o'tish ehtimolligi kam bo'ladi. (29.12- rasm). Tevarak-atrofdagi zarrachalarning molekular kinetik energiyasi hisobiga yoki yorug'likning yangi kvanti hisobiga molekular 2-uyg'ongan holatga, undan esa asosiy 1- holatga o'tadi. Fosforessensiya mexanizmlaridan bittasi ana shundan iboratdir. Qizdirish metastabil holatdan ketish ehtimolligini oshiradi va fosforessensiyani kuchaytiradi.



29.11- rasm.



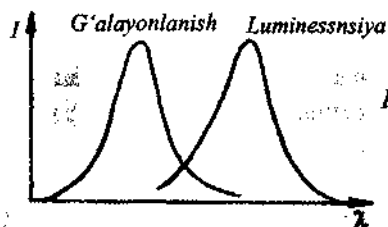
29.12- rasm.

Fotoluminessensiya uchun asosan Stoks qonuni to'g'ridir: luminessensiya spektri shu luminessensiyani keltirib chiqaruvchi spektrga nisbatan uzun to'lqinlar tomonga siljigan bo'ladi (29.13- rasm).

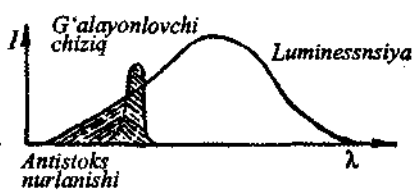
Haqiqatan ham, 29.10- rasmdan ko'rinib turibdiki, nurlanuvchi fotonning energiyasi yutilgan fotonning energiyasi dan katta emas:

$$h\nu' \leq h\nu \tag{29.21}$$

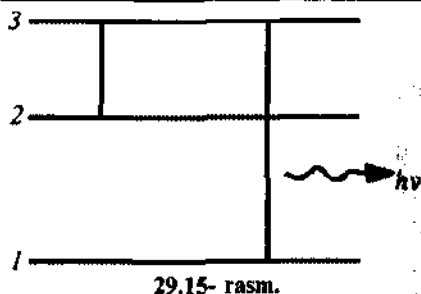
bundan $\lambda' \geq \lambda$. Stoks qonunidan chetlanuvchi antistoks luminessensiya deb ataluvchi luminessensiya ham mavjud. Bu fotoluminessensiyani ayrim spektral



29.13- rasm.



29.14- rasm.



29.15- rasm.

chiziq bilan, ya'ni monoxromatik yorug'lik bilan uyg'otilgan vaqtda ayniqsa yaxshi ko'rinadi (29.14- rasm). Antistoks nurlanish avvaldan uyg'ongan holatda turgan zarrachalarni uyg'otishda vujudga keladi (29.15- rasm, 3-sath), 2- holatdan 1- asosiy holatga o'tishda energiya nurlanadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki,

$$hv' \leq hv \text{ yoki } \lambda' \geq \lambda. \quad (29.22)$$

Bir qator biologik funksional molekularlar, masalan, oqsil molekulari, fluoressensiyaga egadirlar. Fluoressensiya parametrlari fluoressensiyalanuvchi atrof molekularlar strukturasi sezgirdirlar, shuning uchun ham luminessensiya yordamida kimyoviy o'zgarishlarni va molekulararo o'zaro ta'sirlarni o'rganish mumkin.

Keyingi o'n yilliklar davomida membranali sistemalarga tashqaridan qo'shiladigan maxsus fluoressensiyalanuvchi molekularlar keng ko'lamda qo'llanila boshlandi. Bunday molekularlar fluoressent zondlar (membrana bilan nokovalent bog'lanish) yoki fluoressent belgilar (kimyoviy bog'lanish) degan nomni olganlar.

Zondlar va belgilar fluoressensiyasining o'zgarishlari oqsil va membranalaridagi konformatsion qayta qurilish (tuzilish) larni topish imkonini beradi.

Fotoluminessensiyaning tibbiy maqsadlar uchun ba'zi bir qo'llanishlarini ko'rib chiqamiz.

Obyektlarni tekshirish maqsadlarida ularning luminessensiyasini kuzatishga asoslangan luminessent analizdan oziq-ovqat mahsulotlari buzilishining boshlang'ich bosqichini aniqlashdi, farmakologik preparatlarni navlarga ajratishda va ba'zi bir kasalliklarning diagnostikasida foydalaniladi. Jumladan, zamburug' bilan zararlangan sochlar va qazg'oqlar ultrabinafsha nurlar ta'sirida ochiq-yashil luminessent shu'lalanishni beradi. Teri kapillyarlarining singdiruvchanligini teri ostiga bo'yovchi luminessent moddalar kiritish yo'li bilan aniqlash mumkin.

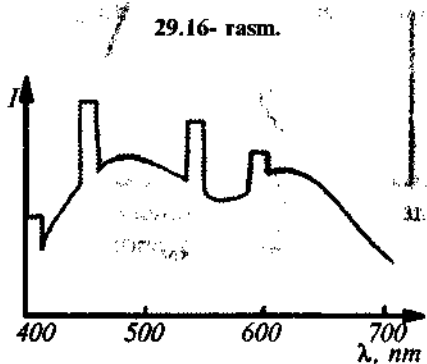
Eng qulay sharoitlarda luminesent analiz 10^{-10} g miqdordagi luminesentlovchi moddalarni topishga imkon beradi.

Mikroskopik obyektning luminessent analizini maxsus luminessent mikroskoplar yordamida o'tkazadilar, bunday mikroskoplarda odatdagi yorug'lik manbaidan farqli ravishda yuksak va o'ta yuksak bosimli simob lampalari va ikkita yorug'lik filtrlardan foydalanadilar. Ulardan biri kondensor oldiga joylashgan bo'lib, yorug'lik manbai spektridan obyektning luminessensiyalanishini keltirib chiqaruvchi sohani ajratadi, obyektiv va okulyar orasida jolashgan boshqasi esa luminessensiya yorug'ligini ajratadi.

Fotoluminessensiya asosida spektri cho'g'lanma lampalarinikidan ko'ra ko'proq kunduzgi yorug'likka mos keladigan yorug'lik manbalari yoritilgan. Bu ham ishlab chiqarish, ham gigiyena maqsadlari uchun ahamiyatga molikdir. Kunduzgi yorug'lik lampasi deb ataluvchi bunday luminessent lampalarda past bosimli simob bug'larida elektr razryadi (elektroluminessensiya) kechadi. Oddiy shishadan yasalgan (29.16- rasm) lampaning ichki sirtiga simob bug'lari nurlanishining ta'siri ostida fotoluminessensiyalanuvchi yupqa luminofor qatlami surtilgan.



29.16- rasm.



29.17- rasm.

Luminofor tarkibini o'zgartirib, eng qulay fotoluminessensiya spektrini tanlab olish mumkin. 29.17- rasmda ehtimoliy bo'lgan spektrlardan biri ko'rsatilgan, intensiv chiziqlar nurlanishlari qisman luminofor orqali o'tuvchi simob bug'larining spektrlariga mosdir.

29.8-§. XEMILUMINESSENSIYA

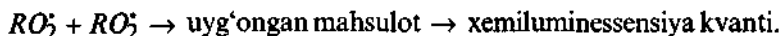
Kimyoviy reaksiyalarda kuzatiluvchi luminessensiyaga *xemiluminessensiya* deb ataladi.

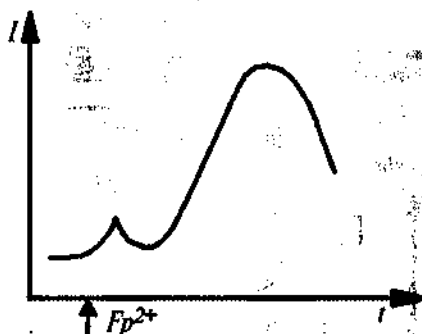
U bevosita yo reaksiya mahsuloti tomonidapn, yo reaksiya mahsulotidan energiyani olib o'tish natijasida uyg'onuvchi boshqa komponentlar tomonidan chiqariladi.

Xemiluminessensiya yorqinligi, ya'ni vaqt birligi ichida chiqarilayotgan kvant sonlari reaksiya tezligining va xemiluminessensiya effektivligining oshishi bilan o'sib boradi. Xemiluminessensiya effektivligi — reatsiyaning bitta aktiga to'g'ri keluvchi kvantlarning o'rtacha sonidir. Xemiluminessensiya yordamida moddalarning tarkibini aniqlash mumkin (xemiluminessent analiz).

Xemiluminessensiya ro'yobga chiqishining xususiy holi biologik obyektlarning kimyoviy, reaksiyalari kuzatiluvchi shu'lalanishdir. Bu bioxemiluminessensiya deyiladi. Yaltiroq qo'ng'iz va biologik chirindilarning nurlanishi bioxemiluminessensiya (bioluminessensiya) ga misol bo'la oladi.

Kam intensivli bioluminessensiya biofiziklar tomonidan o'ta zaif shu'lalanish deb nom olgan, bir qator olimlar tomonidan, jumladan Yu.A. Vladimirov tomonidan juda aktiv o'rganilgan. Biologik sistemalarda xemiluminessensiya erkin radikalli lipidlarning rekombinatsiyasi natijasida vujudga kelishi ko'rsatilgan edi:





29.18- rasm.

Tekshiriluvchi biologik sistemalarga masalan, ikki valentli temir tuzlarini qo'shganda xemiluminessensiya intensivligi sezilarli darajada ortadi. 29.18- rasmda mitoxondriya suspenziyasiga ikki valentli temir kiritilganda intensivligining o'sib borishi ko'rinib turibdi. Agarda shunga o'xshash tajribani yiringli appenditsit va xoletsistit paytidagi qon plazmasi bilan qilib ko'rilsa, shu'lalanish birinchi holda juda kuchsiz bo'lishini kuzatish mumkin. Shunday

qilib, xemiluminessensiyaning diagnostik metod sifatida qo'llash mumkindir.

29.9-§. FOTOBIOLOGIK JARAYONLAR

Fotobiologik jarayonlar deb yorug'lik kvantlarining biologik funksiyali molekular orqali yutilishi bilan boshlanib, organizm va to'qimalarda tegishli fiziologik reaksiyalar bilan tugaydigan jarayonlarga aytiladi.

Biologik jarayonlar kechishiga yorug'lik ko'rsatadigan ta'sirning muhim xarakteristikasi — fotobiologik ta'sir spektrlari, ya'ni fotobiologik effektning ta'sir etayotgan yorug'likning to'liq uzunligiga bog'liqligidir. Fotobiologik ta'sir spektrlari spektrning qaysi sohasi biologik jarayonni eng effektiv ravishda yuzaga keltirayotganini, shuningdek, bunday ta'sirning mexanizmini aniqlash imkonini beradi.

Shifokorga bunday fotobiologik jarayonlarni bilish ko'rish mexanizmlarini tushunib olish (29.10- §ga q.) va UB-nurlanishning to'qimalarga turlicha ta'sirlarini baholash uchun zarurdir (27.7- §ga q.).

Yorug'lik kvantini yutib molekula g'alayonlanadi (29.2- §ga q.). G'alayonlanish energiyasi boshqa molekularga uzatilishi mumkin. Fotobiologik jarayon uchun bunday g'alayonlanish natijasida kimyoviy reaksiya yuz berishi (fotokimyoviy reaksiya) xosdir. Birlamchi fotokimyoviy aktdan so'ng reaksiyalar shunday rivojlanadiki, bunda yorug'likning mavjudligi shart bo'lmaydi (qorong'ulik reaksiyalari), oxir-oqibatda ularning bari biologik sistemaning yorug'likdan ta'sirlanishiga olib keladi.

Bu jarayonning boshlang'ich bosqichlarini — yorug'likning yutilishini va birlamchi fotokimyoviy reaksiyaning miqdoriy jihatdan ko'rib chiqaylik.

29.2- §dagi kabi σ -molekulaning fotonni yutish effektiv kesimi tushunchasini kiritamiz. Xususiylar ko'rilayotgan holda Buger–Lambert–Ber qonunini keltirib chiqarishdan farqli quyidagilarni inobatga olamiz: birinchidan, yorug'lik ta'siri ostida fotonlarni yutayotgan molekular sonining kamayishini hisobga olamiz, chunki fotonlar ta'siri natijasida ular boshqa xil molekularga aylanadilar;

ikkinchidan, yorug'lik intensivligi o'zgarmas va butun suyuqlik hajmida bir xil deb hisoblash uchun ko'rilayotgan suyuqlikning yetarli darajada yupqa qatlamini ko'rib chiqamiz.

Molekulalar konsentratsiyasining yorug'lik ta'siri ostida elementlar kamayishi dn :

- molekularlarning konsentratsiyasi n ga;
- yutilishining effektiv kesimi σ ga;
- nurlanish vaqti dt ga;
- yorug'lik oqimi S_0 yoki intensivligi I_0 ga, ya'ni vaqt birligida butun suyuqlikka tushayotgan (oqim uchun), yoki kyuveta tomonining 1 m^2 yuzasidan o'tayotgan (intensivlik uchun) fotonlar soniga proporsional bo'ladi:

$$dn = -\varphi_x I_0 \sigma n dt \quad (29.23)$$

Bu tenglamdagi „—“ ishora vaqt o'tishi bilan molekularlar sonining kamayishini bildiradi. φ_x yorug'lik fotonining yutilishi natijasida fotokimyoviy reaksiyaga kirishgan molekular mavjud molekularlarning qanday qismini tashkil etishini ko'rsatuvchi koeffitsiyent bo'lib, u fotokimyoviy reaksiyaning kvant chiqishi koeffitsiyenti deb ataladi.

(29.23) tenglamadagi o'zgaruvchanlarni ajratib, integrallaymiz:

$$\int_{n_0}^{n_t} \frac{dn}{n} = -\varphi_x I_0 \sigma \int_0^t dt$$

bu yerda n_0 — molekularlarning boshlang'ich konsentratsiyasi, n_t — molekularlarning t paytdagi konsentratsiyasi. Natijada

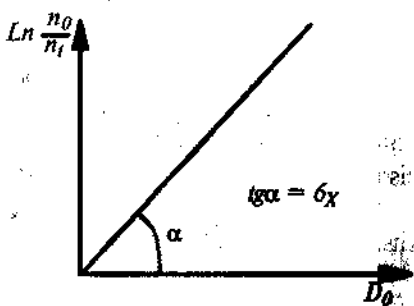
$$\ln(n_t / n_0) = -\varphi_x I_0 \sigma t$$

yoki

$$\ln(n_0 / n_t) - \varphi_x I_0 \sigma t = D_0 \sigma_x \quad (29.24)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda $I_0 t = D_0$ nurlanish dozasi, $\sigma \varphi_x = \sigma_x$ esa molekulaning fotokimyoviy reaksiya uchun ko'ndalang kesim yuzasi bo'lib, u fotonning molekula bilan bunday ta'sirlashuvi ehtimolligiga (buning natijasida fotokimyoviy reaksiya yuz beradi) proporsionaldir.

σ_x kattalikning qiymatini aniqlash uchun $\ln(n_0 / n_t) = f D_0$ bog'lanishning grafigi chiziladi. Hosil bo'lgan bog'lanishni ifodalovchi to'g'ri chiziq kesmasining og'ish burchagi, ya'ni $\text{tg} \alpha$ dan ning qiymati topiladi (29.19- rasm).



29.19- rasm.

Fotokimyoda ta'sir spektri deb $\sigma_x(\lambda)$ bog'lanishga aytiladi. Bu bog'lanishni, xususiyl holda $\sigma_x = \sigma\varphi_x$ o'rinli bo'lgan tenglamadan aniqlash mumkin. Gap shundaki, aralashmalarda fotokimyoviy reaksiyalarning kvant chiqishi kattaligi ta'sir etayotgan yorug'lik nurining to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmaydi ($\varphi_x = \text{const}$). Fizikaviy jihatdan bu molekula ta'sir etayotgan yorug'likning $h\nu$ energiyasi qiymatining qanday bo'lishidan qat'iy nazar g'alayonlanib, fotokimyoviy o'zgarish jarayonini boshlab yuborishi mumkin, demakdir. Buni nazarda tutgan holda, ta'sir spektri va yutilish spektri (29.2- ga qarang), ya'ni $\sigma_x(\lambda)$ bog'lanish, bir xil ko'rinishga ega bo'lib, faqat o'zgarimas ko'paytuvchi φ_x kattalikka farqlanadi, degan xulosaga kelish mumkin. Bu xususiyat fotobiologik ta'sir spektrini har xil biologik birikmalarning yutilish spektri bilan solishtirib, yorug'lik ta'sirini va xususiyl holda UB — nurlarning birlamchi ta'sir mexanizmlarini aniqlashga imkoniyat beradi.

Masalan, shu usul bilan UB nurlar ta'siri ostida bakteriyalarning nobud bo'lishini ko'rsatuvchi egri chiziq (fotobiologik ta'sir spektri) nuklein kislotalarning yutilish spektri kabi ekanligi aniqlangan. Bu esa, o'z navbatida, bakteriyalarining nobud bo'lishiga asosan nuklein kislotalarning shikastlanishi sabab bo'ladi, degan xulosaga olib kelgan.

29.10-§. KO'RISH SEZGIRLIGINING BIOFIZIK ASOSLARI

26.4-§ da ko'zning yorug'lik nurini o'tkazuvchi qismining xususiyatlari ko'rilgan edi. Ko'zning yorug'lik nurini qabul qilishi fotobiologik jarayondir, shu tufayli bu yerda yorug'lik qabul qiluvchi apparatning ishlash mexanizmi ko'rib chiqiladi.

Tayoqcha va kolbachaning nurga sezgir ko'rish to'qimalari nur sezgisining yuzaga kelishida turlicha rol o'ynaydi. Tayoqchalar yorug'likka juda sezgirdirlar, lekin rang ajratmaydilar. Nur sezuvchi kolbacha hujayralari esa rang ajrata olish qobiliyatiga egadirlar; bundan tashqari, buyum yetarlicha yoritilgan bo'lganda ular tasvir detallarini qabul qilishga sezgir bo'ladi, shuning uchun ko'zning ajrata olish qobiliyati mazkur nur sezuvchi hujayralarning ko'z pardasida joylashishiga bog'liq bo'ladi (26.4- § ga qarang).

Tayoqcha hujayralari (g'ira-shira) shom va axromatik sezgi apparatiga, kolbacha hujayralari esa kunduz va rang ajratish apparatlariga taalluqli deb hisoblanadi.

Avval ko'zning yorug'likka va rangga sezgirligining ba'zi umumiy xususiyatlarini ko'rib chiqamiz.

Ko'zning yorug'likka sezgirligi deb, boshlang'ich yorug'likka, ya'ni muayyan sharoitda ko'rish sezgisini tug'dira olish qobiliyatiga ega bo'lgan minimal yorug'lik qiymatiga aytiladi.

Ko'zning yorug'likka sezgirligi ko'rish *adaptatsiyasi* — turli yorug'liklarga moslashish qobiliyati tufayli katta chegaralarda o'zgarishi mumkin. Bu moslashuv quyidagicha amalga oshadi: 1) ko'z qorachig'i diametrini 2 mm dan 8 mm gacha o'zgartirish va shu bilan ta'sir etayotgan yorug'lik oqimi qiymatini 16 marta ko'paytirish bilan; 2) yorug'likka sezgir bo'lgan va parchalanmagan moddaning miqdorini (konsentratsiyasini) kamaytirish bilan; 3) tomir qobig'ida joylashgan va moslashish jarayonida shishasimon tanacha tomonga siljiy oladigan kolbacha va tayoqcha hujayralarini qoramtir pigment bilan ekranlash orqali; 4) kuzatilayotgan jismning yoritilganligiga qarab ko'rish sezgisini, tasvirni hosil qilishda qatnashadigan tayoqcha va kolbacha hujayralari miqdorini o'zgartirish bilan.

Moslashish xususiyati (adaptatsiya), yoritilganlik 10^{-7} kd/m² dan 10^5 kd/m² gacha bo'lgan oraliqda ko'zning normal ishlashiga yordam beradi. Tim qorong'ilikka moslashuv ko'z apparatiga har sekunda eng kamida yuzga yaqin fotonni sezishga imkon beradi. Bu fotonlarning faqatgina 10 foizi to'r to'qimalaridagi tayoqcha hujayralarining sezgir pigmentlari molekulari tomonidan yutiladi, qolganlari esa shoxpardadan qaytadi, ko'z sistemasining boshqa optik muhitlarida yutiladi yoki to'r to'qimalaridan o'tib epiteliy hujayralarining pigmentlarida yutiladi. To'r qobiqni qoplovchi epiteliy hujayralarning pigmentlari mavjudligi tufayli ko'zning orqa devorida yorug'likning sinishi va qaytishi ko'p miqdorda susayadi.

Odamning ko'zi to'lqin uzunligi taqriban 400 nm dan 760 nm gacha bo'lgan oraliqdagi elektromagnit to'lqinlarni sezadi. Ko'zning spektral sezgirligi nurlanishning ko'rinvchanligi bilan xarakterlanadi:

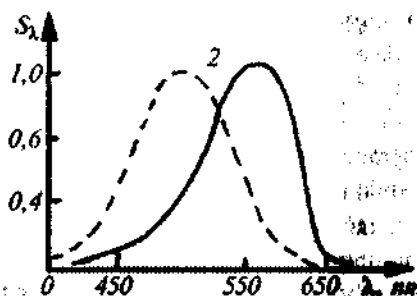
$$S_{\lambda} = d\Phi / d\Phi_e \quad (29.25)$$

bu yerda $d\Phi$ — yorug'lik oqimi; $d\Phi_e$ — shu yorug'lik oqimini vujudga keltiruvchi nurlanish quvvati; $d\Phi$ va $d\Phi_e$ larning qiymati to'lqin uzunligining etarlicha kichik, ya'ni λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha bo'lgan qiymatlari uchungina o'rinalidir deb hisoblanadi. Odam ko'zi odatda to'lqin uzunligi $\lambda = 555$ nm ga teng bo'lgan monoxromatik sariq-yashil yorug'lik nuriga eng sezgir bo'ladi. Bu holda quvvati 1 Vt ga teng bo'lgan nurlanish yorug'lik oqimi 683 lm ga mos bo'lgan yorug'lik sezgisini hosil qiladi. Yuqoridagi (29.25) dan, bu to'lqin uzunligi uchun $S_{\lambda} = 555 \text{ nm} = 683 \text{ lm/Vt}$ nurlanish ko'rinvchanligiga ega bo'lamiz.

Nisbiy ko'rinvchanlik quyidagiga teng bo'ladi:

$$S_{\lambda} = S_{\lambda} / S_{\lambda \text{ max}} \quad (29.26)$$

bu yerda $S_{\lambda \text{ max}}$ berilgan nurlanish spektrining maksimal ko'rinvchanligi. 29.20- rasmda kunduz 1 hamda (g'ira-shira) shom 2 nuri ko'rinvchanligi S_{λ} ning yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'lanish egri chiziqlari keltirilgan. Aslida,



29.20- rasm.

nurlanishining Yer atmosferasidan o'tib, uning sirtiga yetib keladigan qismining maksimum qiymatiga mos keladi (27.4- §ga q.), ko'z sistemasining mukammalligi shunday namoyon bo'ladi.

Tayoqcha hujayralari (29.21- rasm) yorug'likka sezgir tashqi 1 va ichki 2 segmentlardan iborat bo'lib, ichki segmentida hujayraning ishlashini ta'minlovchi yadro va mitoxondriyalar joylashgan bo'ladi. Tashqi segmentning ichida diametri 6 mkm ga teng bo'lgan yupqa disklar 3 joylashgan bo'ladi. Bu diskarning har biri ikki qavat membranadan tashkil topgan bo'lib, shakl jihatidan pachoqlangan liposomaga o'xshash bo'ladi (13.1- §ga q.). Ushbu ko'rish disklariga ko'rish pigmenti — rodopsin joylashgan bo'ladi. Har bir hujayrada bir necha yuzlab ko'rish diskleri mavjud bo'ladi. Ichki segmentdan nerv tolalarigacha bog'lanma bo'ladi.

Rodopsin — molekular massasi 40 000 ga teng bo'lgan murakkab tuzilgan oqsildir. Agar uning shaklini sferik deb qabul qilsak, uning molekulasining diametri 4 nm ga teng bo'ladi. Rodopsin opsin oqsilidan va retinal deb ataladigan xromofor gruppasidan tashkil topgan bo'ladi.

Umuman, retinal bir nechta fazoviy izomerlarga ega bo'lishi mumkin, ammo opsin bilan uning faqat II-sisretinal izomeri bog'lanadi (29.22- rasm). Yorug'lik ta'sirida retinal rodopsindan uzilib, eng turg'un bo'lgan uzluksiz transizomerga aylanadi.

Retinal strukturasi o'zgarishi natijasida diskarning membranalaridagi rodopsinning o'zgarishi bilan bog'liq o'zgarishlar yuz beradi. Bu holda rodopsin



29.21- rasm.

bu egri chiziqqlar fotobiologik ta'sirning spektrlaridir. Yuqorida qayd qilinganidek, kunduzgi ko'rinuvchanlik uchun $S_{\lambda \max}$ ga to'g'ri keladigan maksimal to'lqin uzunligi $\lambda = 555 \text{ nm}$ ni, shom paytida esa $\lambda = 510 \text{ nm}$ ni tashkil qiladi. Shom paytida ko'zning rang ajratish qobiliyati susayib, turli xil ranglar ko'kimtir-kulrang tusda qabul qilinadi.

Kunduzgi ko'rinuvchanlik egri chizig'ining maksimum qiymati quyosh

disklararo gidrofil sirdan membranalarining ichki gidrofob fazasiga ko'chadi.

Agar qorong'ida disk-larning membranalari Na^+ , K^+ , Cl^- va hokazo ionlarini o'zidan o'tkazmaydigan

bo'lsa, yorug'lik ta'siri ostida rodopsinning konformatsion o'zgarishi yuz berishi natijasida ba'zi ionlar uchun „o'tkazuvchan“ bo'lib qoladi. Bunda rodopsinning roli shundan iboratki, u yorug'lik ta'siri ostida disklarda ba'zi ionlar uchun „tashiklar“ hosil bo'lishiga yordam beradi, tashqi membranada esa natriy ionlari uchun kanallarni yopadi. Nerv impulslarini vujudga keltirish uchun kerak bo'lgan potentsiallar

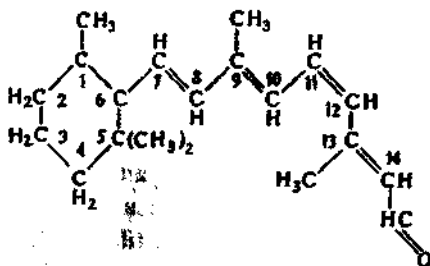
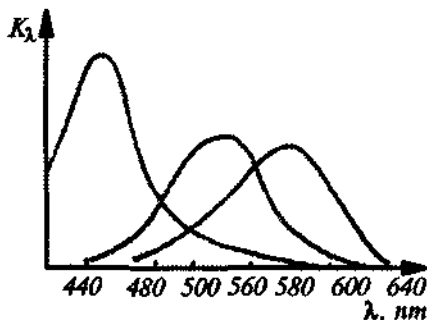


Fig. 29.22- rasm.

ayirmasi xuddi mana shu yo'sinda hosil bo'ladi. To'r to'qimadagi tayoqcha hujayralarining tashqi segmentlarining xususiyati shundaki, qorong'ilikda potentsial boshqa to'qimalarning potentsiallaridan farqli o'laroq, natriy tabiatiga ega bo'ladi (13.7-§ ga q.) Yorug'lik ta'siri ostida rodopsinning strukturasi o'zgarishi natijasida membranalarining Na⁺ ioni uchun o'tkazuvchanligi keskin kamayadi, lekin boshqa xil ionlar uchun o'zgar olmay qolaveradi. Bu holda K⁺ ionlari uchun o'tkazuvchanlik qiymati eng yuqori bo'ladi, hosil bo'lgan potentsial kaliy tabiatli bo'lib, uning ishorasi o'zgaradi. Buning natijasida, mavjud barcha hujayralardan farqli ravishda tayoqcha hujayrasining tashqi segmentidagi sitoplazmatik membranasi potentsiali tashqarida manfiy, hujayra ichkarisida musbat ishoraga ega bo'ladi.

Kolbacha hujayralari pigmenti tarkibida ham rodopsin kabi II-sisretinal mavjud bo'ladi, ammo bu pigmentning oqsilli qismi boshqacha bo'ladi va shu tufayli iodopsin deb ataladi.

Kolbacha hujayralarining ba'zi xillarining yutilish spektrlarini o'lchash natijasi shuni ko'rsatadiki, har bir hujayra bir-biridan farqli ma'lum bir xil iodopsinga ega bo'lar ekan. Odamning kolbacha hujayralari yutilish maksimumlari to'lqin uzunligi 445, 535 va 570 nm ga teng iodopsinlardan tashkil topgan (29.23-rasm). Mavjud bo'lgan uch komponentli rang sezish nazariyasiga ham shular asos qilib olingan.



Ba'zi bir genetik kasalliklar natijasida oqsil-iodopsinlarning sintezlanishi buziladi va ko'z qizil hamda yashil ranglarni ajratish qobiliyatidan mahrum bo'ladi (daltonizm).

29.23- rasm.

O'ttizinchi bob

LAZERLAR. RADIOSPEKTROSKOPIYA

Bu bobda, o'tgan bobdagi kabi, asosan atom va molekular tomonidan energiyainng nurlanishiga va yutilishiga bog'liq hodisalar qarab chiqiladi. Lazer qurilmalari va magnit rezonansi hodisasi so'nggi vaqtlarda tibbiyotda aktiv qo'llanila boshlandi.

30.1-§. LAZERLAR (OKG) VA ULARNING TIBBIYOTDA QO'LLANILISHI

Yorug'lik va radioto'lqinlar umumiy tabiatga ega bo'lishlariga qaramasdan, optika va radioelektronika uzoq yillar davomida bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda mustaqil rivojlanib keldi. Ko'p vaqtgacha yorug'lik manbalari, ya'ni uyg'ongan zarrachalar va radioto'lqinli generatorlar juda kam umumiylikka egadirlar, degan fikrda bo'lindi. Faqatgina asrimizning o'rtalaridan boshlab molekular kuchaytirgichlar va radioto'lqinli generatorlar bo'yicha ishlar paydo bo'la boshladi, bu esa o'z navbatida fizikaning yangi mustaqil sohasi kvant elektronikasining boshlanish davri bo'ldi.

Kvant elektronikasi kvant sistemalarining majburiy nurlanishlaridan foydalanib elektromagnit tebranishlarni kuchaytirish va generatsiyalash metodlarini o'rgatadi (29.1- §ga qarang). Bilimning bu sohasidagi yutuqlar tibbiyotda keng ko'lamda o'zining tatbiqini topmoqda.

Kvant elektronikasi asosida yotuvchi ba'zi bir hodisalar bilan tanishamiz.

Majburiy (induksiyalangan) nurlanishlarga bir sekund ichida sodir bo'luvchi o'tishlar soni shu vaqt ichida moddaga borib tushuvchi fotonlar soniga, ya'ni yorug'lik intensivligiga bog'liqdir. Bundan tashqari, majburiy o'tishlar o'zining mos keluvchi uyg'ongan majburiy energetik holatlarining to'ldirilganligi yoki boshqacha qilib aytganda, ko'chirib o'tilganligi (ko'chirib joylashtirilganligi) bilan aniqlanadi.

Induksiyalangan nurlanish hamma jihatdan, shu jumladan, faza jihatidan ham tushuvchi nurlanishga aynan o'xshashdir. Shuning uchun elektromagnit to'lqinlarinng kogerent kuchaytirilishi haqida gapirish mumkin.

Alohida zarracha uchun, agarda u asosiy holatda bo'lsa, majburiy yutilish va agar u g'alayonlangan bo'lsa, nurlanish teng ehtimollidir (29.1- b rasmga qarang). Shuning uchun, hatto agar modda ichidagi uyg'otilgan zarrachalar soni uyg'otilmagan zarrachalar soniga teng bo'lsa ham, tushuvchi elektromagnit to'lqinlar kuchaymaydi. Aslida esa, moddaning odatdagi holatida uyg'otilmagan zarrachalar soni qandaydir uyg'otilgan sathdagi zarrachalar sonidan ko'proq bo'ladi. Shunday qilib, to'lqinni kuchaytirish uchun sharoit yanada yomon bo'ladi.

Zarrachalarning energetik sathlar bo'yicha taqsimlanishi Boltsman qonuni bilan izohlanadi. Bu qonun energetik sathlar bilan birgalikda grafik tarzda 30.1- rasmda ko'rsatilgan. Rasmdagi har bir sathning „uzunligi“ mos energiyaga ega bo'lgan zarrachalar soniga proporsionaldir.

Hech bo'lmaganda ikki sath uchun zarrachalarning Boltsman taqsimotiga teskari bo'lgan taqsimot (*inversion to'ldirilganlik*) mavjud bo'lgan aktiv muhitdan foydalanib elektromagnit to'lqinlarni kuchaytirish mumkin.

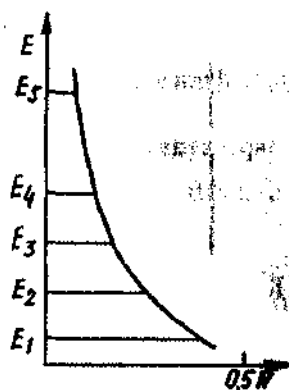
Bu holat $T < 0$ K hol uchun rasmiy ravishda Boltsman taqsimotidan olinadi, shuning uchun manfiy haroratli holat deb ataladi. Bunday muhitda yorug'lik tarqalgani sari uning intensivligi ortib boradi va yutilishga teskari bo'lgan hodisaga ega bo'linadi. Bu Buger qonuni (24.3) da $K < 0$ ekanligini bildiradi. Shuning uchun inversion to'ldirilganlik manfiy yutilish ko'rsatkichli muhitga mos keladi.

Mos keluvchi zarrachalarni saralab olib yoki zarrachalarni ataylab, masalan, yorug'lik yoki elektr razryad bilan uyg'otib, inversion to'ldiruvchanlik holatini yaratish mumkin. Manfiy haroratli holat o'zicha uzoq vaqt mavjud bo'lolmaydi.

Majburiy nurlanish hodisasidan kvant generatorlarida (kuchaytirgichlarda) foydalaniladi. Birinchi bo'lib bunday O'YuCh diapazonida ishlaydigan generator (lazer)ni 1955- yilda bir-birlaridan mustaqil ravishda sobiq sho'ro davrida yashagan olimlaridan N.G.Basov va A.M.Proxorovlar hamda amerikalik Ch.Tauns va boshqalar yaratdilar*. Bu asbobning ishlashi ammiak molekularining majburiy nurlanishiga asoslanganligi uchun, bunday generatorlar molekular generatorlar deb nomlandi.

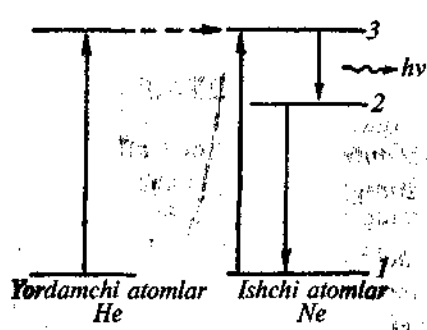
1960- yilda ko'rinuvchi diapazonda ishlovchi birinchi kvant generatori lazer yaratildi, uning ishchi moddasi bo'lib rubin xizmat qildi. BU optik kvant generatori (OKG) to'lqin uzunligi 694,3 nm va impulsli quvvati 1 MVt bo'lgan impulsli nurlanish hosil qiladi. G'alayonlash yoki kvant elektronikasi terminologiyasi bo'yicha damlash, maxsus lampa bilan bajariladi.

O'sha yilning o'zida gazli geliy-neonli lazer yaratildi, bunda g'alayonlanish elektr razryadi ostida vujudga keltirildi. Neon atomlari nurlanuvchi atomlar bo'lib,



30.1- rasm.

* Bu ishlari uchun 1964- yilda N.G.Basov, A.M.Proxorov va Ch.Taunsga Nobel mukofoti berilgan.



30.2- rasm.

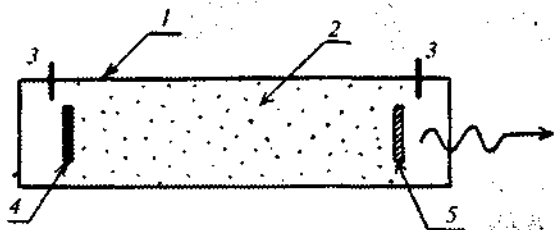
geliy atomlari yordamchi rolni o'ynaydi. 30.2- rasmda geliy va neon atomlarining energetik sathlari ko'rsatilgan. Elektr razryadi vaqtida neon atomlarining bir qismi 1-asosiy sathdan 3- uyg'otilgan sathga o'tadi. Sof neon uchun bu sathdagi yashash vaqti kichik va atomlar 1- yoki 2- sathlarga o'tadi, ya'ni Boltzman taqsimoti amalga oshadi. Inversion to'ldirilganlikni hosil qilish uchun biror yo'l bilan 3- sathdagi ko'chib o'tishni ko'paytirib, 2-

sathdagisini kamaytirish kerak.

Geliy atomlari 3- sathdagi to'ldirilganlikni oshirishga yordam beradi. Geliyning g'alayonlangan birinchi sathi neonning 3- sathiga to'g'ri keladi, shuning uchun g'alayonlangan geliy atomi g'alayonlanmagan neon atomi bilan to'qnashgan paytda energiya uzatilishi sodir bo'ladi.

2- sathni biroz bo'shatish uchun gaz razryadli trubka o'lchovi shunday tanlanadiki, uning devorlariga urilish vaqtida neon atomi 2-sathdan 1-sathga o'tayotib o'z energiyasini beradi. Ana shu tarzda neon 2- va 3- sathlarining statsionar inversion to'ldirilganligi ta'minlanadi.

Geliy-neonli lazerning (30.3- rasm) asosiy konstruktiv elementi odatda diametri taxminan 7 mm bo'lgan kvarsli gaz razryadli trubka 1 bo'ladi. 2-trubkada 1 GPa atrofidagi bosim ostida geliy va neon aralashmasi bo'ladi (geliy neondan taxminan 10 marta ko'p bo'ladi). Gaz razryadini vujudga keltirish uchun trubkaga 3 elektrodlar o'rnatilgan. Trubka uchlarida yassi-parallel ko'zgular 4 va 5 joylashgan bo'lib, ulardan biri (5) yarim shaffofdir. Majburiy nurlanish vaqtida paydo bo'luvchi fotonlar o'z harakatlarining yo'nalishiga ko'ra yo trubkaning yon sirtidan uchib chiqadi, yoki o'zgulardan ko'p marta qaytib, majburiy o'tishlarni vujudga keltiradi. Shunday qilib, ko'zgularga perpendikular bo'lgan dasta eng ko'p marta qaytib yarim shaffof ko'zgu 5 orqali tashqariga chiqadi.



30.3- rasm.

Bu uzluksiz ishlovchi lazerdir. Neonning 2- va 3- sathlari murakkab strukturaga ega bo'lganliklari uchun (30.2- rasmda bu ko'rsatilmagan) ham geliy-neon lazeri ko'rinuvchi va infraqizil diapazon sohasidagi 30 ta to'lqin uzun-

liklarida ishlay oladi. 4 va 5 ko'zgular ko'p qatlamli qilib qoplanadi va interferensiya natijasida berilgan to'lqin uzunligi uchun kerakli qaytish koeffitsiyenti vujudga keltiriladi. Jumladan, qizil geliy-neonli lazer to'lqin uzunligi 632,8 nm bo'lgan nurni nurlantiradi.

Lazerlarning qo'llanilishi ular nurlanishining xususiyatiga asoslangan: qat'iy monoxromatiklik ($\Delta\lambda \approx 0,01$ nm) yetarlicha katta quvvatlilik, dastaning ingichkaligi va koregentlik.

Lazerlardan Yer bilan Oy orasidagi masofani o'lchashda (olinadigan aniqlik va bir necha o'n santimetr atrofida), golografiyada, kichik teshiklarni kuydirib ochishda, aloqa vositasi sifatida va boshqa maqsadlarda foydalanadilar.

Lazer tibbiyotda ham o'z tatbiqini topmoqda. Bunda ikkita asosiy yo'nalishni ko'rsatish mumkin.

Birinchisi lazerlarning biologik to'qimalarni yemirish xossasiga asoslangan bo'lib, bu oqsil koagulatsiyasi bilan birgalikda ba'zi bir qonsiz kesishlarni bajarishga imkon beradi. Bu borada quyidagi tadqiqotlarni ko'rsatish mumkin: ko'zning to'r pardasi qatlamini operatsiyasiz davolash, bu maqsad uchun maxsus lazer qurilmasi — oftalmokoagulator yaratilgan; xirurgiyada qon chiqarmaydigan yorug'lik pichog'i, — bu sterilizatsiyaga muhtoj emas; ko'z ichidagi suyuqlikni oqizib chiqarish uchun o'lchovi 50–100 mkm bo'lgan teshiklarni lazer bilan „teshib“ glaukomani davolash; rak hujayralarini yo'q qilish; tishlarni davolashda dentinni emirish.

Ikkinchi yo'nalish golografiya bilan bog'liq (24.8- §ga qarang). Masalan, tola optikasidan foydalanib geliy-neonli lazer asosida me'da ichki bo'shlig'ining hajmiy tasvirini golografik shakllantirishga imkon beruvchi gastroskoplar ishlab chiqarilgan.

Shak-shubha yo'qki, yaqin yillarda lazer nurlanishlarining yana boshqa tibbiy tatbiqlari ham ochiladi.

30.2-§. ATOMLAR ENERGETIK SATHLARINING MAGNIT MAYDONDA AJRALISHI

16.1- va 16.2- §larda magnit maydonga joylashtirilgan tokli konturga kuch momenti ta'sir qilishi ko'rsatilgan edi. Konturning turg'un muvozanat holatida magnit momenti uning magnit induksiyasi vektorining yo'nalishiga mos keladi. Bunday vaziyatni o'z ixtiyoriga qo'yilgan tokli kontur egallaydi. Zarrachalarning magnit momentlari magnit maydonda tamoman boshqacha orientatsiyalanadi. Bu masalani kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan qarab chiqamiz.

28.6- §da, elektron impulsi momentining ma'lum bir yo'nalishdagi proyeksiyasi diskret qiymatlarga ega bo'ladi, deb ko'rsatilgan edi. Bu proyeksiyalarni ko'rish uchun biror yo'l bilan yo'nalishni ajratib olish lozim.

Eng ko'p tarqalgan usullardan biri magnit maydonining berilishidir; bu holda impulsning orbital momentining proyeksiyasi (28.26- §ga qarang), spin proyeksiyasi (28.27), elektronning to'liq impuls momenti proyeksiyasi (28.30- § ga qarang) va atom impulsi momentining (28.36- §ga qarang) magnit induksiyasi vektori yo'nalishi B ga proyeksiyasi aniqlab olinadi.

Impuls momenti va magnit momenti orasidagi bog'lanish (16.54) yuqorida sanab o'tilgan formulalarni B vektori yo'nalishiga mos keluvchi magnit momentining diskret proyeksiyasini topish uchun qo'llashga imkon beradi. Shunday qilib, klassik tasavvurlardan farqli holda, zarrachalarning magnit momentlari magnit maydonga nisbatan muayyan burchaklar ostida orientatsiyalanadi.

Masalan, atom uchun (28.36) dan magnit momentining magnit induksiyasi vektori yo'nalishiga proyeksiyasining quyidagi qiymatlarini olamiz:

$$p_{mz} = g \frac{e}{2m} L_{Az} = g \frac{e}{2m} \frac{h}{2\pi} m_j = -g\mu_B m_j \quad (30.1)$$

bu yerda Bor $\mu_b = eh/(4\pi m)$ magnetoni; g — Lande ko'paytuvchisi atom energiyasining berilgan sathi uchun u kvant sonlari L , J va S larga bog'liq. (30.1) dagi „—“ ishora elektronning zaryadi manfiy bo'lganligi bilan bog'liq.

Magnit maydondagi tokli kontur energiyasi uchun (16.21) formulani atomga ham tatbiq etish mumkin. $p_m \cos \alpha$ ning magnit momentining magnit induksiyasi vektor yo'nalishiga bo'lgan proyeksiyasi p_{mg} ga teng ekanligini hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E_n - p_m B \cos \alpha = -p_{mz} B = g\mu_B B m_j.$$

Shunday qilib, magnit maydon bo'lmaganida atom energiyasi E_0 ekanligini hisobga olganda, magnit maydondagi atom energiyasi quyidagi formula bo'yicha aniqlanadi:

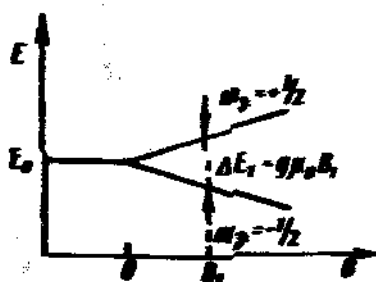
$$E = E_0 + g\mu_B B m_j. \quad (30.2)$$

m_j magnit kvant soni $+J$ dan $-J$ gacha bo'lgan $2J + 1$ ta qiymatni qabul qila olishi mumkin bo'lgani uchun, (30.2) dan atomni magnit maydonga joylashtirganda har bir energetik sath $2J + 1$ ta sathchalarga ajralishi kelib chiqadi.

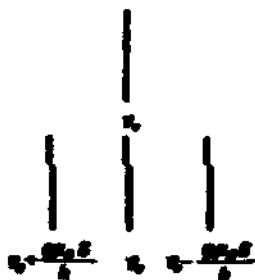
Bu uchun $J = 1/2$ 30.4- rasmda sxematik tarzda ko'rsatilgan. Qo'shni sathchalar orasidagi masofa quyidagiga teng:

$$\Delta E = g\mu_B B \quad (30.3)$$

Energetik sathlarning ajralishi magnit maydonga joylashtirilgan atomlarning spektral chiziqlarining ham ajralishiga olib keladi. Bu hodisa Zeeman effekti deb ataladi.



30.4-rasm



30.5-rasm

(30.2) ifodani magnit maydoni qo'yilgan holatda E_1 va E_2 sathchalar uchun yozamiz:

$$E_1 = E_{01} + g\mu_B B m_{J1}; \quad E_2 = E_{02} + g\mu_B B m_{J2} \quad (30.4)$$

bu yerda E_{01} va E_{02} atomning magnit maydon mavjud bo'lmagan paytdagi energiyalari. (29.1) va (30.4) lardan foydalanib ularlanayotgan atom nurlari chastotasining ifodasi olamiz:

$$\nu = (E_{02} - E_{01})/h + \mu_B B (g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1})/h = \nu_0 + \Delta\nu, \quad (30.5)$$

bu yerda $\nu_0 = (E_{02} - E_{01})/h$ (30.6)

— spektral chiziqlarning magnit maydon bo'lmagan paytdagi chastotasi;

$$\Delta\nu = \mu_B B (g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1})/h \quad (30.7)$$

— spektral chiziqlarning magnit maydonida ajralishi. (30.7) dan ko'rinib turibdiki $\Delta\nu$ magnit kvant soniga, Lande ko'paytuvchisiga va maydonning magnit induksiyasiga bog'liq. Agar $g_1 = g_2 = g$ bo'lsa, u holda

$$\Delta\nu = g\mu_B B (m_{J2} - m_{J1})/h.$$

Tanlash qoidasiga muvofiq magnit kvant soni uchun quyidagiga ega:

$$\Delta M_J = M_{J2} - M_{J1} = 0, \pm 1 \quad (30.8)$$

Bu chiniqlik bo'lgan uchta chastotaga mos keladi: $\nu_0 + g\mu_B B/h$, ν_0 , $\nu_0 - g\mu_B B/h$ ya'ni magnit maydonida spektral chiziq tripletga ajraladi (30.5-rasm).

Bunday ajralish normal yoki oddiy Zeeman effekti deb ataladi, u faqat kuchli magnit maydonlaridagina kuzatiladi.

Kuchsiz magnit maydonlarda anomol Zeeman effekti kuzatiladi, bu holda $g_1 \neq g_2$ va spektral chiziqlarning ajralishi ancha murakkabroq bo'ladi.

30.3-§. ELEKTRON PARAMAGNIT REZONANS HAMDA UNING BIOLOGIYA VA TIBBIYOTDA QO'LLANILISHI

Magnit maydonga joylashtirilgan atomning bitta sathining sathchalaridan o'zaro bir-biriga Spontan o'tishlar ehtimoli kam bo'ladi. Biroq, bunday o'tishlar tashqi elektromagnit maydon ta'sirida amalga oshiriladi. Buning uchun elektromagnit maydon chastotasi ajralgan sathchalar orasidagi energiyalar farqiga mos keluvchi foton chastotasiga mos kelishi shart. Bu holda elektromagnit maydon energiyasi yutilishini kuzatish mumkin, bu hodisa magnit rezonansi deb ataladi.

Magnit momentiga ega bo'lgan zarrachalarning hiliga bog'liq holda elektron paramagnit rezonansi (EPR) va yadro magnit rezonansi (YaMR) farqlanadi.

Tarkibida elektronlar tufayli magnit momentiga ega bo'luvchi paramagnit zarrachalar — molekular, atomlar, ionlar, radikallar bo'lgan moddalarda EPR sodir bo'ladi. Bu holda kuzatiladigan Zeeman hodisasi elektron sathlarining ajralishi bilan tushuntiriladi (rezonansning nomi „Elektron rezonans“ deb atalishi mumkin). Sof spin magnit momentli zarrachalarda sodir bo'ladigan EPR eng keng tarqalgan (chet el adabiyotida bu xil EPR lar ba'zan elektron spin rezonansi deb ham ataladi).

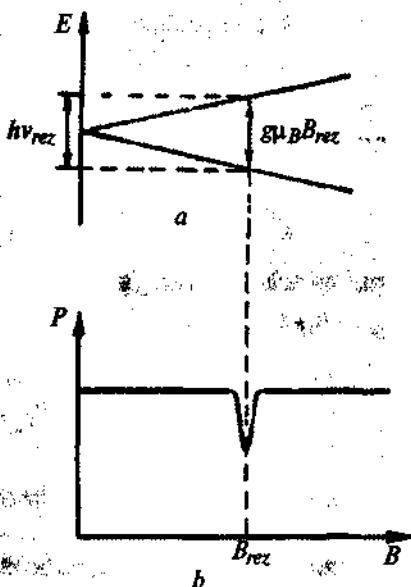
EPR hodisasi 1944- yilda E.K.Zavoyskiy tomonidan kashf etilgan. Birinchi tajribalarda rezonans yutilish temir guruhining tuzlari ionlarida kuzatilgan. Zavoyskiy bu hodisaning bir qator qonuniyatlarini o'rganib chiqdi.

(29.1) va (30.3) tenglamalardan energiyaning rezonans yutilishi uchun quyidagi shartni hosil qilamiz.

$$h\nu = g\mu_B B_{rez} \quad (30.9)$$

Zarrachaga bir vaqtda B_{rez} induktsiyasi bo'lgan o'zgarmas magnit maydon va ν chastotali elektromagnit maydon ta'sir etgan paytda magnit rezonansi kuzatiladi. (30.9) shartdan tushunarliki, rezonans yutilishini kuzatish ikki usul bilan amalga oshirilishi mumkin: yo o'zgarmas chastotada magnit induksiya qiymatini tekis o'zgartirish, yoxud o'zgarmas magnit induktsiyasida chastotani tekis o'zgartirish yo'li bilan. Texnik jihatdan birinchi usul eng qulaydir.

30.6- rasmda neytron energetik sathining ajralishi (a) va magnit maydon induktsiyasiga bog'liq holda moddadan



o'tgan elektromagnit maydon quvvati H ning o'zgarishi (b) ko'rsatilgan. (30.9) shart bajarilgand EPR hodisasi ro'y beradi.

EPR hodisasida kuzatiladigan spektrul chiziqlarning shakli va intensivligi elektronlar magnit momentlarining o'zaro ta'siri, xususan spin, o'zaro, qattiq jismning fazoviy panjarasi bilan va shu kabi ta'sirlarga bog'liq bo'ladi. Bu omillar spektral xossalari qanday ta'sir ko'rsatishini ko'rib chiqamiz.

(30.9) shart bajariladi, deb faraz qilaylik. Energiya yutilishi uchun modda atomlarining pastki sathlarida to'ldirilganlik yuqori sathchalaridagiga qaraganda kattaroq bo'lishi lozim. Aks holda, energiyaning qo'zg'atilgan nurlanishi hodisasi ko'proq yuz beradi.

Elektron paramagnit hodisani paytida energiya yutilishi va yuqori sathchalarining to'ldirilganligi ortishi bilan bir qatorda teskari jarayon ham kuzatiladi — ya'ni pastki energetik sathchalarda nurlanishsiz o'tish yuz beradi, bunda zarracha energiyasi moddaning fazoviy panjarasiga uzatiladi.

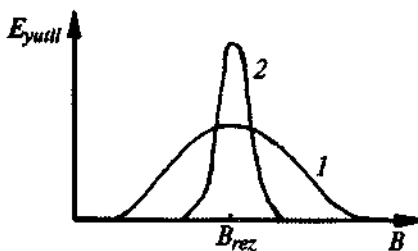
Zarracha energiyasining fazoviy panjaraga uzatilishi jarayoni spin-panjara relaksatsiyasi deb ataladi va u τ vaqt bilan xarakterlanadi. Geyznberg nisbati (28.11) bo'yicha bu energetik sathning kengayishiga olib keladi.

Shunday qilib, rezonans yutilish magnit induksiyasining ma'lum bir B qiymatida emas, balki ΔB oralig'ida mavjud bo'ladi (30.7- rasm). Cheksiz ingichka yutilish chizig'i o'rniga chekli, ma'lum enli chiziq hosil bo'ladi: spin-panjara relaksatsiya vaqti qancha kichik bo'lsa, chiziq eni shuncha keng bo'ladi (30.7- rasmda, $\tau_1 < \tau_2$, mos ravishda 1 va 2 chiziqlar).

EPR chiziqlarining kengayishi, shuningdek, elektronlar spinlarining o'zaro ta'siriga (spin-spin o'zaro ta'sir) va paramagnit zarrachalarining boshqa xil ta'sirlariga bog'liq bo'ladi. Turli xil o'zaro ta'sirlar yutilish chiziqlarining faqatgina kengligiga emas, balki shakliga ham ta'sir ko'rsatadi.

EPR da yutilgan energiya, ya'ni chiziqning integral (jamlangan) intensivligi ma'lum bir sharoitlarda paramagnit zarralar soniga proporsional bo'ladi. Bundan o'lgangan chiziqning jamlangan intensivlik qiymati orqali shu zarralarning konsentratsiyasi haqida fikr yuritish imkoniyati tug'iladi.

Yolg'izlangan (singlet) yutilish chizig'ining xarakterlovchi muhim parametrlari bo'lib (30.9) shartni qanoatlantiruvchi va (rezonans nuqtasi holati) ν , B_{rez} va g kattaliklari xizmat qiladi. O'zgarmas ν chastotada B_{rez} ning qiymati g faktorga bog'liq bo'ladi. Eng sodda holda g faktor sistemaning magnetizmi xarakterini aniqlashga (spinli yoki orbital) imkon beradi. Agar elektron ma'lum modaning fazoviy panjarasi



30.7- rasm.

tarkibidagi yoki boshqa bir molekular sistema tarkibidagi atom bilan bog'liq bo'lsa, u holda bu elektronga kuchli ichki maydon ta'sir etadi. g faktor qiymatini o'lchab, shu maydon va molekulararo kuchlar qiymati haqida ma'lumot olish mumkin.

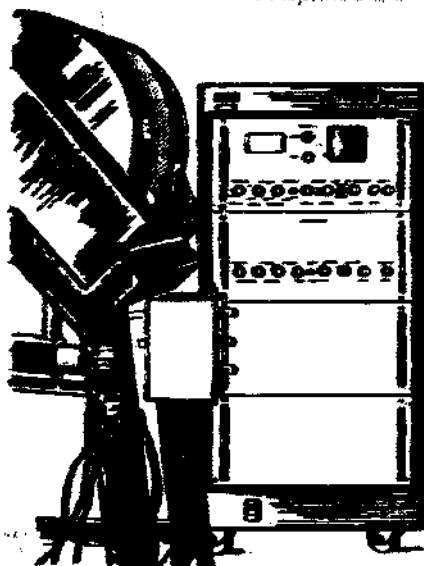
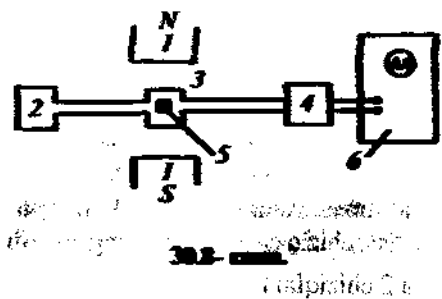
Biroq, moddaning EPR spektri real sharoitda faqat yolg'izlangan (singlet) chiziqlardan tashkil topganda edi, EPR usulini har tomonlama qo'llash mumkin bo'lmas edi. Ko'pgina tathbiqlar, shu jumladan tibbiyot va biologiyadagi tathbiqlar chiziqlar guruhlari tahlil qilishga asoslangan. EPR spektrida o'zaro yaqin chiziqlar mavjudligini shartli ravishda ajralish deb ataladi. EPR spektri uchun xarakterli bo'lgan ikki xil ajralish mavjud.

Birinchisi elektron ajralish bo'lib, molekula yoki atom EPR spektrini hosil qiluvchi bir nechta elektronga ega bo'lgan hollarda kuzatiladi. Ikkinchisi o'ta ingichka (o'ta nozik) ajralish elektronlarning yadro magnet momenti bilan o'zaro

ta'sirlashishida kuzatiladi. EPR ni o'lchashning zamonaviy usuli elektromagnit energiya yutilishi paytida tebranish sistemasining biror-bir kattaligining o'zgarishini aniqlashga asoslangan.

Bu maqsadda foydalaniladigan asbob EPR spektrometri deb ataladi. EPR spektrometri quyidagi asosiy qismlardan tashkil topgan (30.8- rasm): 1 — induksiyasi tekis o'zgaritiladigan bir jinsi kuchli magnet maydon hosil qiluvchi elektromagnit; 2 — o'ta yaqin chastotali (O'YUCH) elektromagnit maydon nurlanishi generatori; 3 — maxsus „yutuvchi katakcha“, markaziyotgan O'YUCH nurlanishini yig'ib, tekshirilayotgan moddaga ta'sirlatish paytida yutilayotgan energiya qiymatini aniqlashga imkon beradi (hajmiy rezonator); 4 — EPR spektrini yozib olishga yoki kuzatishga imkon beruvchi elektron sxema; 5 — tekshirilayotgan modda; 6 — ossillograf.

Maslahatimizning zamonaviy EPR-spektrometri „Rubin“ (30.9- rasm) da 10 GGs atrofidagi chastotadan (to'liq uzunligi 0,03 m) foydalaniladi. Bu 30.9



30.9- rasm.

shartga asosan EPR ning maksimal yutilishi $g=2$ uchun $B=0,3 \text{ Tl}$ ga teng qiymatda kuzatilishini bildiradi.

Amalda EPR spektrometrlarida energiyaning yutilish egri chizig'i (30.10- a rasm) emas, balki uning hosilasi (30.10- b rasm) qayd qilinadi.

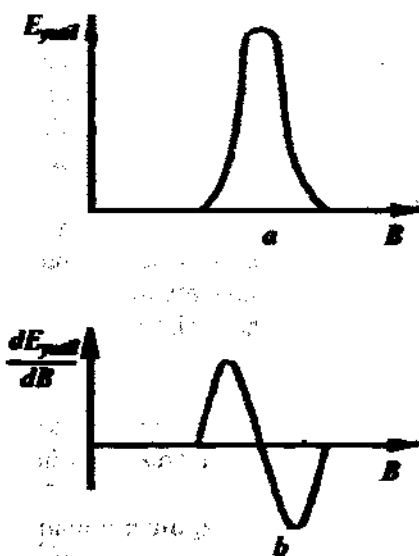
Biologiya va tibbiyotda EPR usuli, xususan, erkin radikallarni izlash va o'rganishda qo'llaniladi. Masalan, nurlangan oqsillarning EPR spektrini o'rganish erkin radikallarning hosil bo'lish mexanizmlarini aniqlashga va shu bilan birga radiatsion nurlanish oqibatida hosil bo'ladigan birinchi va ikkinchi moddalarning o'zgarishini tekshirishga imkon berdi.

Fotoniak jarayonlarni o'rganishda, xususi fotosintezni hamda kancerogen moddalarning aktivligini o'rganishda EPR usuli keng qo'llaniladi.

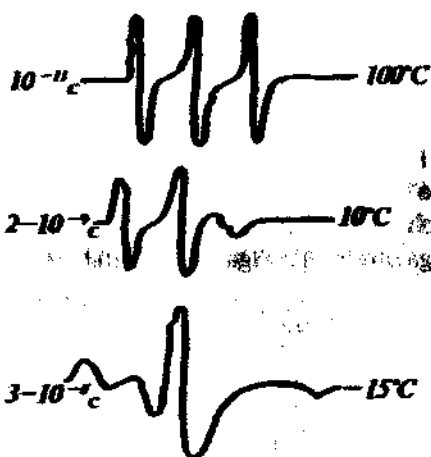
Sanitariya-gigiyena maqsadlarida EPR usuli havodagi radikallarning konsentratsiyasini aniqlash uchun foydalaniladi.

Biologik molekullarni o'rganish uchun maxsus spin-belgi usuli ishlab chiqilgan. Bu usulning mohiyati tekshirilayotgan biologik molekula bilan strukturasi yaxshi ma'lum bo'lgan paramagnit modda zarrasi birikishidir. EPR spektrali orqali bu molekuladagi spin-belgi holati topiladi. Belgilarni molekulaning har xil qismlariga birlashtirib shu molekuladagi turli atomlar to'plamlarining joylashishini, ularning o'zaro ta'sirini aniqlash, ularning tabiatini, kimyoviy bog'lanishini hamda molekular harakatini o'rganish mumkin. Molekulaga bir nechta, masalan, ikkita spin-belgilarini birlashtirish yo'li bilan shu belgilangan ikki to'plamlar orasidagi masofa va ularning o'zaro joylashishi haqida ma'lumot olish mumkin bo'ladi.

Bundan tashqari, molekular bilan nokovalent bog'langan paramagnit



30.10- rasm.



30.11- rasm.

zarralar, ya'ni spin zondlaridan ham foydalaniladi. Spin zondlari EPR spektrining o'zgarishi uni o'rab turuvchi molekulalarning holati haqida ma'lumot olishga imkon beradi. 30.11- rasmda spin zondi sifatida glitseringa biriktirilgan nitroksil radikalining EPR spektrlari keltirilgan. Harorat ortishi bilan glitserining qovushoqligi kamayadi, bu esa EPR spektrining o'zgarishiga olib keladi. EPR spektrining shakliga qarab mikroqovushoqlikni — spin zondi biriktirilgan qism atrofidagi qovushoqlik qiymatini aniqlash mumkin bo'ladi. Xususan, tashkil qiluvchi yog'laring mikroqovushoqligini aniqlash mumkin.

Bizning mamlakatimizda biologik to'qimalarni EPR usuli bilan o'rganish borasida izlanishlar olib borilmoqda.

30.4-§. YADRO MAGNIT REZONANSI. YAMR-INTROSKOPIYA

Yadro magnit rezonansi fizikaning atom va molekulalar bo'limiga taalluqli bo'lmasa ham, magnit rezonansi hodisasi sifatida EPR bilan bir qismda ko'rib chiqiladi.

Yadroning magnit momenti yadro tarkibidagi nuqsonlar magnit momentlarining yig'indisiga teng bo'ladi. Odatda bu momentni yadro magnetonlarida ifodalanaadi (μ_{ya}); $1\mu_{ya} = 5,05 \cdot 10^{-27} A \cdot m^2$. Protonning magnit momenti taqriban $P_{pm} = 2,79 \mu_{ya}$ ga; neytronning magnit momenti esa $P_{mn} = -1,91\mu$ ga teng bo'ladi. Bu yerda „—“ ishora neytronning yoki yadroning magnit momenti spinga nisbatan qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi.

Ba'zi bir yadrolarning magnit momenti qiymatlarini keltiramiz (30- jadval).

Magnit maydonga joylashtirilgan yadroinng magnit momenti faqat diskret yo'nalishga ega bo'lishi mumkin. Bu degan so'z, yadro energiyasining qiymati magnit maydon induksiyasining kattaligiga bog'liq sathchalarga mos keladi, demakdir.

Agar shu sharoitda yadroga elektromagnit maydon ta'sir etsa, sathchalararo o'tishni yuzaga keltirish mumkin. Bu o'tishlarni amalga oshirish uchun, shuningdek, elektromagnit maydon energiyasi yutilishini hosil qilish uchun (30.9) ga o'xshash bo'lgan quyidagi shart bajarilishi lozim:

$$h\nu = g_{ya}\mu_{ya}B \quad (30.10)$$

bu yerda g — Lande yadro ko'paytuvchisi.

O'zgarimas magnit maydonda yadrolarning magnit momentlari yo'nalishlarining o'zgarishi natijasida vujudga keluvchi tayin chastotali elektromagnit to'lqinlarning moddaga yutilishiga yadro magnit rezonansi (YaMR) deb ataladi.

Yuqoridagi (30.10) shart bajarilgan holda YaMR hodisasini faqat erkin atom yadrolarida kuzatish mumkin. Tajribada aniqlangan molekula va atomdagi

yadrolarning rezonans chastotalari (30.10) shartga mos kelmaydi. Bunda tashqi magnit maydon ta'sirida atomning ichida yuzaga keladigan elektron toklari hosil qiluvchi lokal (kichik bir joydagi) magnit maydon ta'siri natijasida yuzaga keladigan „kimyoviy siljish“ kuzatiladi. Bunday „diamagnit effekt“ natijasida qo'shimcha magnit maydon hosil bo'ladi. Bu magnit maydon induksiyasi tashqi magnit maydon induksiyasiga proporsional, ammo yo'nalish jihatdan qarama-qarshi bo'ladi. Shuning uchun yadroga ta'sir etuvchi to'la effektiv magnit maydonning induksiyasi

$$B_{ef} = (1 - \sigma)B \quad (30.11)$$

tenglama bilan ifodalanadi; bu yerda σ — kattalik tartibi bo'yicha 10^{-6} ga teng bo'lgan, yadroning elektron qobig'iga bog'liq bo'lgan ekranlash doimiysi.

30- jadval

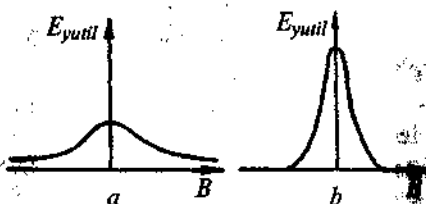
Bundan ko'rinadiki, turlicha o'ralgan (turli molekulalar bilan o'ralgan yoki bitta molekulaning turli, noekivalent joylarida bo'lgan) ti pdagi yadrolar uchun rezonans turli chastotalarda kuzatiladi. Mana shu hol kimyoviy siljish yuzaga kelishiga sabab bo'ladi. Kimyoviy siljish kimyoviy bog'lanish tabiatiga, molekulalarning elektron tuzilishiga, mazkur moddaning konsentratsiyasiga, erituvchining turiga, haroratiga va boshqalarga bog'liq bo'ladi.

	μ_{ya}		μ_{ya}
${}^4_2\text{He}$	0	${}^{12}_6\text{C}$	0
${}^9_{44}\text{Be}$	-1,2	${}^{115}_{49}\text{In}$	5,5

Agar molekuladagi ikki yoki undan ortiq yadro turlicha ekranlangan bo'lsa, ya'ni bu yadrolar molekulalarda kimyoviy noekivalent holatlarni egallagan bo'lsa, u holda ular turli kimyoviy siljishga ega bo'ladilar. Bunday molekulaning YaMR spektri unda kimyoviy noekivalent yadro guruhlarining soni nechta bo'lsa, shuncha rezonans egri chizig'idan tashkil topgan bo'ladi. Bunda har bir chiziqning intensivligi shu guruhdagi yadrolar soniga proporsional bo'ladi.

YaMR spektridagi chiziqlar kengligiga ko'ra ikki turga ajratiladi. Qattiq jismlarning spektrallari katta kenglikka ega bo'ladi va YaMR ning bu qo'llanilish sohasi keng chiziqli YaMR deb ataladi. Suyuqliklarda ingichka chiziqlar kuzatiladi va buni yuksak ajratuvchanlik YaMRi deb ataladi.

30.12- rasmda qattiq jismlar uchun (a) hamda suyuqliklar uchun (b) yadro magnit rezonansi egri chiziqlari tasvirlangan. Suyuqliklar uchun cho'qqining o'tkir bo'lishi quyidagi sabab tufaylidir. Har bir yadro qo'shni yadrolar bilan o'zaro ta'sirlashadi. Mazkur turdagi yadroni o'rab turuvchi yadro magnit momentlarining yo'na-



30.12- rasm.

liklari moddada nuqtadan nuqtaga o'lganda o'zgarishi tufayli turli bir turdagi yadrolarga ta'sir qiluvchi to'liq magnit maydon ham o'zgaradi. Bu yadrolarning butun majmua uchun rezonans sohasi keng chiziqdan iborat bo'lishi lozimligini bildiradi. Biroq suyuqlikdagi molekularlar tez ko'chishi tufayli lokal magnit maydonlar turg'un bo'lmaydi. Bu suyuqliklar yadrolari birgina o'rtacha magnit maydon ta'sirida bo'lishiga olib keladi, shuning uchun rezonans egri chizig'i cho'qqisimon shaklni hosil qiladi.

Molekulada kimyoviy ekvivalent o'rinlarni egallovchi yadrolar YaMRI kuzatiluvchi kimyoviy birikmalar uchun yakkaolagan chiziq kuzatiladi. Murakkabroq birikmalar tuzilmasi spektri ko'p chiziqli bo'ladi.

Kimyoviy sifish, spektral chiziqlarning soni va joylashishiga qarab molekular strukturasi aniqlash mumkin.

Kimyogazlar va biokimyogazlar YaMR usulini noorganik moddalarning eng sodda molekularlaridan tortib to tirik obyektlarning o'ta murakkab molekularigacha bo'lgan barcha molekular strukturasi o'rganishda, shuningdek, kimyoviy reaksiyalarning kechishi bilan birinchi moddalarning hamda shunday reaksiyalar natijasida hosil bo'luvchi mahsulotlarining strukturasi o'rganish bilan bog'liq bo'lgan ko'plab masalalarni yechishda keng qo'llanmoqdalar. Bunday tahlilning afzal tomonlaridan biri shundaki, u, masalan, kimyoviy analizda bo'ladiganidek o'rganish obyektini buzmaydi.

To'qimalarning ko'p nuqtalaridagi YaMR spektri parametrlarini aniqlash tibbiyot uchun juda qiziqarli imkoniyatlar berishi mumkin. Butun to'qimani birinchi qatlam-qatlam o'tib (skanirlab) tarkibida, aytaylik, vodorod yoki fosfor atomlari bo'lgan molekularning fazoviy taqsimoti haqida (mos ravishda fosfor protolari yoki yadrolari magnit rezonansida) to'liq tasavvur olish mumkin.

Bu tekshirishlarning bari tekshiruvchi moddaga shikast yetkazmay bajariladi va shuning uchun tekshirishlarni tirik organizmlarda ham o'tkazaverish mumkin. Bu usul YaMR-introskopiya deb ataladi (introskopiya haqida 24.8-§ga q.), u suyaklar, qon tomirlari, sog'lom hamda kasallangan to'qimalarni ajratish imkoniyatini beradi. YAMR-introskopiya usuli yordamida yumshoq to'qimalarning tasvirini farqlash, masalan, miyadagi kulrang va oq moddalarni ajrata olish, sog'lom va o'smali hujayralarni farqlash mumkin. Bunda kasallangan „o'simtlar“ millimetrlar o'nlardan biri ulushini tashkil qilganda ham ularni aniqlash mumkin bo'ladi. Tana va to'qimalar holatining o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan kasalliklar diagnostikasida YaMR-introskopiya juda foydali usul bo'lib qoladi, deb umid qilish mumkin.

EPR va YAMR hodisasida energetik o'zgarishlarni vujudga keltiruvchi elektromagnit to'lqinlarining chastotasi radioto'lqin chastotasiga mos keladi. Shuning uchun bu ikkala hodisalar radiospektroskopiyaga taalluqdir.

VIII bo'lim

IONLOVCHI NURLANISHLAR. DOZIMETRIYA
ASOSLARI

Ionlovchi nurlanish deb mahit bilan o'zaro ta'sirlashuvi mahit atomlari va molekulalarining ionlanishiga olib keluvchi zarrachalar oqimlariga hamda elektromagnit kvantlariga aytiladi. Rentgen va nurlanishlar, zarrachalar, elektronlar, pozitronlar, protonlar, neytronlar oqimlari ionlovchi nurlanishlardir.

Bu bo'limda ionlovchi nurlanishlar manbalari (rentgen trubkalari, radionuklidlar*, tezlatkichlar) va bu nurlanishlarni tibbiy maqsadlarda qo'llanishlarning fizikaviy tamoyillari yoritilgan.

Tibbiyot xodimlari hamda biologlar uchun ionlovchi nurlanishning modda bilan o'zaro ta'siri va bu nurlanish dozimetriyasi elementlari haqidagi masalalar muayyandagi qiziqarli.

Bu bo'limga shuningdek elementar zarrachalar va kosmik nurlar ham kiritilgan. Elementar zarrachalar umumnazarini ahamiyatidan tashqari tibbiy metodikalar sifatiga qo'shilishi bilan kitobxonaga qiziqarli. Kosmik nurlar nafaqat kosmik fazoda bo'lgan organizmlarga, balki Yer sharoitidagi hayotga ham ta'sir o'tkazuvchi tashqi muhit omilidir.

* Nuklidlar — yadrolari o'z tarkibidagi bilan farq qiladigan atomlardir, ya'ni ularda yo protonlar yo neytronlar soni har xil bo'ladi yoki ikkala zarrachalar soni har xil. Ko'p hollarda bu termin atom yadrolarining umumiy soniga taalluqli bo'ladi. Radionuklidlar — radioaktiv parchalana oladigan nuklidlardir.

O'ttiz birinchi bob

RENTGEN NURLANISHI

Rentgen nurlanishi deb uzunligi taxminan 80 dan 10–5 nm gacha bo'lgan elektromagnit to'qlinlarga aytiladi. Eng uzun to'qlinli rentgen nurlanishi qisqa to'qlinli ultrabinafsha nurlari bilan, eng qisqa to'qlinli rentgen nurlanishi esa uzun to'qlinli γ -nurlanishi bilan tutashadi. Qo'zg'atish usuliga qarab rentgen nurlanishi 2 xil: tormozli va xarakteristik bo'ladi.

31.1-§. RENTGEN TRUBKASINING TUZILISHI. TORMOZLI RENTGEN NURLANISHI

Rentgen nurlanishining eng keng tarqalgan manbai ikki elektrodli vakuumli asbob bo'lgan rentgen trubkasi hisoblanadi (31.1- rasm). Qizdiriluvchi katod 1 elektronlar 4 chiqaradi. Ko'pincha antikatod deb ataluvchi anod 2 hosil bo'ladigan rentgen nurlanishi 3 ni trubka o'qiga nisbatan burchak ostida yo'naltirish uchun uning sirti og'ma ravishda joylashtiriladi. Elektronlar anod sirtiga urilganda ajralib chiqadigan issiqlikni uzatib yuborishi uchun anod issiqlikni yaxshi o'tkazadigan materialdan tayyorlanadi. Anodning sirti Mendeleyev jadvalida tartib nomeri katta bo'lgan, q'iyin eriydigan materialdan, masalan volframdan yasaladi. Ayrim hollarda anod suv yoki moy bilan ataylab sovutiladi.

Diagnostika maqsadida ishlatiladigan trubkalarda rentgen nurlarining manbai nuqtaviy bo'lishi muhimdir. Buning uchun elektronlarni antikatodning bitta joyiga fokuslash kerak. Shuning uchun anodni yasashda ikkita qarama-qarshi masalani hisobga olishga to'g'ri keladi: bir tomondan elektronlar anodning bitta joyiga tushishi kerak, ikkinchi tomondan, anod qizib ketmasligi uchun elektronlarni anodning turli qismlariga taqsimlash kerak. Buning qiziqarli texnik yechimi sifatida anodi aylanadigan rentgen trubkani misol qilib keltirish mumkin (31.2- rasm).

Elektron (yoki boshqa zaryadlangan zarracha)ning antikatod moddasi atomi yadrosi va atomlar elektronlarining elektrostatik maydonida tormozlanishi natijasida *tormozli rentgen nurlanishi* yuzaga keladi.

Uning mexanizmini quyidagicha tushuntirish mumkin. Harakatdagi zaryad atrofida magnit maydon paydo bo'lib, uning induksiyasi elektron tezligiga bog'liq bo'ladi. Elektron tormozlanganida magnit induksiyasi kamayadi va Maksvell nazariyasiga muvofiq elektromagnit to'qlin paydo bo'ladi.

Elektronlar tormozlanganda energiyaning faqat bir qismi rentgen nurlanishi hosil qilish uchun, qolgan qismi esa anodni qizdirish uchun sarflanadi. Bu qismlar o'rasidagi nisbat tasodifiy bo'lgani uchun katta miqdordagi elektronlar tormozlanganida rentgen nurlanishining uzluksiz spektri hosil bo'ladi. Shu tufayli tormozli nurlanishni tutash nurlanish ham deyiladi. 31.3- rasmda rentgen trubkasining turli kuchlanishlari $U_1 < U_2 < U_3$ uchun rentgen nurlanishining to'qlin

uzunligi λ ga bog'liqligi (spektrlari) keltirilgan.

Har bir spektrda eng qisqa to'liqlik tormozli nurlanish λ_{\min} elektronning tezlantiruvchi maydonda olgan energiyasi butunlay foton energiyasiga aylanganda yuzaga keladi:

$$eU = hv_{\max} = hc/\lambda_{\min} \quad (31.1)$$

bu ifodadan

$$\lambda_{\min} = hc/(eU) \quad (31.2)$$

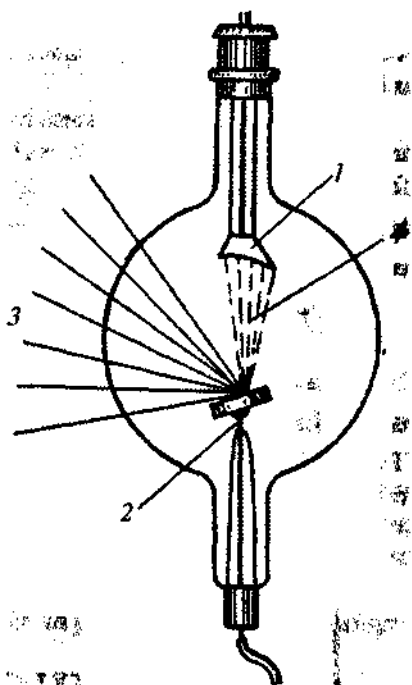
Bu formulani amaliy maqsadlar uchun qulay bo'lgan ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\lambda_{\min} = 12,3U \quad (31.3)$$

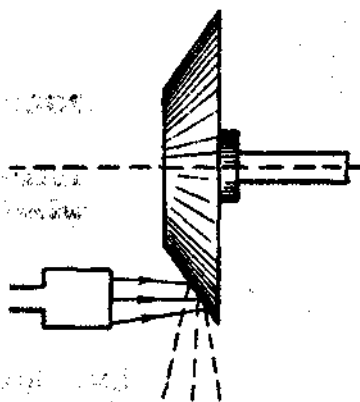
bu yerda λ_{\min} to'liqlik uzunligi, 10^{-10} m; U — kuchlanish, kV. (31.3) formula 31.3- rasmga mos keladi.

(31.2) asosida Plank doimiysini tajriba yo'li bilan aniqlashning eng aniq usullaridan biri topilganligini qayd etamiz.

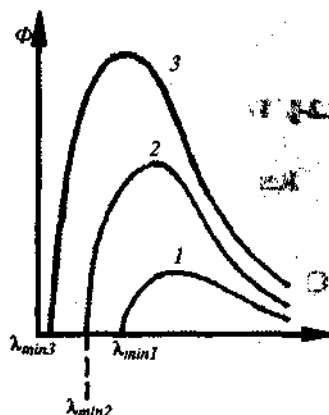
Odatda qisqa to'liqlik rentgen nurlanishi uzun to'liqlik rentgen nurlanishiga nisbatan ko'proq o'tuvchanlik qobiliyatiga ega bo'lib, qattiq nurlanish deyiladi, uzun to'liqlik esa yumshoq nurlanish deb ataladi.



31.1- rasm.



31.2- rasm.



31.3- rasm.

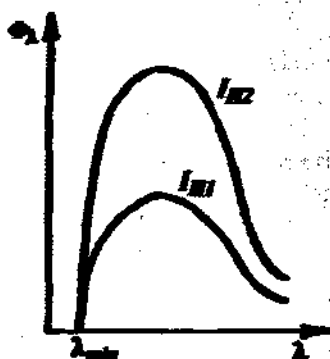
31.3-rasm va 31.3-formuladan ko'rinib turibdiki, rentgen trubkasidagi kuchlanishni oshirish bilan nurlanishning spektral tarkibi o'zgartiriladi va qattiqligi oshiriladi.

Agar katodning cho'g'lanish harorati ko'tarilsa, elektronlar emissiyasi va trubkadagi tok kuchi ortadi. Bu esa har sekundda rentgen nurlanishi chiqaruvchi fotonlar sonini ko'paytiradi. Uning spektral tarkibi o'zgar olmaydi. 31.4-rasmida bir xil kuchlanish va katod cho'g'lanishi tokining har xil ($I_{1r}, I > 2r$) qiymati uchun tormochi rentgen nurlanishi spektrallari ko'rsatilgan.

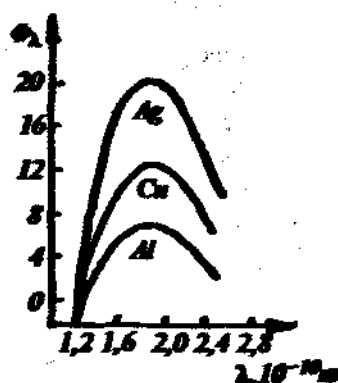
Rentgen nurlanishi oqimi quyidagi formula bilan aniqlanadi.

$$\Phi = kIU^2Z \quad (31.4)$$

bu yerda U va I — rentgen trubkasidagi kuchlanish va tok kuchi; Z — anod moddasi atomining tartib nomeri, $k = 10^{-9} B^{-1}$ — proporsionallik koeffitsiyenti. Turli anodkatodlarda U va I_{λ} bir xil bo'lgan hol uchun olingan spektrlar 31.5-rasmida tasvirlangan.



31.4-rasm.

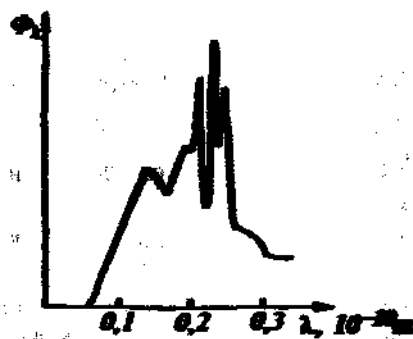


31.5-rasm.

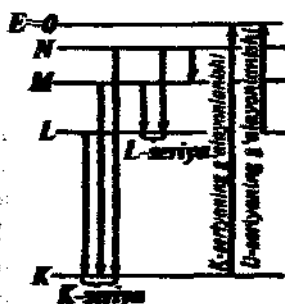
31.2.5. XARAKTERISTIK RENTGEN NURLANISHI, ATOM RENTGEN SPEKTRALARI

Rentgen trubkasidagi kuchlanishni oshirib, tutash spektr fonida chiziqli spektrni ham ko'rish mumkin, bu spektr *xarakteristik rentgen nurlanishiga* mos keladi (31.6-rasm).

Chiziqli spektrlar tezlashtirilgan elektronlar atom ichiga chaqurroq kirib ichki qatlamdagi elektronlarni urib chiqarishi tufayli hosil bo'ladi. Bo'shagan joylarda yuqori sathlardagi elektronlar o'tishi natijasida (31.7-rasm) xarakteristik nurlanishning fotonlari chaqnaydi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, xarakteristik rentgen nurlanishi K , L , M va h.k. seriyalardan iborat bo'lib, ularning nomi elektron qobiqlarini belgilash uchun xizmat qildi. K — seriya nurlanganda yuqori



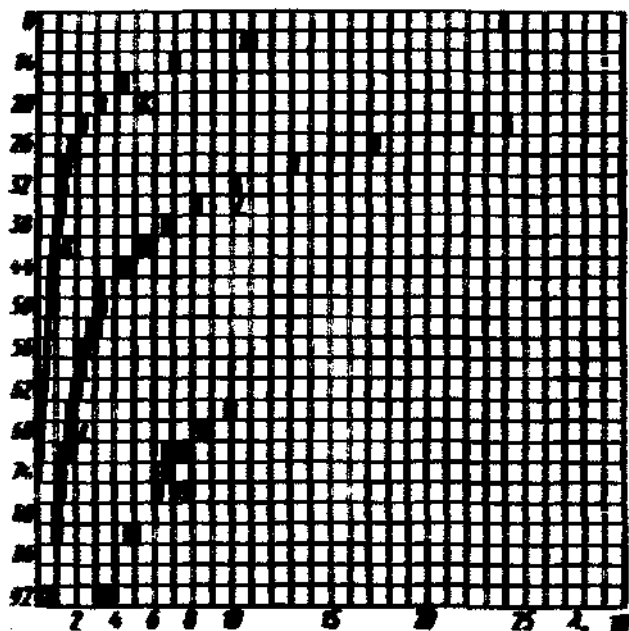
31.6- rasim.



31.7- rasim.

qavatdagi joylar bo'shlagani uchun bir vaqtda boshqa seriya chiziqlari ham chiqariladi.

Optik spektrlardan farqli ravishda har xil atomlarning xarakteristik rentgen nurlanishlarining spektri bir xil tipda bo'ladi. 31.8- rasimda turli elementlarning spektrlari ko'rsatilgan. Bu spektrlarning bir xil tipda bo'lishiga sabab shuki, har xil atomlarning ichki qavatlari bir xil bo'lib, ular faqat tashqi qavatdan farqlanadi, chunki elementning tartib nomeri ortishi bilan yadro tomonidan bo'ladigan



31.8- rasim.

kuchning ta'siri ham ortadi. Bu holat yadroning zaryadi o'sishi bilan xarakteristik spektrlarning katta chastota tomonga siljishiga olib keladi. Bunday qonuniyat 31.8- rasmdan ko'rinib turibdi va u Mozli qonuni sifatida ma'lumdir:

$$\sqrt{\nu} = A(Z - B) \quad (31.5)$$

bu yerda ν — spektr chizig'ining chastotasi; Z — chiqaruvchi elementning atom nomeri; A va B — doimiy kattaliklar.

Optik va rentgen spektrlari orasida yana bir farq bor. Atomning xarakteristik rentgen spektri shu atom kirgan kimyoviy birikmaga bog'liq bo'lmaydi. Masalan, kislorod atomining rentgen spektri — O, O₂ va H₂O uchun bir xil bo'lib, bu birikmalarning optik spektrlari bir-biridan ancha farq qiladi. Atom rentgen spektrining bu xususiyati o'zining xarakteristik deb nomlanishiga asos bo'ldi.

Xarakteristik nurlanish, uni yuzaga keltirgan sabablardan qat'iy nazar, har doim atomning ichki qobiqlarida bo'sh joy bo'lganida hosil bo'ladi. Masalan, xarakteristik nurlanish yadro elektronni ichki qobiqdan tortib olishidan iborat bo'lgan radioaktiv nurlanishning bir turi (32.1- ga qarang) bilan birgalikda kechadi.

31.3-§. RENTGEN NURLANISHINING MODDA BILAN TA'SIRLASHUVI

Rentgen nurlanishining qayd qilinishi va foydalanilishi, shuningdek, uning biologik obyektlarga ta'siri rentgen fotonining modda atomi va molekulasining elektroni bilan o'zaro ta'siridagi birlamchi jarayonlar bilan aniqlanadi.

Foton energiyasi ϵ va ionlanish energiyasi A_n orasidagi munosabatga bog'liq bo'lgan uchta asosiy jarayon mavjuddir.

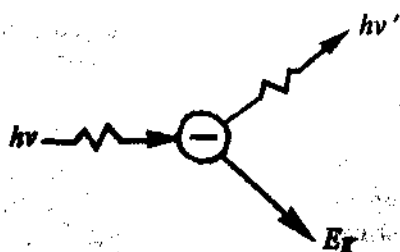
Kogerent (klassik) sochilish. Uzun to'lqinli rentgen nurlanishi asosan to'lqin uzunligini o'zgartirmagan holda sodir bo'ladi va bu sochilishga kogerent sochilish deyiladi. Kogerent sochilish foton energiyasi ϵ ionizatsiya energiyasidan kichik bo'lganda ($\epsilon = h\nu < A_n$) hosil bo'ladi.

Bunday holda rentgen nurlanishining foton energiyasi va atom energiyasi o'zgarimgani uchun o'z-o'zidan kogerent sochilish biologik ta'sir ko'rsatmaydi. Lekin, rentgen nurlanishidan saqlanish choralari ko'rilganda birlamchi dastaning yo'nalishi o'zgarishi mumkinligini hisobga olish kerak. O'zaro ta'siring bu ko'rinishi rentgenostrukturaviy analizda ahamiyatga ega (24.7- §ga qarang).

Nokogerent sochilish (Kompton effekti). 1922- yilda A.X. Kompton qattiq rentgen nurlanishining sochilishini kuzatish paytida tushayotgan nurlanish dastasiga nisbatan sochilgan nurlanish dastasining o'tuvchanlik qobiliyati kamayganini payqagan. Bu esa sochilgan rentgen nurlanishining to'lqin uzunligi tushayotgan rentgen nurlanishining to'lqin uzunligidan kattaligini anglatadi. Rentgen nurlanishining to'lqin uzunligini o'zgartirib sochilishiga nokogerent sochilish, hodisaning o'zi esa Kompton effekti deyiladi.

Bu effekt hosil bo'lishi uchun rentgen nurlanishining foton energiyasi ionlanish energiyasidan katta bo'lishi kerak: $h\nu > A_n$.

Bu hodisa quyidagilar bilan bog'liq: foton atom bilan o'zaro ta'sirlashganda foton energiyasi $h\nu$ rentgen nurlanishining $h\nu'$ energiyali yangi sochilgan fotonni hosil bo'lishiga, elektronning atomdan ajratilishiga (ionlanish energiyasi A_n ga) va elektronra kinetik energiya berishga sarflanadi:



31.9- rasm.

$$h\nu = h\nu' + A_n + E_K \quad (31.6)$$

Ko'p hollarda $h\nu \gg A_n$ bo'lgani va Kompton effekti erkin elektronlarda sodir bo'lgani tufayli taqriban quyidagicha yozish mumkin:

$$h\nu = h\nu' + E_K \quad (31.7)$$

Bu hodisada (31.9- rasm) ikkilamchi rentgen nurlanish (fotonning $h\nu$ energiyasi) bilan bir qatorda tepki elektronlari (elektronning kinetik energiyasi E_K) ham paydo bo'ladi. Bu paytda atomlar va molekular ionlarga aylanadi.

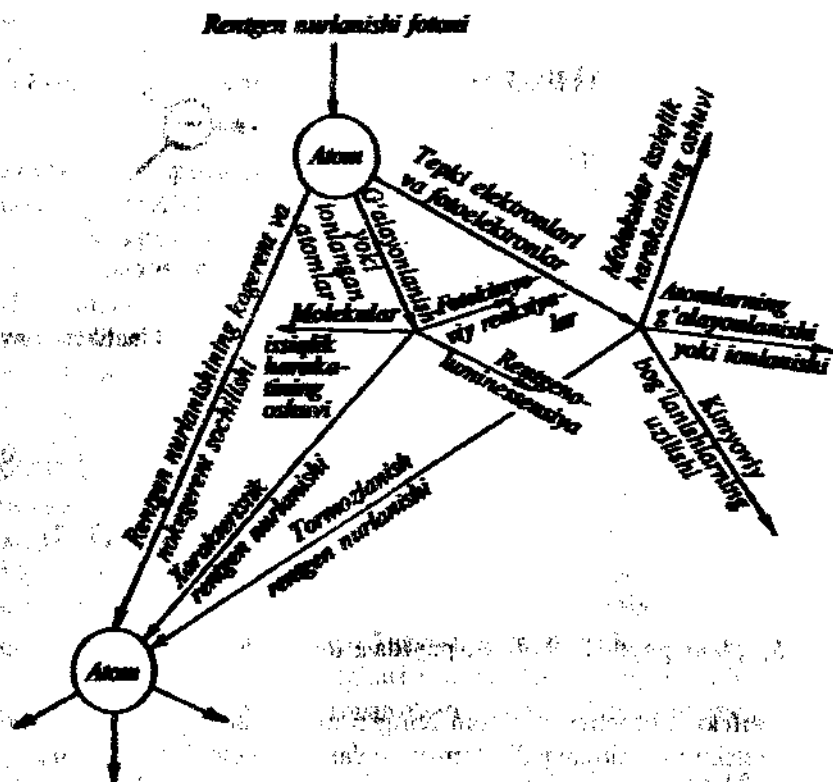
Fotoeffekt. Fotoeffektda atom rentgen nurlanishini yutishi natijasida atomdan elektron uchib chiqadi, atom esa ionlanadi (fotoionlanish). Agar foton energiyasi ionlanish uchun yetarli bo'lmasa, fotoeffekt elektronlar uchib chiqmasdan atomlarning qo'zg'alishida namoyon bo'ladi.

Yuqorida ko'rib o'tilgan uchta asosiy o'zaro ta'sirlashish jarayonlari birlamchi jarayonlar bo'lib, ular ikkilamchi, uchlamchi va h.k. hodisalarga olib keladi. Masalan, ionlangan atomlar xarakteristik spektrni nurlantirishi mumkin, g'alayonlangan atomlar esa ko'rinadigan yorug'lik manbai bo'lishlari mumkin (rentgenoluminossensiya) va h.k.

Rentgen nurlanishi moddaga tushganda sodir bo'lishi mumkin bo'lgan jarayonlarning sxemasi 31.10- rasmda keltirilgan. Rentgen fotonining energiyasi molekular-issiqlik harakati energiyasiga o'tishiga qadar sxemada tasvirlanganiga o'xshash jarayonlarning bir necha o'ntasi ro'y berishi mumkin. Natijada moddaning molekular tarkibida o'zgarishlar yuz beradi.

31.10- rasmda keltirilgan sxemadagi jarayonlar rentgen nurlanishining moddaga ta'sir etishida kuzatiladigan hodisalar asosida yotadi. Bulardan ba'zilarini sanab o'tamiz.

Rentgenoluminossensiya rentgen nurlari bilan nurlantirilganda bir qator moddalarning yorug'lanishi. Ditsian platinat bariy tuzining shunday yorug'lanishi Rentgenga nurlarni kashfetishga imkon berdi. Rentgen nurlanishini vizual kuzatish



uchun maxsus yorug'lanadigan ekran tayyorlashda ayrim paytlarda rentgen nurlarining fotoplastinkaga ta'sirini kuchaytirish uchun bu hodisadan foydalaniladi.

Rentgen nurlanishi moddalarga kimyoviy ta'sir ko'rsatishi ham ma'lum. Masalan, uning ta'sirida suvda vodorod peroksidi hosil bo'ladi. Amaly jihatdan muhim bo'lgan misol — bu nurlanishning fotoplastinkaga ta'siridir. Bu ta'sir rentgen nurlarini qayd qilishga imkon beradi.

Ionlovchi ta'sir rentgen nurlari ta'sirida elektr o'tkazuvchanlikning ortishida namoyon bo'ladi. Bu xususiyatdan dozimetriyada rentgen nurlanishi ta'sirini miqdoriy baholashda foydalaniladi.

Ko'p jarayonlar natijasida rentgen nurlanishining birinchi dastasi Bogerning yorug'likning yuzilish qonuni (29.3) ga muvofiq zaiflashadi va buni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (31.8)$$

bu yerda μ — zaiflanishning chiziqli koeffitsiyent. Bu koeffitsiyenti quyidagi uchta tashkil etuvchidan tarkib topgan deb ifodalash mumkin: kogerent sochilish μ_K nokogerent sochilish μ_{NK} va fotoeffekt μ_Φ

$$\mu = \mu_K + \mu_{NK} + \mu_\Phi \quad (31.9)$$

Rentgen nurlanishining oqimi o'zi o'tayotgan moddaning atomlar soniga proporsional holda zaiflashadi. Agar moddani X o'qi bo'yicha masalan, b marta siqilsa, uning zichligi b marta ortadi, lekin dastaning zaiflanishi o'zgarmaydi, chunki atomlar soni avvalgiday qoladi. Demak, (31.8) formuladagi daraja ko'rsatkichi o'zgarmaydi:

$$\mu_1 x_1 = \mu_2 x_2 = \mu_2 x_1 / b \quad (31.10)$$

$x_2 = x_1 / b$ chunki, siqilish paytida yutuvchi qatlarning qalinligi b marta kamaydi. (31.10) dan $\mu_1 = \mu_2 / b$ bo'ladi.

Bu zaiflanishning chiziqli koeffitsiyenti moddaning zichligiga bog'liq ekanligini anglatadi. Shuning uchun zaiflanishning massa koeffitsiyentidan foydalanishni ma'qul ko'radilar. Bu koeffitsiyent zaiflanishning chiziqli koeffitsiyenti yutuvchining zichligiga nisbatiga teng bo'lib, moddaning zichligiga bog'liq emas:

$$\mu_m = \mu / \rho. \quad (31.11)$$

31.4-§. RENTGEN NURLANISHINING TIBBIYOTDA QO'LLANILISHINING FIZIKAVIY ASOSLARI

Rentgen nurlanishining tibbiyotdagi eng asosiy qo'llanilishlaridan biri diagnostika maqsadida ichki organlarni yoritish (rentgenodiagnostika)dir.

Diagnostika uchun energiyasi 60–120 keV bo'lgan fotonlardan foydalaniladi. Bunday energiyalarda zaiflanishning massa koeffitsiyenti asosan fotoeffekt bilan aniqlanadi. Uning qiymati foton energiyasining uchinchi darajasiga teskari proporsional (λ^3 ga proporsional), qattiq nurlanishning katta o'tuvchanlik qobiliyati shunda namoyon bo'ladi va yutuvchi modda atom nomerining uchinchi darajasiga to'g'ri proporsionaldir:

$$\mu_m = k\lambda^3 Z^3 \quad (31.12)$$

bu yerda k — proporsionallik koeffitsiyenti.

Rentgen nurlanishining yutilishi atomning moddada qanday birikishiga bog'liq emas, shuning uchun (31.12) formulaga asosan suyak $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ ning zaiflanishning massa koeffitsiyenti $\mu_{m,c}$ ni yumshoq to'qimaning yoki suv H_2O ning zaiflanishining massa koeffitsiyenti $\mu_{m,suv}$ bilan osongina solishtirish

mumkin. Ca, P, O va H ning atom nomerlari mos ravishda 20, 15, 8 va 1 ga tengdir. Bu sonlarni (31.12) ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\frac{\mu_{mc}}{\mu_{m.suv}} = \frac{3 \cdot 20^3 + 2 \cdot 15^3 + 8 \cdot 8^3}{2 \cdot 1^3 + 8^3} = 68$$

Har xil to'qimalar rentgen nurlanishini turli darajada yutishi odam tanasidagi organlarning tasvirini soyaviy proyeksiyada ko'rishga imkon beradi.

Rentgenodiagnostikaning ikki variantidan foydalaniladi: rentgenoskopiya tasvir rentgenoluminessiyalanuvchi ekranda ko'riladi, rentgenografiya tasvir fotoplyonkaga tushiriladi.

Agar tekshiriladigan a'zo va uning atrofidagi to'qimalar rentgen nurlanishini bir xilda zaiflantirsa, u holda maxsus kontrast moddalar qo'llaniladi. Masalan, oshqozon va ichakni bo'tqasimon sulfat bariy massasi bilan to'ldirib, ularning soyaviy tasvirini ko'rish mumkin.

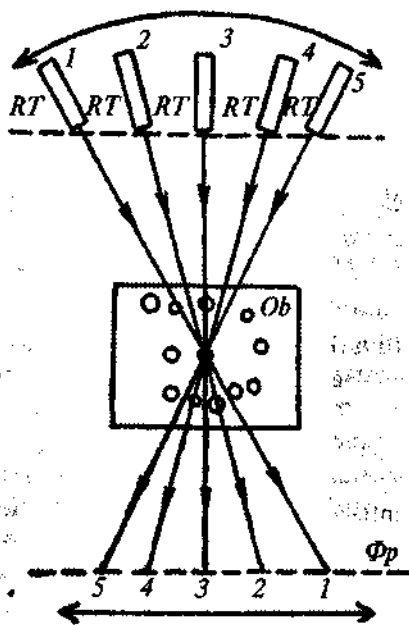
Ekrandagi tasvirning ravshanligi va fotoplyonkada ekspozitsiya vaqti rentgen nurlanishining intensivligiga bog'liq. Agar bu nurlanishdan diagnostika maqsadlarida foydalanilsa, yomon biologik oqibatlariga olib kelmasligi uchun uning intensivligi kichik bo'lishi kerak. Shuning uchun intensivligi kichik bo'lgan rentgen nurlanishidan foydalanishda tasvirning

ravshanligini yaxshilaydigan qator texnikaviy moslamalar mavjud.

Bunday moslamalarga misol sifatida elektron-optik o'zgartirgichlarni ko'rsatish mumkin (27.8- §ga qarang). Boshqa misol fluorografiya bo'lib, bunda rentgenoluminessiyalanuvchi katta ekrandagi tasvir kichik formatli sezgir plyonkaga tushiriladi. Tasvir olishda yorug'lik kuchi katta bo'lgan linzadan foydalaniladi, tayyor suratlar maxsus kattalashtirgichda ko'riladi.

Rentgen nurlanishi davolash maqsadida asosan zararli o'simtalarni yo'qotishda qo'llaniladi (rentgenoterapiya).

Rentgenli tomografiya va uning „ *mashina varianti*“ — *kompyuterli tomografiya* metodlari rentgenografiyaning qiziqarli va istiqbolli variantlari bo'lib hisoblanadi.



31.11- rasm.

Bu metodlarni ko'rib chiqamiz.

Oddiy rentgenogramma tananing katta qismini qamraydi (egallaydi) va har xil organ va to'qimalar bir-biriga soya tushiradi. Bu kamchilikdan qutulish uchun tekshirish obyekti Ob ga nisbatan qarama-qarshi fazada davriy ravishda rentgen trubkasi RT bilan birga fotoplyonka Φn ni siljitish (surish) kerak (31.11- rasm). Tanada rentgen nurlariga noshaffof bo'lgan qator a'zolar bo'lib, ular rasmda doirachalar ko'rinishida ko'rsatilgan. Rentgen nurlari rentgen trubkasining har qanday holatida (1, 2 va h.k.), obyektning markazi hisoblangan nuqtadan o'tadi va RT hamda shu markazga nisbatan davriy harakatlanadi. Bu nuqta aniqrog'i, katta bo'lmagan noshaffof a'zo-qora doiracha shaklida ko'rsatilgan. Uning soyaviy tasviri bilan birga ketma-ket 1, 2 va h.k. holatlarni egallab ko'chadi. Tanada rentgen nurlariga noshaffof bo'lgan qator a'zolar bo'lib, ular rasmda doirachalar ko'rinishida ko'rsatilgan. Rentgen nurlari rentgen trubkasining har qanday holatida (1, 2 va h.k.), obyektning markazi hisoblangan nuqtadan o'tadi va RT hamda Φn shu markazga nisbatan davriy harakatlanadi. Bu nuqta aniqrog'i, katta bo'lmagan noshaffof a'zo-qora doiracha shaklida ko'rsatilgan. Uning soyaviy tasviri Φn bilan birga ketma-ket 1, 2 va h.k. holatlarni egallab ko'chadi. Tanadagi boshqa a'zolar (suyaklar, va boshqalar) Φn da qandaydir umumiy „fon“ hosil qiladilar, chunki ular rentgen nurlarini har doim to'sa olmaydilar. Tebranish markazining holatini o'zgartirib, tananing qatlamma-qatlam rentgen tasvirini olish mumkin. Mana shunday tomografiya (qatlamma-qatlam yozib olish) noma kelib chiqqan.

Rentgen nurlanishining ingichka dastasidan va Φn o'rniga ionlovchi nurlanishning yarim o'tkazgichli detektorlaridan (32.5- §ga qarang) tashkil topgan ekrandan hamda EHM dan foydalanib tomografiyada soyaviy rentgenli tasvirni ishlab chiqish mumkin. Tomografiyaning bunday zamonaviy varianti (hisoblash yoki kompyuterli rentgen tomografiya) tananing qatlamli tasvirini, elektron nurlari trubkaning ekranida yoki qog'ozda, 2 mm dan kichik bo'lgan detallarigacha (rentgen nurlanishini yutish farqi 0,1 protsent bo'lganda) farqlash imkonini beradi. Bundan fodalaniib, masalan, miyaning kulrang va oq moddalarini farqlay olish hamda juda kichik o'simtalarni ko'rish mumkin.

Birinchi Nobel mukofoti Rentgenga (1901) taqdim etilgan edi, kompyuterli rentgen tomografiyani ishlab chiqqanlari uchun 1979- yil G.Xaunofild va Mak-Kormak Nobel mukofotiga sazovor bo'lishdi.

O'ttiz ikkinchi bob

RADIOAKTIVLIK. IONLOVCHI NURLANISHNING
MODDA BILAN O'ZARO TA'SIRI

Ionlovchi nurlanishning keng tarqalgan manbalaridan biri atom yadrolarining parchalanishi hisoblanadi. Bu bobda bu masala bilan bir qatorda ionlovchi nurlanishning modda bilan o'zaro ta'siri ham ko'rib chiqiladi.

32.1-§. RADIOAKTIVLIK

Turg'un bo'lmagan yadrolarning boshqa yadrolar yoki elementar zarrachalar chiqarish bilan kechadigan o'z-o'zidan parchalanishiga radioaktivlik deyiladi. Bu jarayonning boshqa yadroviy o'zgarishlardan farq qildirib turuvchi xarakterli xususiyati uning o'z-o'zidan sodir bo'lishi (spontanligi)dir.

Tabiiy hamda sun'iy radioaktivlik mavjud.

Tabiiy radioaktivlik tabiiy sharoitlarda mavjud bo'lgan noturg'un yadrolarda uchraydi. Sun'iy radioaktivlik deb turli yadroviy reaksiyalar natijasida hosil bo'ladigan yadrolarning radioaktivligiga aytiladi. Tabiiy va sun'iy radioaktivliklar orasida katta farq yo'q, ular umumiy qonuniyatlarga bo'ysunadilar.

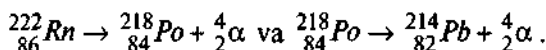
Radioaktiv parchalanishning asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

Alfa-parchalanish yadroning α -zarracha chiqarib o'z-o'zidan yemirilishi-dir. Siljish qoidasini hisobga olib alfa-parchalanish sxemasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:



bu yerda X va Y mos ravishda onalik va qizlik yadrolarning belgilari.

α -parchalanishga misol radonning poloniya, poloniyning esa qo'rg'oshinga aylanishidir:



Qizlik yadroning va α zarrachaning tinch holatdagi massalari yig'indisi onalik yadroning tinch holatdagi massasidan kichik bo'ladi, xuddi shuni ularning tinch holatdagi energiyalariga nisbatan ham aytilish mumkin. Energiyalar farqi zarracha va qizlik yadroning kinetik energiyasiga teng.

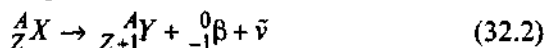
α -parchalanishda qizlik yadro faqat normal holatlardagina emas, balki g'alayonlangan holatlarda ham paydo bo'ladi. Ular diskret qiymatlar qabul qilganligi uchun radioaktiv moddaning har xil yadrolaridan uchib chiqqan α zarrachalarning energiyasi ham diskret qiymatga ega bo'ladi. Qizlik yadroning g'alayonlanish energiyasi ko'pincha γ -fotonlar ko'rinishida ajralib chiqadi. Shuning uchun α -parchalanish γ -nurlanish bilan birga sodir bo'ladi.

Agar qizlik yadro radioaktiv bo'lsa, oxiri turg'un yadro bilan tugaydigan qator yemirilishlar zanjiri hosil bo'ladi.

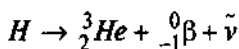
Beta parchalanish yadro ichida neytron va protonning o'zaro aylanishidan iborat. β^- -parchalanish 3 turga bo'linadi.

1. Elektron yoki β^- -parchalanish, yadrodan β^- -zarracha (elektron) uchib chiqishida namoyon bo'ladi. β^- -zarrachalarning energiyasi 0 dan E_{\max} gacha bo'lgan har xil qiymatlarni qabul qiladi, energiyalar spektri tutash bo'ladi (32.1-rasm). Bu diskret yadroviy holatlarga to'g'ri kelmaydi. 1932-yilda V.Pauli β^- -yadrodan zarracha bilan bir vaqtda boshqa, neytral, massasi juda kichik bo'lgan zarracha ham uchib chiqadi, deb taxmin qilgan edi. E.Fermi taklifi bilan bu zarracha neytrino deb ataldi. Keyinchalik β^+ -parchalanishda neytrino, β^- -parchalanishda antineytrino hosil bo'lishi aniqlandi.

β^- -parchalanishda ajralib chiqadigan energiya β^- zarracha va neytroni yoki antineytrino o'rtasida taqsimlanadi. Siljish qoidasi hisobga olinganda β^- -parchalanish sxemasi quyidagicha:

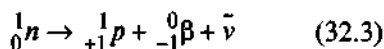


bu yerda $\bar{\nu}$ — antineytrinoning belgilanishi. β^- -parchalanishga misol tritiyning geliyga aylanishidir:

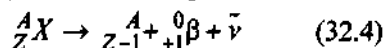


β^- -parchalanishda yadro ichida neytronning protonga aylanishi natijasida elektron hosil bo'ladi:

β^- -parchalanishda yadro ichida neytronning protonga aylanishi natijasida elektron hosil bo'ladi:

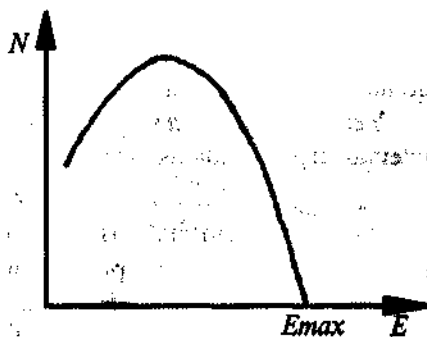
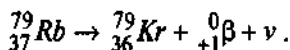


2. Pozitron yoki parchalanish. β^+ parchalanishning sxemasi:



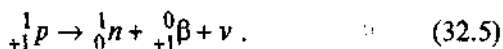
bu yerda $\bar{\nu}$ — neytrinoning belgilanishi.

β^+ -parchalanishga misol rubidiyning kriptonga aylanishidir:

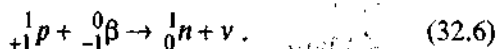


32.1- rasm.

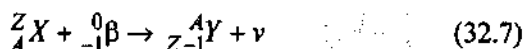
β^- -parchalanishda yadro ichidagi proton neytronga aylanishi natijasida pozitron hosil bo'ladi:



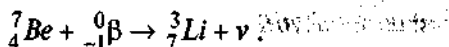
3. Elektron yoki e -tutilish. Radioaktivlikning bu turi yadro atomning ichki elektronlaridan birini tutib olib, buning natijasida yadroning protoni neytronga aylanishidan iboratdir:



Elektron tutilish sxemasi:



e -tutilishga misol berilliyning litiyga aylanishidir:



Elektron qaysi ichki qobiqdan tutilishiga qarab K -tutilish, L -tutilish va h.k.lar farqlanadi. Elektron tutilish ro'y berganda elektron qobig'ida joylar bo'shaydi, shuning uchun bu xildagi radioaktivlik xarakteristik rentgen nurlanishi bilan birgalikda yuz beradi. Aynan rentgen nurlanishiga qarab e -tutilish aniqlangan.

β^- -parchalanishda γ -nurlanish paydo bo'lishi mumkin. Yadrolarning spontan (o'z-o'zidan) bo'linishi, proton radioaktivlik va shu kabilar ham radioaktivlik hodisasi bo'lib hisoblanadi. Elementar zarrachalarning bir-biriga aylanishi ham ayrim hollarda radioaktivlik tushunchasiga taalluqli bo'ladi.

32.2-§. RADIOAKTIV PARCHALANISHNING ASOSIY QONUNI. AKTIVLIK

Radioaktiv parchalanish — bu statistik hodisadir. Berilgan noturg'un yadro qachon parchalanishini oldindan aytish mumkin emas, faqat bu hodisa to'g'risida ehtimoliy fikrlar yuritish mumkin. Ko'p sonli radioaktiv yadrolar uchun parchalanmagan yadrolarning (sonining) vaqtga bog'liqligini ifodalovchi statistik qonun yaratish mumkin.

Yetarlicha kichik dt vaqt intervalida dN ta yadro parchalansin. Bu son vaqt intervali dt ga va radioaktiv yadrolarning umumiy soni N ga proporsionaldir:

$$dN = -\lambda N dt \quad (32.8)$$

bu yerda λ — parchalanish doimiysi bo'lib, u radioaktiv yadrolarning parchalanish ehtimolligiga proporsional va har xil radioaktiv moddalar uchun turlicha bo'ladi. $dN < 0$ bo'lgani uchun „—“ ishora qo'yiladi, chunki parchalanmagan yadrolar soni vaqt o'tishi bilan kamaya boradi. O'zgaruvchilarni ajratib, (32.8)ni integrallaymiz, bunda integralning quyi chegarasi boshlang'ich

shartlarga mosligini (radioaktiv yadrolarning boshlang'ich soni), yuqori chegarasi

esa t va N ning qiymatlariga mosligini hisobga olamiz:
$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda_0 \int_0^t dt,$$

$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$. Bu ifodani potensirlab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (32.9)$$

Bu radioaktiv parchalanishning asosiy qonunidir: vaqt o'tishi bilan hali parchalanmagan radioaktiv yadrolar soni eksponensial qonunga muvofiq kamayadi.

32.2- rasmda turli moddalarga $\lambda_1 > \lambda_2$ taalluqli 1 va 2 egri chiziqlar tasvirlangan; radioaktiv yadrolarning boshlang'ich soni N_0 bir xil.

Amalda parchalanish doimiysi o'rniga ko'pincha radioaktiv izotopning boshqa xarakteristikasi — yarim parchalanish davri T dan foydalaniladi. T — bu radioaktiv yadrolarning yarmi parchalanishi uchun ketadigan vaqtdir. Bu ta'rif juda ko'p sonli yadrolar uchun o'rinlidir. 32.2- rasmda va 1 va 2 egri chiziqlar yordamida

yadrolarning yarim parchalanish davri qanday aniqlanishi ko'rsatilgan; $\frac{N_0}{2}$ ga mos keladigan to'g'ri chiziq 1 va 2 egri chiziqlar bilan kesishadigan qilib o'tkaziladi. Kesishish nuqtalarining abtsissalari T_1 va T_2 qiymatlarni beradi.

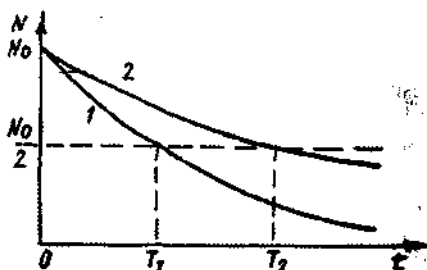
T va λ orasidagi bog'lanishni aniqlash uchun (32.9) tenglamaga N va t o'rniga quyidagilarni qo'yamiz: $N = \frac{N_0}{2}$ va $t = T$, u holda bu tenglikni N_0 ga qisqartirib, logarifmlasak:

$$T = \ln 2 / \lambda \approx 0,69 / \lambda \quad (32.10)$$

Radioaktiv manbalar bilan ishlashda preparatdan 1 sekundda uchib chiqadigan zarrachalar yoki γ -fotonlar sonini bilish muhimdir. Bu son parchalanish tezligiga proporsional, shuning uchun aktivlik deb ataladigan parchalanish tezligi radioaktiv preparatning muhim xarakteristikasidir:

$$A = -\frac{dN}{dt} \quad (32.11)$$

(32.8) – (32.10) lardan foydalanib aktivlik uchun quyidagi bog'lanishlarni topish mumkin:



32.2- rasm.

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (32.12)$$

$$A = \frac{N}{T} \ln 2 \quad (32.13)$$

Demak, radioaktiv yadrolar qancha ko'p bo'lsa va ularning yarim parchalanish davri qancha kichik bo'lsa, preparatning aktivligi shuncha katta bo'ladi. Preparatning aktivligi vaqt o'tishi bilan eksponensial qonunga muvofiq kamayib boradi.

Aktivlik birligi — *bekkerel* (Bk) bo'lib, u 1 sekundda bir parchalanish akti sodir bo'ladigan radioaktiv manbadagi nuklidning aktivligiga mosdir.

Eng ko'p ishlatiladigan aktivlik birligi kyuri (Ki); $1 \text{ Ki} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bk} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Bundan tashqari aktivlikning sistemaga kirmagan birligi rezerford (Rd) ham mavjud: $1 \text{ Rd} = 10^6 \text{ Bk} = 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Radioaktiv manba massa birligining aktivligini xarakterlash uchun solishtirma massa aktivligi degan kattalik kiritiladi va u izotop aktivligining uning massasiga nisbatiga teng. Solishtirma massa aktivligi kilogrammga bekkerel (Bk/kg) bilan ifodalanadi.

32.3-§. IONLANTIRUVCHI NURLANISHNING MODDA BILAN O'ZARO TA'SIRI

Zaryadlangan zarrachalar va γ -fotonlar moddada tarqalayotib, uning elektronlari va yadrolari bilan o'zaro ta'sirlashadi, natijada moddaning hamda zarrachalarning holati o'zgaradi.

Zaryadlangan zarrachalar (α va β) moddadan o'tishida energiya yo'qotishining asosiy mexanizmi ionizatsion tormozlanish hisoblanadi. Bu holda zarrachalarning kinetik energiyasi muhit atomlarini qo'zg'atishga va ionlantirishga sarflanadi.

Zarrachaning modda bilan o'zaro ta'siri miqdoriy jihatdan ionlanishning chiziqli zichligi, moddaning chiziqli tormozlash qobiliyati va zarrachaning o'rtacha chiziqli yugurish yo'li bilan baholanadi.

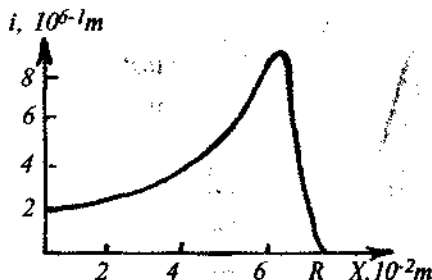
Ionlanishning chiziqli zichligi i deganda dl elementar yo'lda zaryadlangan ionlantiruvchi zarracha hosil qilgan bir xil ishorali ionlar soni dn ning shu masofaga nisbati tushuniladi:

$$i = \frac{dn}{dl}$$

Moddada dl elementar yo'lni o'tishda zaryadlangan ionlantiruvchi zarracha yo'qotgan energiya dE ning shu masofa uzunligiga nisbati moddaning chiziqli tormozlash qobiliyati S deyiladi:

$$S = \frac{dE}{dl}$$

Ionlantiruvchi zarrachaning o'rtacha chiziqli yugurish yo'li deb, zaryadlangan ionlantiruvchi zarrachaning berilgan moddadagi yugurish yo'lining boshi va oxiri o'rtasidagi masofaning o'rtacha qiymatiga aytiladi.



32.3- rasm.

Ionlanish chiziqli zichligining α -zarrachaning muhit (havo)da bosib o'tgan yo'li x ga bog'liqligi grafigi 32.3-rasmda ko'rsatilgan. Zarracha muhitda harakatlangan sari uning energiyasi va tezligi kamayadi, ionlanishning chiziqli zichligi esa bunda ortadi va faqat zarrachaning yugurishdan to'xtashida keskin kamayadi. i ning ortishiga sabab shundaki, α -zarrachaning tezligi kichik bo'lganda u atom yonida ko'p vaqt bo'ladi va shuning uchun atomning ionlanish ehtimolligi ortadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, normal bosimda tabiiy radioaktiv izotoplarning zarrachasining ionlanish

chiziqli zichligi havoda $i = (2 + 8) \cdot 10^6 \frac{\text{juft ion}}{\text{m}}$ ni tashkil etadi.

Bitta molekulani ionlantirish uchun 34 eB ga yaqin energiya talab qilinishi tufayli moddaning (havoning) chiziqli tormozlash qobiliyati S ning qiymati 70–270 MeB oraliqda bo'ladi.

α -zarrachaning o'rtacha yugurish yo'li uning energiyasiga bog'liq. Havoda u bir necha santimetrga, suyuqlikda va tirik organizmda 10–10 mkm ga teng. Zarrachaning tezligi molekularlar issiqlik harakati tezligigacha sekinlashgach, u moddada 2 elektron tutib olib, geliy atomiga aylanadi.

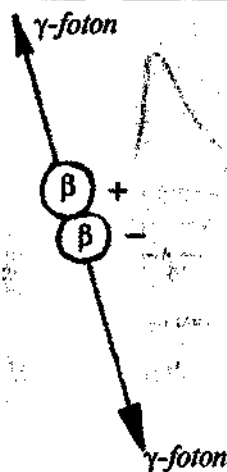
Ionlanish va g'alayonlanish birlamchi jarayonlardir. Molekular issiqlik harakati tezligining ortishi, xarakteristik rentgen nurlanishi, radioluminessensiya, kimyoviy jarayonlar ikkilamchi jarayonlar bo'lishi mumkin.

α -zarrachalarning yadrolar bilan o'zaro ta'sirlashishi ionlanishga nisbatan ancha kam uchraydigan jarayondir. Bu vaqtda yadroviy reaksiyalar va shuningdek α -zarrachalarning sochilishi ro'y berishi mumkin.

Beta nurlanish ham nurlanish kabi moddani ionlantiradi. Havoda β -zarrachalarning ionlantirish chiziqli zichligi quyidagi formulaga asosan hisoblanishi mumkin:

$$i = k(c/v)^2$$

bu yerda k — 4600 juft ion/m.



32.4- rasm.

β -zarrachalar ionlanish va g'alayonlanishdan tashqari boshqa jarayonlarni ham yuzaga keltirishi mumkin. Masalan, elektronlar tormozlanganda tormozli rentgen nurlanishi yuzaga keladi. β -zarrachalar moddaning elektronlarida sochilib, ularning yo'llari moddada keskin egiladi. Agar elektron muhitda o'sha muhitdagi yorug'likning tarqalish tezligidan katta tezlik bilan harakatlansa, xarakterli Cherenkov nurlanishi (Cherenkov-Vavilov nurlanishi) yuzaga keladi.

β^+ -zarracha moddadan o'tayotganida elektron bilan shunday o'zaro ta'sirlashadiki, natijada elektron-pozitron jufti o'rniga ikkita γ -foton yuzaga kelish ehtimolligi katta bo'ladi. γ -fotonning yuzaga kelish

sxemasi 32.4- rasmda ko'rsatilgan bo'lib, bu jarayonga annigilatsiya deyiladi. Annigilatsiyada hosil bo'ladigan har bir fotonning energiyasi elektronning yoki pozitronning tinchlikdagi energiyasidan, ya'ni 0,51 MeB dan kam bo'lmisligi kerak.

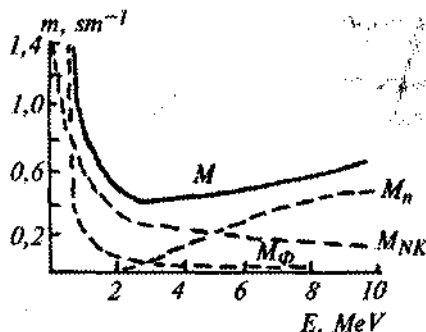
β -nurlanishni zaiflashtiradigan jarayonlar xilma-xil bo'lishiga qaramasdan, uning intensivligi (31.8)ga o'xshash eksponensial qonunga muvofiq o'zgaradi, deb taxminan hisoblash mumkin.

β -nurlanish moddadan o'tishida yutilishining xarakteristikalaridan biri sifatida yarim yutilish qatlami tushunchasidan foydalanish mumkin, bu qatlamdan o'tishda nurlanish intensivligi ikki marta kamayadi.

β -zarrachalar organizm to'qimasiga 10–15 mm chuqurlikkacha o'tadi deb hisoblash mumkin. β -nurlanishdan himoya sifatida aluminiydan, pleksiglasdan yoki boshqa moddalardan yasalgan yupqa ekranlar xizmat qiladi. Masalan, 0,4 mm qalinlikdagi aluminiy yoki 1,1 mm qalinlikdagi suv qatlami $^{32}_{15}\text{P}$ -fosfordan chiqqan β -nurlanishni 2 marta kamaytiradi.

γ -nurlanish moddaga tushganida rentgen nurlanishiga xos bo'lgan jarayonlar (kogerent sochilish, Kompton effekti, fotoeffekt, 31.3-§ga qarang) bilan bir qatorda rentgen nurlanishining modda bilan o'zaro ta'siriga xos bo'lmagan jarayonlar ham ro'y beradi. Bunday jarayonlarga quyidagilar taalluqlidir: γ -fotonning energiyasi elektron va pozitronning tinchlikdagi energiyalari yig'indisi (1,02 MeV) dan kichik bo'lmaganda elektron-pozitron

juftining hosil bo'lishi, katta energiyali γ -fotonlar atom yadrolari bilan o'zaro ta'sirlashganida hosil bo'ladigan fotoyadroviy reaksiyalar. Fotonlar reaksiyalari sodir bo'lishi uchun foton energiyasi bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyasidan kam bo'lmasligi kerak.



32.5- rasm.

γ -nurlanishlar ta'sirida sodir bo'ladigan turli jarayonlar natijasida zaryadlangan zarrachalar

hosil bo'ladi: demak γ -nurlanish ham ionlantiruvchi nurlanishdir.

γ -nurlanish dastasining moddadagi zaiflanishi (31.8) eksponensial qonun bilan ifodalanadi. Yutilishning chiziqli (yoki massa) koeffitsiyentini 3 ta asosiy o'zaro ta'sirlanish jarayoni — fotoeffekt, Kompton effekti va elektron-pozitron juftining hosil bo'lishini hisobga oluvchi yutilish koeffitsiyentlarining yig'indisi sifatida tasavvur qilish mumkin:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{NK} + \mu_P \quad (32.14)$$

Bu asosiy o'zaro ta'sirlanish jarayonlari foton energiyasiga bog'liq bo'lgan turli ehtimolliklar bilan sodir bo'ladi (32.5- rasm; egri chiziq qo'rg'oshin uchun olingan). Rasmdan ko'rinib turibdiki, kichik energiyalarda asosiy rolni fotoeffekt o'rtacha energiyalarda Kompton effekti va 10 MeV dan katta energiyalarda elektron-pozitron jufti hosil bo'lish jarayoni o'ynaydi.

γ -foton dastasi zaiflanishining eksponensial qonuni taqribiy bajariladi. Bu ayniqsa katta energiyalar uchun taalluqlidir. Bu γ -nurlanish modda bilan o'zaro ta'sirlashganda sodir bo'ladigan ikkilamchi jarayonlar bilan bog'liqdir. Masalan, elektronlar va pozitronlar tormozlanish va annigilatsiyalanish natijasida yangi γ -fotonlar hosil bo'lishi uchun yetarli energiyalarga ega bo'ladilar.

Neytronlar oqimi ham ionizatsiyalashtiruvchi nurlanishlar oqimi bo'lib hisoblanadi, chunki neytronlarning atom yadrolari bilan o'zaro ta'sir natijasida zaryadlangan zarrachalar va γ -nurlanish hosil bo'ladi. Buni bir necha misollarda namoyish qilamiz:

— yadrolar neytronlarni tutganida bo'linishi, bunda radioaktiv parchalar, γ -nurlanish va zaryadlangan zarrachalar hosil bo'ladi;

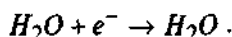
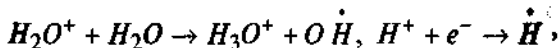
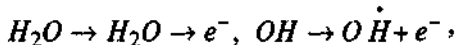
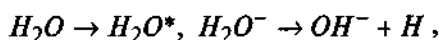
— α -zarrachalar hosil bo'lishi masalan, ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_0^1n = {}_{11}^{24}\text{Na} + {}_2^4\alpha$

— protonlar hosil bo'lishi, masalan, ${}_{7}^{14}\text{N} + {}_0^1n = {}_6^{14}\text{C} + {}_1^1p$.

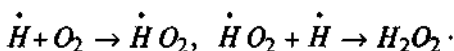
32.4-§. IONLANTIRUVCHI NURLANISHLARNING ORGANIZMGA TA'SIRINING BIOFIZIK ASOSLARI

Ionlantiruvchi nurlanishning organizmga ta'siridagi birlamchi fizikaviy-kimyoviy jarayonlarni ko'rib chiqishda ikkita prinsip jihatdan turlicha bo'lgan ikki xil o'zaro ta'sirni suv molekulari bilan va organik birikmalar molekulari bilan o'zaro ta'sirlashuvni hisobga olish kerak.

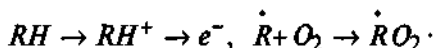
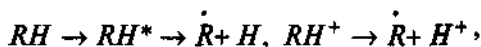
Ionlantiruvchi nurlanishlar ta'sirida moddada radioliz deb atalgan kimyoviy o'zgarishlar sodir bo'ladi. Suv radiolizining mumkin bo'lgan mexanizmlarini ko'rsatamiz:



Kislorod bilan reaksiya gidroperoksid va vodorod peroksidi hosil bo'lishiga olib keladi:



Organik birikmalar molekularining ionlantiruvchi nurlanishlar bilan o'zaro ta'siri natijasida g'alayonlangan molekularlar, ionlar, radikallar va peroksidlar hosil bo'ladi:



Keltirilgan reaksiyalardan tushunarliki, bu kimyoviy jihatdan yuksak aktiv birikmalar biologik sistemaning boshqa molekulari bilan o'zaro ta'sirlashadi, natijada bu hujayralar, membranalar va butun organizm funksiyalari buzilishiga olib keladi.

Ionlantiruvchi nurlanishlarning biologik ta'siri uchun xarakterli bo'lgan umumiy qonuniyatlarning ayrimlarini ko'rib chiqamiz.

Nurlanishning yutilgan juda kichik miqdori ta'sirida sezilarli darajadagi biologik buzilishlar sodir bo'ladi.

Ionlantiruvchi nurlanish faqat nurlanayotgan biologik obyektgagina emas, hujayraning irsiyat apparati orqali keyingi avlodiga ham ta'sir etadi. Bu holat hamda uni shartli prognozlash organizmni nurlanishdan himoya qilish masalasini keskin qilib qo'yadi.

Ionlantiruvchi nurlanishning biologik ta'siriga yashirin (latent) davr xosdir. Nurlanishning bir xil dozasi hujayraning turli qismlarining sezgirligi turlichadir (33- bobga q.). Nurlanishning ta'siriga hujayraning yadrosi eng sezgir bo'lib hisoblanadi.

Bo'linish qobiliyati hujayraning eng nozik funksiyasi bo'lgani uchun nurlanishda eng avval o'suvchi to'qimalar jarohatlanadi. Shuning uchun ionlantiruvchi nurlanish ayniqsa bola organizmi uchun (embrionlik davridan boshlab) xavflidir. Odam organizmining doimiy yoki davriy bo'linib turadigan hujayralardan tashkil topgan to'qimalariga, masalan, oshqozon va ichakning shilimshiq pardasiga, qon hosil qiluvchi to'qimalarga, jinsiy hujayralarga va h.k. ga nurlanish halokatli ta'sir etadi. Tez o'sadigan to'qimalarga ionlantiruvchi nurlanishning ta'siridan o'simalarni (shishlarni) davolash maqsadida foydalaniladi. Nurlanishning dozasi katta bo'lganida „nur ostida o'lim“ yuz berishi mumkin, kichik dozasi esa har xil kasalliklar (nurlanish kasalligi va boshqalar) yuzaga keladi.

32.5-§. IONLOVCHI NURLANISHLAR DETEKTORLARI

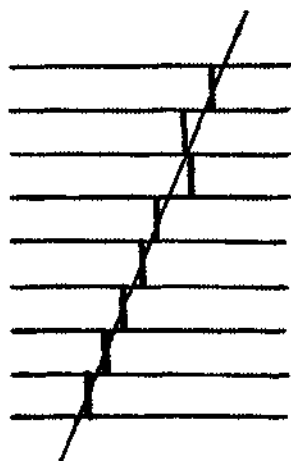
α -, β -, rentgen va γ -nurlanishlarni, neytronlar, protonlarni qayd qiluvchi asboblardan ionlovchi nurlanishlar detektorlari deb ataladi. Zarrachalarning energiyasini o'lchashda, o'zaro ta'sirlashish jarayonini, parchalanishni o'rganishda ham detektorlardan foydalaniladi.

Detektorlarning ishlashi qayd qilinuvchi zarrachalar moddada hosil qiladigan jarayonlarga asoslangan.

Shartli ravishda detektorlarni uchta guruhga bo'lish mumkin: izli (rekli) detektorlar, schetchiklar va integral qurilmalar.

Trekli detektorlar zarrachalarning trayektoriyasini (izini) kuzatishga imkon beradi, schetchiklar zarrachalarning berilgan fazoda paydo bo'lishini qayd qiladi, integral qurilmalar ionlantiruvchi nurlanish oqimi haqida ma'lumot beradi. Yana bir bor bu tasniflash (klassifikatsiya) ning shartli ekanligini ta'kidlab o'tamiz. Masalan, uchib o'tayotgan zarrachalarni sanash uchun izli detektordan foydalanish mumkin, schetchikda zarrachalarni bittadan sanab qayd qilishdan ionlovchi nurlanish oqimini baholashga o'tish mumkin va h.k.

Izli detektorlar qatoriga Vilson kamerasi, diffuzion kamera, pufakchali kamera, uchqunli kamera va qalin qatlamli fotoplastinkalar kiradi. Bu



32.6- rasm.

qurilmalarning umumiy tomoni shundan iboratki, kuzatilayotgan zarracha o'z yo'lidagi moddaning molekullari va atomlarini ionlantiradi. Hosil bo'lgan ionlar ikkilamchi effektlarga qarab namoyon bo'ladi: o'ta to'yingan bug'ning kondensatsiyasi (Vilson kamerasi va diffuzion kamera); o'ta isitilgan suyuqlikning bug' hosil qilishi (pufakchali kamera); gazlarda razryadlarning hosil bo'lishi (uchqunli kamera), fotokimyoviy ta'sir (qalin qatlamli fotoplastinkalar).

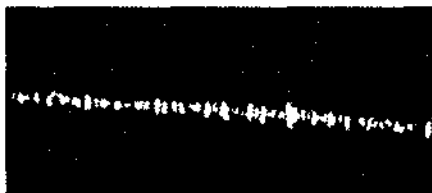
Sanab o'tilgan metodlarning ko'pchiligi o'quvchiga o'rta maktab fizika kursidan ma'lum bo'lganligi uchun namuna sifatida uchqunli kamera ishini ko'rib qo'ya qolamiz. Bu kamerada ishlatiladigan elektrodlar orasi gaz bilan to'ldirilgan.

Kameradagi fazodan zarracha o'tayotganida elektrodlariga yuqori voltli kuchlanish beriladi va kuchlanishni ulash uchun signalni boshqa detektorlar beradi. Gaz atomlari ionlanganda zarrachaning trayektoriyasi atrofida elektronlar hosil bo'lib, elektr maydon ularni tezlantiradi va ularning o'zi zarbali ionlanishni vujudga keltiradi. Natijada trayektoriyaning kichik uchastkalarida ko'zga ko'rinadigan uchqunli razryad hosil bo'ladi.

32.6- rasmda tor oraliqli uchqunli kameraning sxemasi ko'rsatilgan. Kameraga joylashtirilgan elektrodlar orasidagi masofa taxminan 1 sm ga teng. Uchqunli razryadlar elektrodlariga nisbatan perpendikular ravishda hosil bo'lib, ularning yig'indisi zarrachaning trayektoriyasini ko'rsatadi.

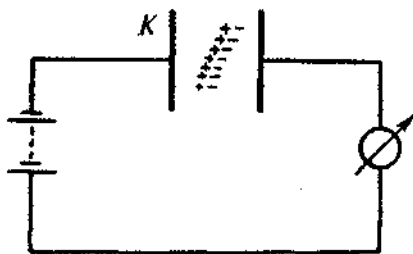
Strimerli* uchqunlik kamera elektrodlar orasidagi masofa 5-20 sm bo'ladi. Zarracha o'tgandan so'ng taxminan 10^{-5} s dan keyin yuqori voltli kuchlanish olinadi. Bu vaqt oralig'ida uchqunlar faqat qayd qilinadigan zarracha hosil qiladigan birlamchi ionlanish sohasida hosil bo'ladi. 32.7- rasmda strimerli uchqunli kameradagi zarrachaning izlari tasvirlangan.

Integral detektorlar qatoriga fotoplyonkalar (plyonkada chiqarilgandan keyin suratlarining qorayish darajasi qayd qilinadi), uzluksiz ishlaydigan ionizatsiyaon kameralar kiradi.

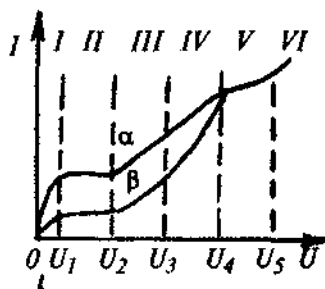


32.7- rasm.

Uzluksiz ishlaydigan ionizatsion kameraning tuzilishini va ishlashini ko'rib chiqamiz. Bu kamera ichiga gaz to'ldirilgan kondensator *K* dan iborat (32.8- rasm). Gazga nurlanish tushganida u ionlanadi va zanjirda elektr toki vujudga keladi, uni kuchaytirib,



32.8- rasm.



32.9- rasm.

o'lanadi. Tok kuchi kamerada 1 sekunda paydo bo'ladigan ionlar soniga va demak, ionlantiruchi zarracha energiyasining oqimiga proporsionaldir.

Ba'zi qurilmalarda radioaktiv zarrachalar ta'sirida kondensatorning razryadlanishi elektrometrlarda o'lanadi.

Schetchiklar qatoriga gaz razryadli qurilmalarning katta guruhi (impulsi ionizatsion kameralar, proporsional schetchiklar, Geyer-Myuller schet-chiklari), shuningdek, luminescent yarimo'tkazgichli qurilmalar va boshqalar kiradi.

Zarrachalar gazli oraliqqa tushganida vujudga keladigan tok impulsi I (bir impulsda ishtirok qiluvchi ionlar soni)ning elektrodagi kuchlanishlariga qanday bog'liqligini tahlil qilaylik (32.9- rasm; egri chiziqlar α - va β -zarrachalarga mosdir).

Ikkala egri chiziqni shartli ravishda turli jarayonlarga xos bo'lgan oltita sohaga bo'lish mumkin.

Rekombinatsiyalanish sohasi I da ionlarning bir qismi rekombinatsiyalanadi. Kuchlanish ortgan sari rekombinatsiyalanadigan ionlar soni kamayadi, elektrodga etib boradigan ionlar soni ko'payadi. Zarrachalarning ionlantirish qobiliyati zarrachaning ionlantirish qobiliyatidan katta bo'lgani uchun, ularning egri chiziqlari turlichadir.

II soha to'yinishga to'g'ri keladi. Hamma birlamchi ionlar elektrodga yetib boradi, lekin ikkilamchi ionlanish hali boshlanmagan. Bu sohada ionizatsion kamera ishlaydi.

III sohada ikkilamchi ionlanish boshlanadi, lekin bunda tok impulsi boshlang'ich ionlanishga proporsionalligicha qoladi. Kuchaytirilgandan keyingi ionlar jufti soni N ionlantiruvchi zarracha hosil qilgan boshlang'ich juftining soni N_0 ga proporsionaldir.

$$N = kN_0 \quad (32.15)$$

bu yerda k — kuchaytirish koeffitsiyenti ($k = 10^3 + 10^6$). k — schetchikning konstruksiyasiga va foydalaniladigan gazning tabiatiga bog'liq. Proporsional schetchiklar ayni mana shu sohada ishlaydi. N_0 va demak N ham zarrachaning

turiga emas, uning energiyasiga ham bog'liq bo'lgani uchun, proporsional schetchiklarda zarrachalarning energiyasini ham o'lchash mumkin.

IV soha chegaralangan proporsionallik sohasi deyiladi. Bu sohada hali boshlang'ich ionizatsiyaga bog'lanish namoyon bo'lib turadi. Lekin U_4 ning qiymatiga yaqinlashganda bu bog'lanish yo'qoladi. U_4 ning qiymati Geyger sohasining bo'sag'asi deyiladi va u schetchikning konstruksiyasiga, schetchikda foydalaniladigan gazning bosimiga va turiga bog'liq. Bu sohada boshlang'ich ionizatsiya kichik bo'lsa ham, tok impulsi yetarli darajada katta bo'ladi.

V sohada Geyger-Myuller schetchigi ishlaydi. Bu yerda gaz kuchaytirish koeffitsiyenti katta bo'ladi, lekin zarrachalarning energiyasini ajratib bo'lmaydi.

VI sohada uzluksiz gaz razryadi vujudga kelib, u schetchikni tezda ishdan chiqaradi. V va VI sohalar mustaqil gaz razryadiga mos kelib, zarrachaning ta'siri to'xtagandan keyin ham mustaqil gaz razryadi davom etadi.

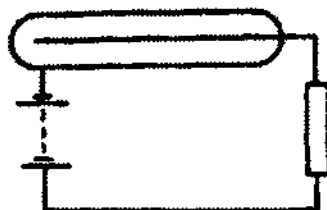
Gaz qurilmalariga misol sifatida Geyger-Myuller schetchigini ko'rib chiqish mumkin. U koaksial joylashgan 2 ta silindrik elektroddan iborat 1 — anod (o'q bo'lib tortilgan ingichka sim), 2 — katod, u shisha trubkaga changlangan metall 3 ko'rinishida bo'ladi. Schetchik ichidagi gaz bosimi 100–200 mm sim. ustuniga teng. Elektrodarga bir necha yuz voltli kuchlanish beriladi. Schetchikka ionlantiruvchi zarracha kiritilganida gazda erkin elektronlar vujudga keladi va ular anodga qarab harakatlanadi. Sim ingichka bo'lgani uchun (diametri 0,05 mm atrofida), uning yaqinida elektr maydon aslo bir jinsli emas, maydon kuchlanganligi katta bo'ladi. Elektronlar simga yaqin joyda shunday tezlashadiki, gazni ionlantira boshlaydi. Natijada razryad vujudga keladi va zanjirda (32.11- rasm) tok oqa boshlaydi.

Geyger-Myuller schetchigidagi mustaqil razryadni o'chirish kerak, aks holda schetchik keyingi radiaktiv zarrachalarni sezmay qoladi. Razryadni o'chirish uchun radiotexnikaviy metod va trubkaga ko'p atomli gazni qo'shishga asoslangan metod qo'llaniladi (o'zi o'chuvchi schetchiklar).

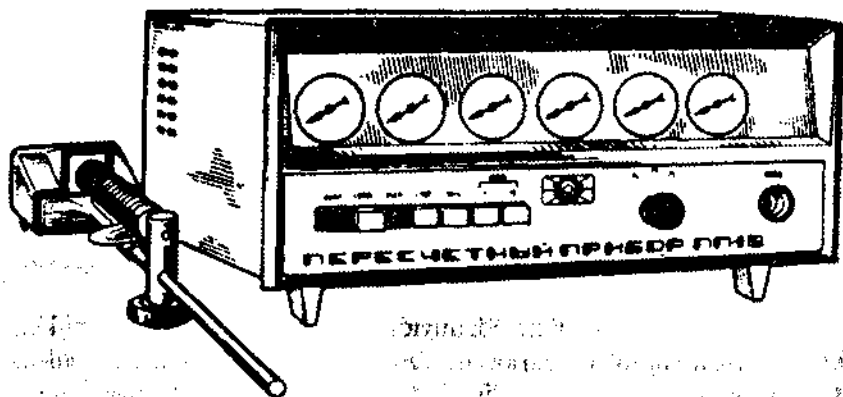
Birinchi metodning eng oddiy varianti bo'lib schetchik bilan ketma-ket ulangan yuqori omli rezistor hisoblanadi. Bu rezistordan tok o'tganida kuchlanish pasayadi, schetchikdagi kuchlanish kamayadi va razryad to'xtaydi. O'zi o'chuvchi



32.10- rasm.



32.11- rasm.



32.12- rasm.

schetchiklar ko'proq tarqalgan bo'lib, bunda kamera maxsus zanjirning qarshiligi kichik bo'lganda ham razryad o'z-o'zidan o'chadi.

Tashqi zanjirda (rezistorda) vujudga keladigan elektr impulslari kuchaytiriladi va maxsus qurilmada qayd qilinadi. Geyger-Myuller schetchigi bilan birgalikda ishlaydigan B-4 qurilmasining tashqi ko'rinishi 32.12- rasmda ko'rsatilgan.

Ssintillatsion (luminescent) schetchikning ishlash prinsipi ionlovchi nurlanish ta'sirida ba'zi moddalarda yorug'likning qisqa muddatli chaqnashi — ssintillatsiyasi sodir bo'lishga asoslangan. Yadro fizikasi rivojlanishining birinchi bosqichida ssintillatsiyalar bevosita (asbobsiz) kuzatish paytida qayd qilingan. Luminescent schetchiklarda fotoelektron kuchaytirgichlardan foydalanib ssintillatsiyalar avtomatik ravishda qayd qilinadi.

Zaryadlangan zarrachalar ta'sirida $p-n$ o'tishlarning elektr o'tkazuvchanligi qanday o'zgarishini yarim o'tkazgichli schetchiklar sezadi.

Ko'rinish turibdiki, yuqorida sanab o'tilgan detektorlar zarrachalar muayyan hajmda ionlar hosil qilganlarida ishlaydi. Shuning uchun α va β -zarrachalarni qayd qilishda schetchiklarning yoki kameralarining devorlari bu zarrachalarni o'tkazadigan bo'lishi kerak. Ayrim hollarda α -nurlanishni qayd qilish uchun uning manbai kamera ichiga joylashtiriladi, chunki bu zarrachalar uchun devorlari shaffof bo'lgan kamerani yasash qiyin.

Rentgen va γ -nurlanishlarni fotoeffekt, Kompton effekti va h.k. vujudga keltirgan zaryadlangan zarrachalarning ionlanishi tufayli qayd qilish mumkin.

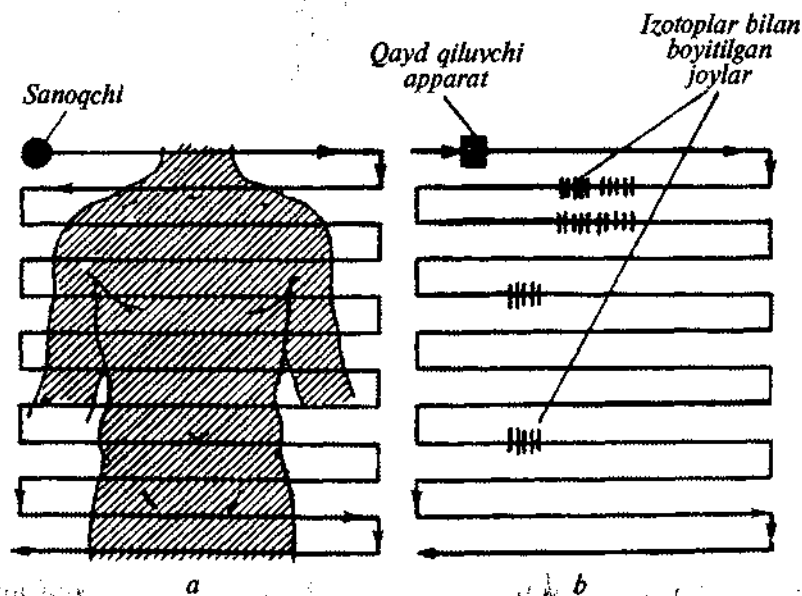
Schetchiklar effektivlik, ajrata olish vaqti va shu kabi boshqa ayrim umumiy talablarni qondirishi kerak. Qayd qilingan zarrachalar sonining schetchikdan o'tgan zarrachalarning umumiy soniga nisbatiga effektivlik deyiladi. Ketma-ket kelayotgan zarrachalarni bitta qilib sanab yubormasdan ajratishga kerak bo'ladigan minimal vaqtga ajratish (yoki o'lik) vaqti deyiladi.

32.6-§. TIBBIYOTDA RADIONUKLIDLARDAN VA NEYTRONLARDAN FOYDALANISH

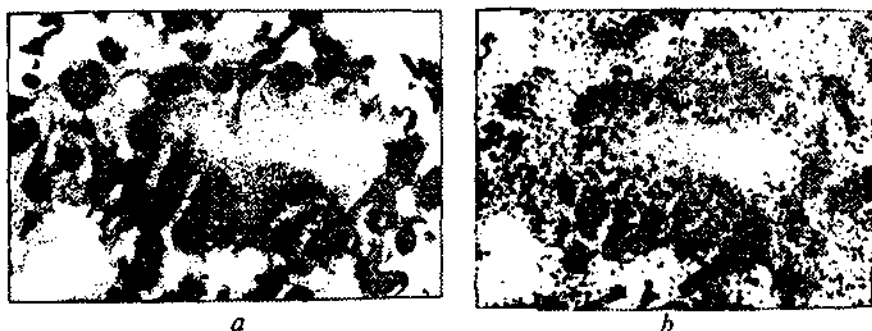
Radionuklidlarning tibbiyotdagi tatbiqini ikki guruhga bo'lish mumkin. Birinchi guruhga radioaktiv indikatorlardan (nishonlangan atomlardan) davolash va tekshiruv maqsadlarida foydalaniladigan metodlar kiradi. Radionuklidlarning ionlantiruvchi nurlanishlarining biologik ta'sirining davolash maqsadlarida qo'llanilishiga asoslangan metodlar ikkinchi guruhga kiradi. Nurlanishning bakteritsid ta'sirini ham bu guruhga kiritish mumkin.

Nishonlangan atomlar metodi quyidagidan iborat: tanaga radionuklidlar kiritiladi va ularning to'plangan joylari, a'zo va to'qimalardagi aktivligi aniqlanadi. Masalan, qalqonsimon bez kasalligiga diagnoz qo'yish uchun tanaga radioaktiv yod $^{125}_{53}I$ yoki $^{131}_{53}I$ kiritiladi, radioaktiv yodning bir qismi bezda to'planadi. Uning yaqiniga joylashtirilgan schetchik iodning to'planishini qayd qiladi. Radioaktiv yodning konsentratsiyasi ortish tezligiga qarab qalqonsimon bezning holati haqida diagnostik xulosa chiqarish mumkin.

Qalqonsimon bezning rak o'simtasi turli a'zolarga metastaza berishi mumkin. Bu a'zolarda radioaktiv yodning to'planishi metastaza haqida ma'lumot berishi mumkin.



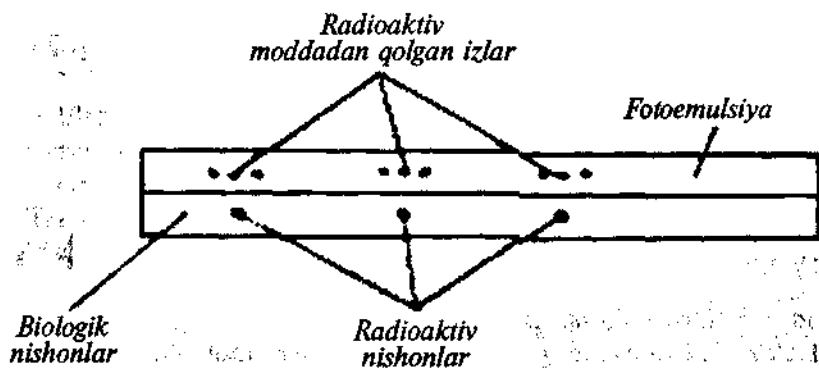
32.13- rasm.



32.14- rasm.

Radionuklidlarning tananing turli a'zolarida taqsimlanishini aniqlash uchun gamma-topograf (ssintigraf)dan foydalaniladi. Bu asbob radioaktiv preparatning intensivligi qanday taqsimlanishini avtomatik ravishda qayd qiladi. Gamma-topograf skanirlovchi schetchikdan iborat bo'lib, u birin-ketin bemor tanasining katta qismidan o'tadi. Nurlanishni, masalan, qog'ozga shtrixli belgi qo'yib qayd qilinadi. 32.12- *a* rasmda schetchikning yo'li sxematik ravishda ko'rsatilgan. 32.13- *b* rasmda esa qayd qilish kartasi ko'rsatilgan.

Radioaktiv indikatorlarni qo'llab, tanadagi modda almashinuvini kuzatish mumkin. Tanadagi suyuqlikning hajmini bevosita o'lchash qiyin, nishonlangan atomlar metodikasi bu masalani yechishga imkon beradi. Masalan, ma'lum miqdordagi radioaktiv indikatorni qonga kiritib, indikator qon yurish sistemasida tekis taqsimlanganidan so'ng, hajm birligidagi qonning aktivligini bilgan holda uning umumiy hajmini topish mumkin.



32.15- rasm.

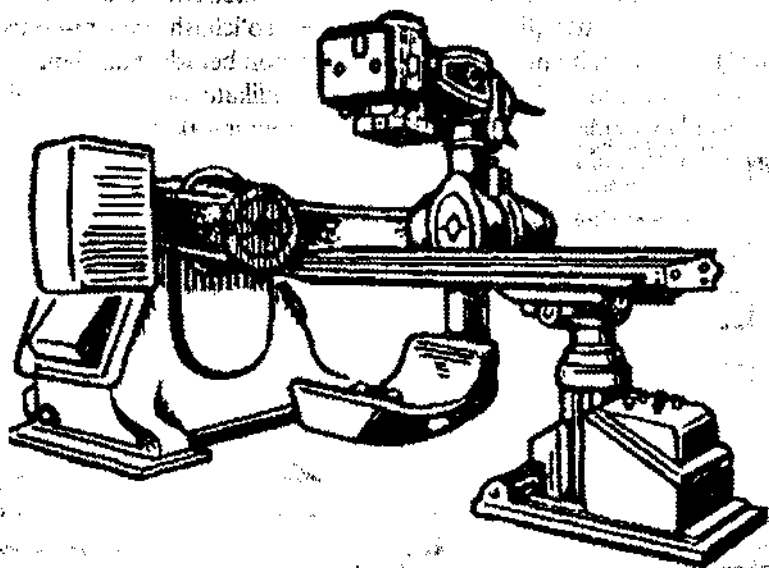
Gamma-topograf ionlantiruvchi nurlanishning a'zoldagi nisbatan qo'pol taqsimotini beradi.

Aniqroq ma'lumotlarni avtoradiografiya metodi bilan olish mumkin.

Bu metodda tekshirilayotgan obyektga, masalan, biologik to'qimaga sezgir fotoemulsiya qatlami surkaladi. Obyektida mavjud bo'lgan radionuklidlar emulsiyaning tegishli joylarida iz qoldirishadi, xuddi o'zi o'z suratini olgandek (metodning nomi ham shundan olingan). Olingan surat radioavtograf yoki avtoradiogramma deyiladi. 32.14- rasmda bu metodning qo'llanilishi ko'rsatilgan. Bu yerda kalamush qalqonsimon bezining follikulasi (a) va radioaktiv ^{14}C bilan nishonlangan aminokislota (leysin) kiritilgandan keyingi shu follikulaning avtoradiogrammasi tasvirlangan. Fotoemulsiyadagi qora nuqtalar (32.15- rasm) ochilgan kumush donalari bo'lib, follikulada ^{14}C ning taqsimlanishini ko'rsatadi.

Radioaktiv atomlar tirik a'zoga shunday kam miqdorda kiritiladiki, na ularning o'zi va na ularning parchalanish mahsulotlari tanaga zarar keltirmaydi.

Radionuklidlarning davolashda qo'llanilishi asosan γ nurlanishdan foydalanishga asoslangan (γ -terapiya). Gamma qurilma (32.16- rasm) quyidagilardan: manbadan (odatda ^{60}Co dan foydalaniladi), ichiga manba joylashtirilgan himoyalovchi konteynerdan iborat; bemor stolga yotqiziladi. Yuqori



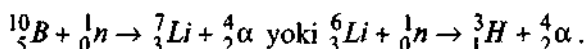
32.16- rasm.

energiyali γ -nurlanishni qo'llash tana ichiga chuqur joylashgan o'simtalarni buzishga imkon beradi, shu bilan birga yuzaroq joylashgan a'zolar va to'qimalar γ -nurlanishning nobud qiluvchi ta'siriga kam uchraydi.

α -zarrachalarni ham davolash maqsadida qo'llash mumkin. Bu zarrachalarda ionlanishning chiziqli zichligi katta bo'lgani uchun ular qalin bo'lmagan havo qatlamida ham yutiladi. Shuning uchun terapiyada alfa-zarrachadan foydalanishda (alfa-terapiya) tana bilan kontakda bo'lishi kerak yoki uni tana ichiga kiritish kerak.

Radion terapiyasi xarakterli misol bo'lib hisoblanadi: tarkibida $^{222}_{86}\text{Rn}$ va uning qizlik mahsulotlari bo'lgan mineral suv, teriga ta'sir etishda (vanna), ovqat hazm qilish a'zolariga ta'sir etishda (suvni ichish), nafas olish a'zolariga ta'sir etishda (ingalatsiya) foydalaniladi.

α -zarrachalarning davolash maqsadida yana bir qo'llanilishi neytronlar oqimidan foydalanish bilan bog'liq. Neytronlar ta'sirida yadrosida zarrachani hosil qilib, yadro reaksiyasi sodir bo'ladigan element avval o'simtaga kiritiladi. So'ngra yadro reaksiyasini hosil qiladigan neytronlar oqimi bilan kasallangan a'zo nurlantiriladi va natijada zarracha paydo bo'ladi (masalan, mana bu reaksiyalar:



Shunday qilib, α -zarrachalar ham, tepki yadrolar ham (ionlanishning chiziqli zichligi yuqori bo'lgan ionlantiruvchi nurlanishlar) a'zoning ichida to'g'ridan-to'g'ri yuzaga kelib, shu a'zoga buzuvchi ta'sir ko'rsatishi kerak. Radioaktiv preparatni kasallangan a'zoga nina uchida ham kiritish mumkin.

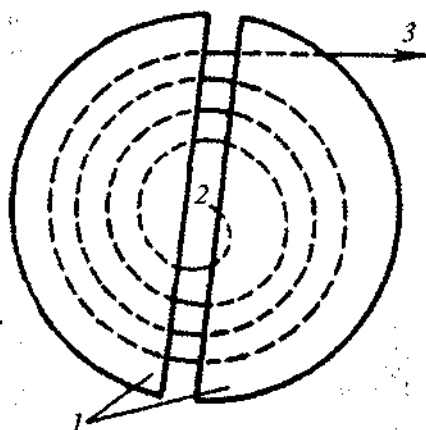
Radionuklidlarning va neytronlarning ionlantiruvchi nurlanishlari ta'sirida davolashning boshqa usullari ham mavjud.

32.7-§. ZARYADLI ZARRACHALAR TEZLATKICHLARI VA ULARDAN TIBBIYOTDA FOYDALANISH

Elektr va magnit maydonlar ta'sirida yuqori energiyali zaryadli zarrachalarning dastasini shakllantiruvchi qurilmagan *tezlatkichlar* deyiladi.

Tezlatkichlar 2 xil bo'ladi: chiziqli va siklik. Chiziqli tezlatkichlarda zarrachalar to'g'ri chiziqli trayektoriya bo'yicha harakatlansa, siklik tezlatkichlarda aylana yoki spiral bo'ylab harakatlanadi.

Mavjud bo'lgan siklik tezlatkichlardan eng mashhuri siklotron bo'lib hisoblanadi (32.17- rasm). Siklotronda rasm tekisligiga perpendikular yo'nalgan B magnit maydon induksiyasi ta'sirida zaryadli zarracha aylanalar bo'ylab harakatlanadi.



32.17- rasm.

Duantlar (1) orasidagi o'zgaruvchan elektr maydon zarrachani tezlantiradi. (16.28) formulaga muvofiq zarrachaning aylanish davri T uning tezligiga va trayektoriyasi radiusiga bog'liq emas. Shuning uchun har bir duantdagi istalgan yarim aylanani zarracha bir xil vaqtda bosib o'tadi. Bu vaqt elektr tebranishining yarim davriga mos keladi. Shunday qilib, magnit maydon zarrachaning aylana bo'ylab harakatini ta'minlasa, elektr maydon zarrachaning kinetik energiyasining o'zgarishini ta'minlaydi. Zarrachalar manbai 2 siklotron markaziga yaqin joyga joylashtiriladi, tezlatilgan zarrachalar

dastasi 3 tezlatilgandan so'ng siklotronidan uchib chiqadi.

Siklotron protonlarni 20–25 MeV gacha tezlatish qobiliyatiga ega. Tezlatiluvchi zarrachalar energiyasining chegaralanishi massaning tezlikka relyativistik bog'lanishi bilan shartlanadi. Tezlik ortishi bilan massa ortishi tufayli [(16,28)ga qarang] zarrachaning aylanish davri ham ortadi. Buning natijasida zarrachaning harakati bilan elektr maydon o'zgarishi orasidagi sinxronlik buziladi. Elektr maydon zarrachani tezlatish o'rniga sekinlashtiradi. Shuning uchun siklotronida elektronlarni tezlatish mumkin emas, chunki ular relyativistik tezlikka tez erishadilar.

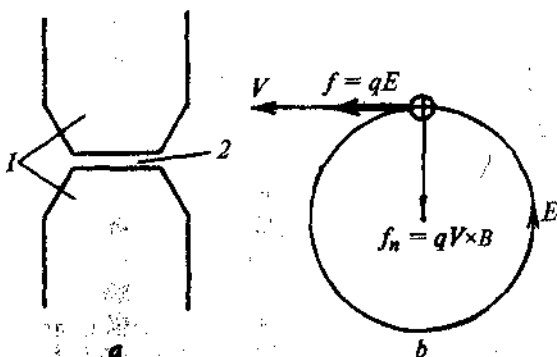
Bu qiyinchilikdan qutulish uchun elektr maydon chastotasini zaryadli zarrachaning aylanish davri o'zgarishiga mos ravishda o'zgartirish kerak. Bunday tezlatgich fazotron (sinxrosiklotron) deyiladi, u protonlarni 730 MeB gacha tezlatish qobiliyatiga ega.

Bu masalaning boshqacha yechimini ham ko'rib chiqish mumkin: massa ortishi bilan magnit maydon induksiyasini orttirish kerak. (16.28) formuladan ko'rinadiki, bu holda zarrachaning aylanish davrini o'zgartirmasdan saqlash mumkin. Bunday tipdagi tezlatgichga sinxrotron deyiladi.

Og'ir zarrachalarni gigaelektronvolt va undan yuqoriroq tartibdagi energiyalargacha tezlatish uchun sinxrofazotronidan foydalaniladi. Bu qurilmada magnit maydon ham, elektr maydon chastotasi ham o'zgartiriladi. Dubnada ishlayotgan sinxrofazotron protonlarni 10 GeB gacha tezlashtirsa, Serpuxovdagi sinxrofazotron 76 GeB gacha tezlashtiradi.

Energiyasi yuqori bo'lmagan elektronlarning keng tarqalgan tezlatkichi *betatron*dir. Boshqa siklik tezlatkichlardan farqli ravishda betatronida elektr maydon tashqi manbadan berilmaydi, balki magnit maydon o'zgarishi natijasida paydo bo'ladi.

Elektromagnit I ning magnit maydoni o'zgarishi natijasida Maksvell nazariyasiga asosan uyurmali elektr maydon hosil bo'lishi 32.18-rasmda sxematik ravishda ko'rsatilgan. Magnit oralig'i 2ga joylashtirilgan vakuumli kamerada elektronlar tezlantiriladi. Elektr maydonning konsentrik aylanalar ko'rinishidagi



32.18- rasm.

kuch chiziqlari 32.18- a rasm tekisligiga perpendikular tekislikda joylashadi. 32.18- b rasmda elektr maydon kuchlanganining alohida chizig'i tasvirlangan bo'lib, bu chiziq elektron trayektoriyasi bilan taqriban ustma-ust tushadi. Bu rasmda B vektorning chiziqlari chizma tekisligiga perpendikular va magnit induksiyasi ortmoqda.

Elektronni orbitada magnit maydon (Lorens kuchi) tutib turadi, elektr maydon esa uni tezlantiradi.

Betatronlar elektronlarni o'nlab megaelektron-voltlargaicha tezlatish qobiliyatiga ega. Hozirgi vaqtda betatronlardan asosan amaliy maqsadlarda, shu bilan bir qatorda tibbiyotda ham foydalanilmoqda.

Tezlatkichlarning tibbiyotda qo'llanilishi ustida to'xtab o'tamiz.

Zaryadli zarrachalar tezlatkichlari nur terapiyasining vositalari sifatida ikki asosiy yo'nalishda qo'llaniladi.

Birinchidan, betatronda tezlashtirilgan elektron-larning tormozlanishi tufayli hosil bo'ladigan tormozli rentgen nurlaridan foydalaniladi. Tormozli nurlanishning foton energiyasi bir necha o'n megaelektron-voltga teng bo'lib, terapiyaga nisbatan effekti kuchlidir.

Ikkinchidan, tezlatilgan zarrachalar elektron va protonning bevosita ta'siridan foydalaniladi. Elektronlar betatronda tezlatiladi, protonlar dastasi esa boshqa tezlatkichlardan olinadi. 32.3- rasmdan ma'lumki, zaryadlangan zarrachalar, shu jumladan protonlar ham eng ko'p darajada to'xtashidan oldin ionlanadi. Shuning uchun biologik obyektga tashqaridan protonlar dastasi kiritilganda uning ta'siri sirtqi qatlamlarga emas, organizm ichiga chuqur joylashgan o'simta to'qimalariga ko'proq ta'sir qiladi. Chuqur joylashgan o'simtalar uchun nurlar terapiyasida zaryadli zarrachalarni qo'llashning afzalligi ham shundadir. Bu holda sirtqi qatlamlar minimal shikastlanadi.

Protonlarning kam sochilishi ingichka dastalar hosil qilishi tufayli to'g'ri o'simtaga ta'sir etish imkonini beradi.

Tezlatkichlarni davolashda qo'llash bilan birga keyingi yillarda diagnostikada foydalanish imkoniyati ham tug'ilmogda. Bunda ikkita sohani ko'rsatish mumkin.

Bittasi ionli tibbiy radiografiyadir. Bu usulning mazmuni quyidagichadir: og'ir zarrachalar (α -zarrachalar, protonlar) ning yugurish masofasi moddalarning zichligiga bog'liq. Shuning uchun agar zarrachalar oqimini obyektgacha va obyektidan o'tgandan keyin qayd qilinsa, moddaning o'rtacha zichligi haqida ma'lumot olish mumkin.

Shunday qilib, rentgenografiyadagidek katta va kichik zichlikli strukturalarni farqlash mumkin. Rentgenografiyaga nisbatan bu usulning afzalligi shundaki, bunda kontrastlik pastroq bo'lib, yumshoq to'qimalarning strukturasi yaxshiroq ajratish mumkin.

Ikkinchi soha sinxrotron nurlanishning qo'llanilishi bilan bog'liq.

Yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan doiraviy orbita bo'ylab harakatlanadigan elektronlar yumshoq rentgen nurlanishlarni hosil qiladi. Intensiv ultrabinafsha va yumshoq rentgen nurlanishlari sinxrotron nurlanish deyiladi. Birinchi marta bunday nurlanish yorug'lik nurlanishi sifatida sinxrotronlarda kuzatilgan, shuning uchun bu nurlanish sinxrotron nurlanish deyiladi. Sinxrotron nurlanish diagnostika maqsadlarida rentgen nurlanishi kabi qo'llaniladi. Rentgen nurlanishiga nisbatan sinxrotron nurlanishning afzalligi shundaki, bu nurlanishning ayrim elementlar, masalan, yod ko'proq yutadiki, to'qimalarda bu elementlarning konsentratsiyasi yuqori bo'lishi mumkin. Bunday imkoniyatdan foydalanib, endi boshlangan rak kasalligiga diagnoz qo'yish mumkin.

Sinxrotron nurlanish nur terapiyasida ham qo'llanilmoqda.

O'ttiz uchinchi bob

DOZIMETRIYA ELEMENTLARI. KOSMIK NURLAR. ELEMENTAR ZARRACHALAR

Jonli va jonsiz tabiatdagi turli moddalarga ionlovchi nurlanish ta'sirini miqdoriy baholash zarurati dozimetriyaning vujudga kelishiga sabab bo'ldi.

Dozimetriya yadro fizikasi va o'lchov texnikasining bo'limi bo'lib, ionlovchi nurlanishning moddaga ta'sirini xarakterlovchi kattaliklarni, o'lchash metodlarini va asboblarni o'rganadi. Dozimetriyaning rivojlanishi uchun rentgen nurlarini odamga ta'sir etishini hisobga olish dastlabki turtki bo'ldi. Ionlovchi nurlanish bilan bog'liq bo'lgan hodisa va tushunchalar sifatida bobga kosmik nurlar va elementar zarralar ham kiritildi.

33.1-§. NURLANISH DOZASI VA EKSPOZITSION DOZA. DOZA QUVVATI

Ionlovchi nurlanishning moddaga ta'siri faqat shu modda tarkibiga kiruvchi zarrachalar bilan o'zaro ta'sirlashgan holdagina ro'y berishi yuqorida ta'kidlangan edi.

Ionlovchi nurlanishning tabiatidan qat'i nazar, uning o'zaro ta'sirlanishi miqdor jihatidan nurlangan moddaga berilgan energiyaning shu modda massasiga nisbati bilan baholanadi.

Bu xarakteristikaga *nurlanish dozasi* (nurlanishning yutilgan dozasi) D deyiladi.

Ionlovchi nurlanishning turli effektlari avvalo yutilgan doza bilan belgilanadi. Bu doza ionlovchi doza turiga, zarrachalar energiyasiga, nurlanuvchi moddaning tarkibiga murakkab bog'langan bo'lib, nurlanish vaqtiga proporsional bo'ladi. Vaqt birligiga nisbatan olingan dozaga doza quvvati deyiladi.

Nurlanishning yutilgan dozasi birligi grey (Gr) bo'lib, u 1 kg massali nurlangan moddaga 1 J ionlovchi nurlanish energiyasi berilishiga teng bo'lgan nurlanish dozasi; nurlanish dozasi quvvati sekundiga greylarda (Gr/s) ifodalanadi. Nurlanish dozasi sistemadan tashqari birligi rad* ($1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gr} = 100 \text{ erg/g}$) quvvatining birligi — sekundiga rad (rad/s).

Yutilgan nurlanish dozasi topish uchun jismga tushayotgan ionlovchi energiyani va jism orqali o'tayotgan energiyani o'lchab, bu energiyalar ayirmasini jism massasiga bo'lish lozimdek ko'rinadi. Biroq jism bir jinsli emasligi, energiya jism tomonidan har xil yo'nalishlar bo'yicha sochilishi va shu kabilar sababli

* „rad“ atamasi inglizcha Radiation Absorbed Dose so'zlarining bosh harflaridan olingan.

buni qilish mushkul. Shu tufayli yetarli darajada lo'nda va aniq bo'lgan „yutilgan doza“ tushunchasi tajribada kam foydalaniladi. Ammo jism yutgan dozani nurlanishning uni o'rab turgan havoga ionlovchi ta'siri bo'yicha baholash mumkin.

Shu sababli rentgen va γ -nurlanish uchun dozaning yana bir tushunchasi *ekspozitsion doza nurlanishi* (X) kiritiladi. Bu tushuncha rentgen va γ -nurlari tomonidan havo ionlanishining o'lchovi bo'ladi.

SI sistemasida ekspozitsion doza birligi qilib kilogrammga kulon (Kl/kg) qabul qilingan. Amalda esa birlik sifatida rentgen yoki gamma nurlanishning ekspozitsion dozasi bo'lgan *rentgen* (R) ishlatiladi. Bunday dozada 1 sm^3 quruq havoning ionlanishi natijasida 0°C va 760 mm sim. ust, bo'lgan vaqtda har bir ishorasi 1 birl. SGS_0 ga teng bo'lgan zaryad tashuvchi ionlar hosil bo'ladi. 1 R ekspozitsion dozaning 0,001293 g quruq havoda $2,08 \cdot 10^9$ juft ionlar hosil bo'lishiga barobardir, ya'ni $1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ kl/kg}$.

Ekspozitsion doza quvvatining SI sistemasidagi birligi 1 A/kg, sistemadan tashqari birligi esa 1 R/s dir. Nurlanish dozasi tushuvchi ionlovchi nurlanishga proporsional bo'lgani uchun nurlanish va ekspozitsion dozalar orasida proporsional bog'lanish bo'lishi kerak:

$$D = fX \quad (33.1)$$

bu yerda f — o'tish koeffitsiyenti bo'lib, qator sabablarga, eng avvalo nurlanuvchi moddaga va fotonlar energiyasiga bog'liq.

Agar nurlanayotgan muhit havo bo'lsa, f koeffitsiyentning qiymatini aniqlash juda oson bo'ladi. $X = 1 \text{ R}$ bo'lganda 0,001293 g havoda juft $2,08 \cdot 10^9$ ion hosil bo'ladi; demak, 1 g havoda $2,08 \cdot 10^9 / 0,001293$ juft ion hosil bo'ladi. Bir juft ion hosil qilish uchun o'rtacha 34 eV energiya sarf bo'ladi. Bu 1 g havoda

yutilgan nurlanish energiyasi $\frac{2,08 \cdot 10^9}{0,001293} \cdot 34 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg/g} = 88 \text{ erg/g}$ ga

teng demakdir.

Demak havoda yutilgan 88 erg/g doza energetik jihatdan 1 R ga ekvivalentdir. U holda (33.1) formulaga asosan

$$D = 0,88X, \quad f = 0,88$$

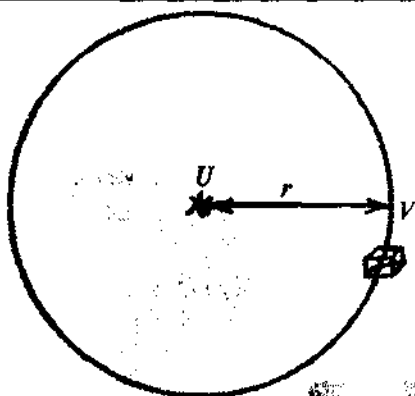
ga ega bo'lamiz. Havo uchun f koeffitsiyent fotonlar energiyasiga kam bog'liq bo'ladi.

Suv odam tanasining yumshoq to'qimalari uchun $f = 1$; demak, radlarda olingan yutilgan doza rentgenlarda ifodalangan ekspozitsional dozaga son jihatidan teng bo'lar ekan. Mana shu hol sistemadan tashqari birliklar rad va rentgendan foydalanishning qulay ekanligini belgilaydi.

Suyak to'qimasi uchun f koeffitsiyent fotonlar energiyasi ortishi bilan taxminan 4,5 dan 1 gacha kamayadi.

γ -fotonlar manbai bo'lgan radioaktiv preparat aktivligi bilan ekspozitsion doza quvvati orasidagi bog'lanishini ko'rib chiqaylik. I manбайдan (33.1- rasm) γ -fotonlar barcha yo'nalishlar bo'yicha uchib chiqayotgan bo'lsin. I s da biror sferaning 1 m^2 sirtidan o'tayotgan bu fotonlar soni aktivlik A ga to'g'ri proporsional, sfera sirtining yuzasi ($4\pi r^2$) ga teskari proporsional bo'ladi.

V hajmdagi ekspozitsion doza quvvati ionlanishni (x/t) aynan shu fotonlar hosil qilayotgani tufayli shu fotonlar soniga bog'liq bo'ladi. Bu mulohazalarga asosan



33.1- rasm.

$$\frac{X}{t} = k_{\gamma} \frac{A}{r^2} \quad (33.2)$$

bu yerda k_{γ} berilgan radionuklid uchun xarakterli bo'lgan gamma doimiylikdir.

33.2-§. IONLOVCHI NURLANISHNING BIOLOGIK TA'SIRINI MIQDORIY BAHOLASH. EKVIVALENT DOZA

Nurlanishning bu turi uchun odatda nurlanish dozasi qancha katta bo'lsa, biologik ta'sir ham shuncha katta bo'ladi. Lekin turli nurlanishlar aynan bir xil yutilgan dozada ham turli xil ta'sir ko'rsatadi.

Dozimetriyada turli nurlanishlarning biologik effektini rentgen va γ -nurlari hosil qiladigan mos effektlar bilan solishtirish qabul qilingan.

To'qimalarda yutilgan doza birday bo'lganda berilgan nurlanish turining biologik ta'siri effektivligining rentgen yoki nurlanish effektivligidan necha marta katta ekanligini ko'rsatuvchi K koeffitsiyent sifat koeffitsiyenti deb ataladi Radiobiologiyada uni nisbiy biologik effektivlik (NBE) deb ham ataydilar.

Sifat koeffitsiyenti tajriba ma'lumotlariga asosan belgilanadi. U zarrachaning faqat turigagina emas, balki uning energiyasiga ham bog'liqdir. Ba'zi nurlanishlar uchun k ning taxminiy qiymatlarini keltiramiz (qavslar ichida zarrachalar energiyasi ko'rsatilgan).

	<i>K</i>
Rentgen, γ va β -nurlanishlar	1
Issiqlik neytronlari (0,01 eV)	3
Neytronlar (5 MeV)	7
Neytronlar (0,5 MeV, protonlar)	10
α -nurlanish	20

Yutilganda doza sifat koeffitsiyenti bilan birgalikda ionlovchi nurlanishning biologik ta'siri to'g'risida ma'lumot beradi, shuning uchun ko'paytma bu ta'sirning umumiy o'lchami sifatida ishlatiladi va nurlanishning ekvivalent dozasi (*H*) deb ataladi:

$$H = DK \quad (33.3)$$

K— o'lchamsiz koeffitsiyent bo'lgani uchun nurlanishning ekvivalent dozasi yutilgan nurlanish dozasi ega bo'lgan o'lchamga ega bo'ladi, ammo zivert (Zv) deb ataladi. Sistemadan tashqari ekvivalent doza birligi qilib ber qabul qilingan: 1 ber = 10^{-2} Zv. Berlarda ifodalangan ekvivalent doza radlarda hisoblangan yutilgan doza bilan sifat koeffitsiyentining ko'paytmasiga tengdir.

Tabiiy radioaktiv manbalar (kosmik nurlar, Yer bag'ri hamda suv radioaktivligi, odam gavdasi tarkibidagi yadrolar radioaktivligi va hokazolar) taxminan 125 mber ekvivalent dozaga mos fon hosil qiladi. Nurlar bilan ish olib boradigan kishilar uchun ekvivalent dozaning bir yillik ruxsat etilgan chegarasi 5 ber hisoblanadi. γ -nurlanishning minimal letal (o'limga olib boradigan) dozasi taxminan 600 ber ga teng. Bu ma'lumotlar butunlay nurlangan organizmga taalluqlidir.

33.3-§. DOZIMETRIK ASBOBLAR

Dozimetrik asboblari (dozimetrlar) deb, ionlovchi nurlanishlar dozasini o'lchash yoki dozalar bilan bog'langan kattaliklarni o'lchash asbollariga aytiladi.

Konstruktion jihatdan dozimetrlar yadroviy nurlanish detektori va o'lchov qurilmasidan iborat bo'ladi. Odatda ular doza yoki doza quvvati birliklarida darajalangan bo'ladi. Ba'zi hollarda berilgan qiymatdan ortiq doza quvvatini signalizatsiyalash ko'zda tutiladi.

Ishlatiladigan detektori turiga qarab dozimetrlarni ionizatsion, luminescent, yarim o'tkazgichli, fotodozimetrlar va boshqa turlarga ajratadilar.

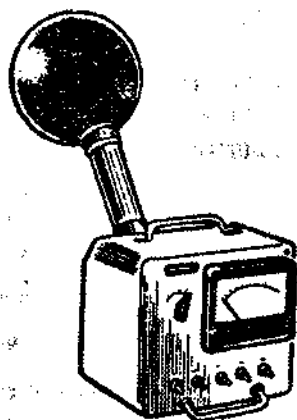
Dozimetrlar birorta ma'lum nurlanish turining dozalarini o'lchashga yoki aralash nurlanishni qayd etishga moslashtirilib yasalgan bo'lishi mumkin.

Rentgen va γ -nurlanishning ekspozitsion dozasi (quvvatini) o'lchashga mo'ljallangan dozimetrlarga *rentgenometrlar* deyiladi.

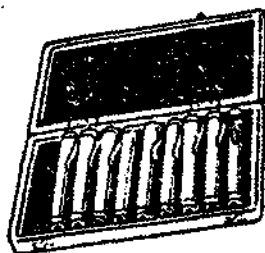
Ularda detektor sifatida odatda ionizatsion kamera qo'llaniladi. Kamera zanjiridan o'tuvchi zaryad ekspozitsion dozaga, tok esa uning quvvatiga proporsionaldir. 33.2- rasmda asbobdan alohida ajratib chiqarilgan sferik ionizatsion kamerasi bo'lgan MRM-2 mikrorentgenometr ko'rsatilgan.

Ionizatsion kameradagi gazning tarkibi, shuningdek, ularni tashkil qilgan devorlarning moddasini biologik to'qimalarda energiya yutiladigan sharoitlar vujudga keladigandek qilib tanlaydilar.

33.3- rasmda individual dozimetrlar komplekti DK-0,2 umumiy o'lchagich qurilmasi bilan birgalikda ko'rsatilgan. Har bir individual dozimetr oldindan zaryadlanadigan mitti silindrik ionizatsion kameradan tashkil topgan. Ionlanish natijasida kamera razryadlanadi. Bu kamera ichiga montaj qilingan elektrometrda qayd qilinadi. Uning ko'rsatishlari ionlovchi nurlanishning ekspozitsion dozasi bog'liq.



33.2- rasm.



33.3- rasm.

Detektorlari gaz razryad schetchiklaridan iborat bo'lgan dozimetrlar ham mavjud.

Radioaktiv izotoplar aktivligini yoki konsentratsiyasini o'lchash uchun radiometrlar qo'llaniladi.

Ularning ishlash prinsipi asosan 32.5- §da tasvirlangan.

Barcha dozimetrlarning umumiy sxemasi 21.1- rasmdagiga o'xshash bo'ladi. Datchik (o'lchagich preobrazovatel) rolini yadroviy nurlanishlar detektorlari bajaradi. Chiqish qurilmalari sifatida strelkali asboblardan, o'zi yozgichlar, elektromexanikaviy schetchiklar, tovush va yorug'lik signalizatorlari va boshqalar ishlatilishi mumkin.

33.4-§. IONLOVCHI NURLANISHDAN HIMOYALANISH

Ionlovchi nurlanish bilan ishlaydigan kishilar ularning zararli ta'siridan himoyalanihlari zarur. Bu sof fizikaviy masalalar doirasidan chiquvchi katta va maxsus masaladir. Uni qisqacha ko'rib chiqamiz.

Himoyalanihnning uchta turini vaqtdan, masofadan va material bilan himoyalanihni farqlay bilish kerak.

γ -nurlanishning nuqtaviy manbai modelida dastlabki ikki himoyalanihni tasvirlaymiz.

(33.2) formulani o'zgartirib yozsak:

$$X = k_{\gamma} \frac{A}{r^2} t \quad (33.4)$$

Bu formuladan vaqt qanchalik ko'p bo'lib, masofa qanchalik kam bo'lsa, ekspozitsion doza shunchalik katta bo'lishi ko'rinib turibdi. Binobarin ionlovchi nurlanish ta'sirida mumkin qadar kamroq va nurlanish manбайдan mumkin qadar uzoqroq masofada turish kerak ekan.

Material bilan himoyalanih modellarining turli ionlovchi nurlanishlarni turlicha yutish qobiliyatlariga asoslangan.

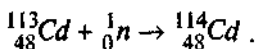
α -nurlanishdan himoyalanih sodda bo'lib, bu nurlarni yutish uchun bir varaq qog'oz yoki bir necha santimetr qalinlikdagi havo qatlami kifoya. Ammo radioaktiv moddalar bilan ishlash mobaynida nafas yo'li orqali yoki ovqatlanish paytlarida zarrachaning organizm ichiga kirib ketishidan saqlanmoq kerak.

β -nurlanishdan himoyalanih uchun qalinligi bir necha santimetr bo'lgan aluminiy, pleksiglas yoki shisha plastinkalar yetarlidir. β -zarrachalar moddalar bilan ta'sirlashganda tormozlanish rentgen nurlanishining, β^+ -zarrachalarda esa bu zarrachalarning elektron bilan annigilatsiyalanishi paytida paydo bo'luvchi nurlanishning hosil bo'lishini nazarda tutish lozim.

„Neytral“ nurlanish hisoblangan rentgen, γ -nurlanishi va neytronlardan himoyalanih ancha murakkabdir. Bu nurlanishlarning modda zarrachalari bilan o'zaro ta'sirlashish ehtimoli juda kichik va shu tufayli bu nurlar modda ichiga chuqurroq kirib boradi.

Ikkilamchi effektlar hisobga olinmaganda, rentgen va γ -nurlanish dastasining zaiflanishi (31.8) qonunga mos keladi. Zaiflanish koeffitsiyenti yutuvchi modda elementining tartib nomeriga [(31.12)ga q] va to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi, bu γ -fotonlar uchun 32.5- rasmda ko'rsatilgan. Himoyalanihni hisob qilganda faqatgina bu bog'lanishlar emas, balki fotonlarning sochilishi, shuningdek ko'plab ikkilamchi jarayonlar ham hisobga olinadi. Rentgen nurlanishi uchun ularning ba'zilar 31.10- rasmda ko'rsatilgan.

Eng qiyini neytronlardan himoyalanişdir. Tez neytronlar avval tarkibida vodorod bo'lgan moddalarda (masalan suvda) sekinlashtiriladi. So'ngra boshqa moddalar bilan sekin neytronlar yutiladi. Yutuvchi modda sifatida kadmiydan foydalanilishi mumkin:



33.5-§. KOSMIK NURLAR

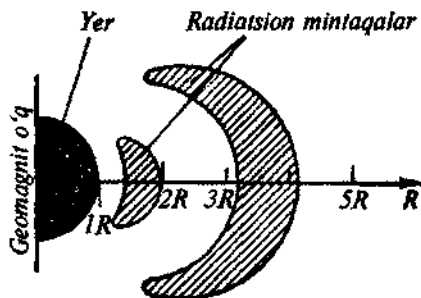
Yerga tashqaridan keluvchi va kosmik nurlar deb ataluvchi turli zarrachalar oqimi ionlovchi ta'sir ko'rsatadi. Bu nurlarning mavjudligi 1912- yildayoq aniqlangan bo'lsa-da, raketalar va sun'iy yo'ldoshlarining parvozlarini tufayligina ularning tarkibi, energiyasi va fazoda taqsimlanishini mufassal tekshirish imkoniyati tug'ildi. Birlamchi va ikkilamchi kosmik nurlanishlarni farqlaydilar.

Yer atmosferasi chegarasiga birlamchi kosmik nurlanish dunyoviy fazo va Quyoshdan keladi.

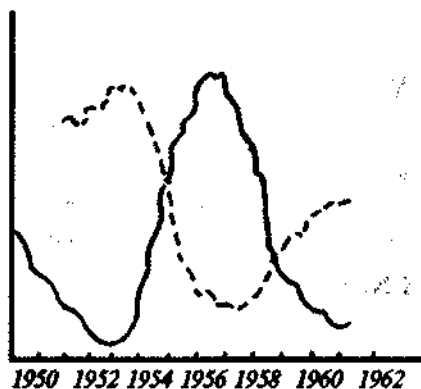
U 92,9% protonlar va 6,3% α -zarrachalardan iborat. Tarkibining ko'pchilik qismi protondan iborat bo'lishiga qaramay, bu nurlanishning taxminan 50 foiz energiyasini tartib nomeri $Z > 1$ bo'lgan yadrolar tashiydi.

Ikkilamchi kosmik nurlanishlar Yer atmosferasiga kiruvchi atom yadrolari bilan birlamchi nurlanishlarning o'zaro ta'sirlashishi natijasida hosil bo'ladi. Bu nurlanishlarda amalda barcha ma'lum elementar zarrachalar uchraydi.

Birlamchi kosmik nurlanishning intensivligi taxminan 2-4 zarracha ($\text{sm}^2 \cdot \text{s}$) ga tengdir. Bu nurlanish izotropik bo'lib, faqat sayyoralararo fazo va Yerning magnit maydoni bu izotropiyani buzadi. Masalan, geografik kenglikning o'zgarishi bilan nurlar intensivligi o'zgaradi (kenglik effekti), chunki Yer magnit maydonining ta'siri ekvatorial sohada kuchli ravishda ko'rinadi. Yer atrofidagi kosmik fazoda radiatsion mintaqalar mavjud bo'lib, u Yer magnit maydoni tutib qolgan zaryadli kosmik zarrachalar bilan to'lgan bo'ladi. 33.4- rasmda mazkur mintaqalar tasvirlangan bo'lib, ular toroidal shaklga egadir (abssissa o'qiga Yer radiusi R ga teng birliklarda olingan masofa joylashtirilgan). Ular konsentratsiyalarining turlichaligi va ichidagi kosmik zarrachalarning turlari bilan bir-biridan farq qiladi. Radiatsion mintaqalarning mavjudligi va ularning joylashishi kosmik



33.4- rasm.



33.5- rasm.

parvozlarda vaqtida hisobga olinishi kerak, chunki bu mintaqalarda yuksak ionlovchi radiatsiya bo'ladi.

Ko'pchilik birlamchi kosmik nurlanish zarrachalarining energiyasi 10^9 eB dan katta, ayrim zarrachalar uchun esa 10^{21} eB dan yuqoriroq bo'lishi mumkin. Yerga etib keluvchi kosmik nurlanishning umumiy quvvati 1,5 GVt atrofida, lekin u Quyosh Yerga berayotgan energiyaga nisbatan nihoyatda kichikdir.

Kosmik nurlar qator sabablarga ko'ra qiziqish tug'diradi. Eng avvalo ular galaktika va ehtimol galaktikadan tashqaridagi fazo to'g'risidagi informatsiya manbalaridan biridir. Bu jihatdan uncha katta bo'lmagan miqdorda birlamchi kosmik nurlanishlar tarkibiga kiruvchi γ -fotonlar alohida ahamiyatga egadir. Ular magnit maydonda og'maydilar va bu kosmik nurlarning alohida kvazinuqtaviy manbalarini aniqlashga imkon beradi.

Kosmik nurlarda shunday zarrachalar uchraydiki, ularning energiyasiga zaryadlangan zarrachalar tezlatkichlari yordamida erishish mumkin emas. Bu nodir yadroviy jarayonlarni kuzatish imkonini beradi.

Garchi kosmik nurlar intensivligi katta bo'lmaganda, bunga qaramay ular odam organizmiga bo'ladigan geliobiologik ta'sirning umumiy kompleksida muayyan rol o'ynashi ehtimol. Har holda, Quyosh yuzidagi dog'lar guruhining soni bilan xarakterlanuvchi 11 yillik sikl (33.5- rasm, tutash egri chiziq) kosmik nurlar intensivligining nisbiy o'zgarishi bilan korrelatsiyalanadi (punktir egri chiziq). Absissa o'qiga kuzatish yillari joylangan.

33.6-§. ELEMENTAR ZARRACHALAR

Jismning mohiyati va tuzilishini bilish jarayonining dastlabki bosqichlarida eng kichik birlik atom edi, uning murakkab tuzilishga ega ekanligi aniqlangandan so'ng boshqa zarrachalarni elementar zarrachalar deb hisoblay boshladilar. Bundan „elementar zarracha“ tushunchasi mavhum tushuncha ekanligi ko'rinib turibdi, chunki uning aniqligi fizika fanining rivojlanish darajasiga bog'liqdir. Shuning uchun zamonaviy qarashlar bo'yicha boshqa zarrachalarning oddiy birikmasi bo'lmagan zarrachalarni elementar zarracha deb atash lozim. Masalan, α -zarracha elementar zarracha emas, chunki u ikki proton va ikki neytrondan iborat, neytron va protonlarning o'zini esa hozirgi bilim darajasida boshqa zarrachalarning birikmasi sifatida tasvirlash qiyin, shuning uchun ular elementar deb hisoblanadi.

Maydonlar va boshqa zarrachalar bilan o'zaro ta'sirlashganda elementar zarracha o'zini butun yaxlit kabi tutishi kerak. Ko'p hollarda unga ma'lum xossalarga ega bo'lgan moddiy nuqta sifatida qaraydilar. Xossalari va o'zaro ta'sirlashish xarakteriga qarab elementar zarrachalar bir necha guruhga bo'linadi. Bu guruhlarni bayon etishdan oldin zarrachalarni tasniflashdagi o'ziga xos bo'lgan xususiyatlarini ko'rib o'tamiz.

Turli elementar zarrachalarning tinch holatdagi massasi nol va undan yuqori qiymatlarga ega bo'ladi. Massa va energiya orasidagi $E = mc^2$ munosabat mavjudligi tufayli massa miqdoriy jihatdan ko'pincha energiyaviy birliklarda ifodalanadi. Zarrachalar aylanishlarida tinchlikdagi va harakatdagi yig'indi energiya o'zgarmay qolishi tufayli zarrachalar reaksiyalarida tinchlik massasi, umuman olganda o'zgarmas holda saqlanmaydi. Tinchlik massasi bo'yicha elementar zarrachalar quyidagi guruhlarga tasniflanadi: *leptonlar* — kichik massali zarrachalar, *mezonlar* — oraliq massali zarrachalar va *barionlar* — og'ir zarrachalar.

Elementar zarrachalarning muhim xarakteristikalaridan biri elektr zaryadidir, chunki zaryad ma'lum son sifatida zaryadning saqlanish qonuniga muvofiq zarrachalarning o'zaro aylanish imkoniyatiga ega yoki ega emasligini ko'rsatadi va elektromagnit o'zaro ta'sirlashish intensivligini aniqlaydi. Zaryadining ishorasiga ko'ra zarrachalar musbat, manfiy va neytral turlarga bo'linadi. Kuchli o'zaro ta'sirlashuvchi zarrachalarning yangi xossalari kashf etilishi munosabati bilan zaryadi protonning kasrli zaryadi kabi zarrachalar mavjudligi to'g'risidagi gipoteza olg'a surildi. Kvarklar deb ataluvchi bu zarrachalarning qidirilishi hozircha muvaffaqiyat qozonmadi.

Zarrachalarning ko'p xossalariга ayrim zarralarda butun, boshqalarda esa yarim qiymatlarini qabul qilishi mumkin bo'lgan spin kattaligi ta'sir ko'rsatadi. Zarrachalarning holati kvant mexanikasi qonunlari (28.1-, 28.3-, 28.5- §larga q.) bilan tavsiflanadi. Agar zarrachalar to'plamidagi istalgan ikki zarracha o'z joyini o'zgartirgan holda shu to'plam uchun to'liq funksiyalari o'zgarmasa, ular simmetrik deyiladi. Zarrachalar o'rin almashtirganda to'liq funksiyalari ishorasini o'zgartirsa, u holda ularni antisimmetrik deb atash qabul qilingan. To'liq funksiyalarining simmetrik va antisimmetrik bo'lishi faqat zarrachalarning o'z xossalariга bog'liq va vaqt davomida, zarrachaning holati yoki tashqi ta'sirlar o'zgarishi bilan o'zgarmaydi. Butun spinli zarrachalar simmetrik to'liq funksiyalari bilan, yarim spinli zarrachalar esa antisimmetrik to'liq funksiyalari yordamida ifodalanadi.

Holatlari antisimmetrik to'liq funksiyalari bilan xarakterlanuvchi zarrachalarga Pauli prinsipi o'rindir (28.8- §ga qarang). Simmetrik to'liq funksiyali zarrachalar Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi, shuning uchun ma'lum bir holatda mazkur zarrachalarning istalgan miqdori bo'lishi mumkin. Mikrozzarrachalarning bu xossalari zarrachalar tiplari uchun statistik

qonuniyatlarning turlicha bo'lishiga olib keladi. Fermi-Dirak statistikasi antisimmetrik to'liq funksiyali zarrachalar uchun o'rindir (bu statistikaga metallar va yarimo'tkazgichlardagi elektronlar bo'ysunadi). Boze-Eynshteyn statistikasi simmetrik to'liq funksiyali zarrachalarga tatbiq etiladi. Boze-Eynshteyn stisitikasi bilan tavsiflanuvchi zarrachalarga bozonlar, Ferma-Dirak statistikasi bo'yicha tavsiflanuvchi zarrachalarga esa fermionlar deyiladi.

Elementar zarrachalarning muhim xossalaridan biri — ularning boshqa zarrachalar o'zaro to'qnashishi natijasida tug'ilish qobiliyatidir. Teskari jarayon, ya'ni zarrachaning yo'qolish jarayoni yuz berishi mumkin. Bir to'qnashishning o'zida ham tug'ilish, ham yo'qolish bo'lishi mumkin, ya'ni bir xil zarrachaning boshqa xil zarrachaga o'zaro aylanishi kuzatiladi. Bunday aylanishlar zarrachalar orasida mavjud bo'lgan o'zaro ta'sirlashuv turiga bog'liq bo'ladi. Kuchli, kuchsiz, elektromagnit va gravitatsion o'zaro ta'sirlar mavjud bo'lib, ularning xarakteristikalari 32-jadvalda keltirilgan.

32- jadval

O'zaro ta'sir turi	O'zaro ta'sir intensivligining solishtirma kattaligi	Kuchlarning ta'sir radiusi. m	Jarayonning kechish vaqti. s
Kuchli	1	10^{-15}	10^{-23}
Elektro magnit	10^{-4}		10^{-20}
Kuchsiz	10^{-20}	10^{-13}	10^{-10}
Gravitatsion	10^{-40}		

Jadvalda ko'rsatilgan har bir o'zaro ta'sirning intensivlik darajasi birlik sifatida qabul qilingan kuchli o'zaro ta'sirga nisbatan olingan eng katta intensivlikka ega bo'lgan o'zaro ta'sirlar kuchli o'zaro ta'sirlar ekanligi ko'rinib turibdi; atom yadrolarining yuksak stabilikka ega bo'lishi ham kuchli o'zaro ta'sir tufaylidir. Bu o'zaro ta'sirlar asosan yangi zarrachalarning tug'ilishiga olib keladi. Shuning bilan birga ular keng qisqa ta'sir etuvchilar hisoblanadi. Shuning uchun bu kuchlar yadrolar stabiligidagi juda katta rol o'ynasa-da, atom hodisalariga hech qanday ta'sir ko'rsatmaydilar.

Kuchli o'zaro ta'sir hamma elementar zarrachalarga ham taalluqli emas: masalan, elektron, fotonlar unga ega bo'lmaydi. Kuchli o'zaro ta'sirga ega zarrachalarga andronlar deyiladi. Kuchli o'zaro ta'sirlar yuzaga keladigan jarayonlar odatda juda tez kechadi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir intensivligi kuchli o'zaro ta'sirga nisbatan ancha kichik, ammo qolgan barcha o'zaro ta'sirlarga nisbatan yetarli darajada kattadir. Bu turdagi o'zaro ta'sir zaryadlangan zarrachalarga va magnit momentiga ega bo'lgan zarrachalarga xosdir. Bu kuchlarning ta'sir masofasi

molekular va atom tuzilishi, kimyoviy reaksiyalar, ishqalanish kuchlari, jismlarning ko'pgina issiqlik va mexanik xossalari belgilab, bularning barida katta rol o'ynaydi.

Zarrachalar orasidagi masofaning kamayishi bilan kuchlarning keskin oshib ketishi kuchsiz o'zaro ta'sirlarning xarakterli xususiyatidir. Kuchsiz o'zaro ta'sirlar zarrachalarning o'zaro aylanishlariga sabab bo'ladi. Agar kuchsiz o'zaro ta'sirlar bo'lmaganda edi, ko'pgina zarrachalar stabil bo'lar edi. Bu ta'sir tufali β -yemirilish sodir bo'ladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirlar bilan belgilanuvchi jarayonlar kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlardan ko'ra uzoqroq davom etadi va shuning uchun sekin jarayonlar deyiladi.

Hozirgi vaqtda eng yaxshi ma'lum bo'lgan elementar zarrachalarning tasnifi (klassifikatsiyasi)ni keltiramiz (33-jadval).

33-jadval

Sinf	Nomi	Belgisi		Massa, MeV	Spin	O'rtacha yashash vaqti, s
		Zarrachaniki	Antizarrachaniki			
	Foton	γ		0	1	Barqaror
Leptonlar	Elektron	e^-	e^+	0,511	$\frac{1}{2}$	— » —
	Pozitron					
	Elektron neytrisoni	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	— » —
	Myuon	μ^-	μ^+	106	$\frac{1}{2}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	Myuon neytrisoni	ν_M	$\bar{\nu}_M$	0	$\frac{1}{2}$	Stabil
Mezonlar	Zaryadlangan pion	π^+	π^-	140	0	$2,2 \cdot 10^{-8}$
	Neytral pion		π^0	135	0	$0,76 \cdot 10^{-16}$
	Zaryadlangan kaon	K^+	K^-	494	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$
	Neytral kaon	K^0	\bar{K}^0	498	0	$10^{-8} \cdot 10^{-10}$
	Etamezon		η	549	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$
Barionlar	Proton	p	\bar{p}	938,2	$\frac{1}{2}$	Barqaror
	Neytron	n	\bar{n}	939,2	$\frac{1}{2}$	$0,93 \cdot 10^3$
	Giperonlar:					
	Lambda	Λ	$\bar{\Lambda}$	1116	$\frac{1}{2}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
	Sigma-+	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$\frac{1}{2}$	$0,8 \cdot 10^{-10}$
	Sigma-0	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$\frac{1}{2}$	10^{-14}
	Sigma--	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$\frac{1}{2}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$
	Ksi-0	—	—	1315	$\frac{1}{2}$	$3 \cdot 10^{-10}$
	Ksi--	—	—	1321	—	$1,7 \cdot 10^{-10}$
	Omega--	Ω	$\bar{\Omega}$	1672	$\frac{3}{2}$	$1,3 \cdot 10^{-10}$

Foton — uning tinch holatdagi massasi va elektr zaryadi nolga teng, Foton butun sonli spinga egadir va binobarin bozondir.

Leptonlar — kuchli o'zaro ta'sirlashishda ishtirok qilmaydigan zarrachalar sinfidir. Bu zarrachalar elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlarga ega bo'ladi. Leptonlar yarim spinga ega va binobarin fermionlarga mansubdir. Bu guruhga kiruvchi elementar zaryadlarga lepton zaryadi deb ataluvchi xarakteristika beriladi (elektr zaryadi bilan adashtirmang!). Leptonlarda lepton zaryadi qiymati $L = 1$ antileptonlarda $L = -1$, qolgan barcha elementar zarrachalarda $L = 0$.

Zarrachalar sistemasining lepton zaryadi shu sistemaga kiradigan zarrachalar lepton zaryadlarining algebraik yig'indisiga teng. Elementar zarrachalar bilan kechadigan jarayonlarda sistemaning lepton zaryadi saqlanadi. Lepton zaryadining saqlanish qonunini β -yemirilish (32.3) va e -tutilish (32.6) misolida ko'rib chiqamiz. Birinchi holda tenglamaning chap tomonida neytron bor. U barionlarga tegishli bo'lib, uning lepton zaryadi $L = 0$. (32.3) formulaning o'ng tomonidan proton ($L = 0$), elektron ($L = 1$) va antineytrino ($L = -1$) bor, ularning summar lepton zaryadi ham nolga teng, (32.6) formulaning chap qismida proton va elektron bor, ularning yig'indi lepton zaryadi $L = 1$ o'ng tomonida proton va neytrino bo'lib, ularning yig'indi lepton zaryadi ham $L = 1$.

Lepton zaryadi elektr zaryadidan farqli o'laroq, biror-bir o'zaro ta'sir manbai emas, lekin uning roli hozirgacha to'la aniqlangan emas.

Mezonlar — kuchli o'zaro ta'sirga ega bo'lgan barqaror bo'lmagan zarrachalardir. Lepton va barion zaryadlari nolga teng. „Mezonlar“ degan nom „oraliq“ degan ma'noni anglatadi. Bunday nomlanishning sababi shundaki, birinchi kashf etilgan mezonlar elektron (lepton)larnikidan katta va proton (barion)larnikidan kichik massaga ega edi. Hozirgi vaqtda massalari proton massasidan katta bo'lgan mezonlar ma'lum. Barcha mezonlar butun spinga ega, demak, ular *bozonlardir*. Dastlab topilgan μ -mezonlar (hozirgi vaqtda myuonlar deyiladi) fermionlar hisoblanganligi tufayli mezonlarga emas, leptonlarga taalluqli bo'lib, kuchli o'zaro ta'sirlarda ishtirok etishmaydi.

Barionlar. Bu sinfga yarim spinli (fermionlar) va massasi proton massasidan kichik bo'lmagan og'ir elementar zarrachalar guruhi kiradi. Yagona barqaror barion protondir, neytron faqat yadro ichida barqaror bo'ladi. Barionlar uchun to'rt xil o'zaro ta'sirlashishning hammasi xarakterlidir. Har qanday yadro reaksiyalarida va o'zaro ta'sirlashuvlarda barionlarning umumiy soni o'zgarmasdan qoladi. Bu xususiyatni barion zaryadining saqlanishi qonuni shaklida ifodalash mumkin. Barionning barion zaryadi $B = 1$ antibarionniki $B = -1$ fotonlar, leptonlar va mezonlarning barion zaryadi nolga teng. Barion zaryadining saqlanish qonunini β -yemirilish misolida [(32.3)ga q.] ko'rib chiqamiz: formulaning chap tomonidan

neytron uchun $B = 1$, o'ng tomonida proton uchun $B = 1$, elektron uchun $B = 0$ va antineytrino uchun $B = 1$ ga egamiz.

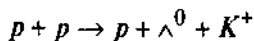
Elektr zaryadi elektromagnit maydon manbai bo'lgani kabi, barion zaryadi kuchli o'zaro ta'sirlashish maydonining manbai bo'ladi degan taxmin mavjud. Elektromagnit o'zaro ta'sir zaryadlanmagan zarrachalar — fotonlarni almashish vositasida yuzaga keladi. Shunga o'xshash, masalan, protonlarning va neytronlarning o'zaro ta'sirlashishi barion zaryadidan mahrum bo'lgan zarrachalar — mezonlarni almashish bilan vujudga keladi.

Jadvalda ko'rsatilgan yashash vaqtlari elementar zarrachalarning qanchalik barqaror ekanligini bildiradi. Erkin holda barqaror bo'lgan zarrachalar hammasi bo'lib to'qqizta: foton, elektron, pozitron, to'rt xil neytrino va antineytrino, proton va antiproton. Qolganlari asosan kuchsiz o'zaro ta'sir tufayli, ba'zilari, masalan, neytral pion va eta-mezon-elektromagnit o'zaro ta'sir tufayli yemiriladi.

Kuchli o'zaro ta'sirlashuvchi adronlarning qisqa yashovchi uyg'otilgan holatlariga rezonans zarrachalar yoki rezonanslar deyiladi. Ularning yashash vaqtlari uchish vaqtlariga deyarli teng bo'ladi. Elementar zarrachalar jadvalida rezonanslar keltirilmagan.

Elementar zarrachalar nazariyasida barcha tipdagi o'zaro ta'sirlar uchun o'rinli bo'lgan saqlanish qonunlari asosiy rol ni o'ynaydi. Ular zarrachalarning o'zaro ta'sirlashishiga qadar va keyingi xossasini xarakterlovchi fizikaviy kattaliklarning saqlanishini ifodalaydi. Energiyaning, impulsning, impuls momentining va elektr zaryadining saqlanish qonunidan tashqari elementar zarrachalar uchun lepton va barion zaryadlarining saqlanish qonunlari ham o'rinli. Ammo bu bilan elementar zarrachalar uchun o'rinli bo'lgan barcha xarakteristikalar va saqlanish qonunlari tugamaydi. Masalan, adronlarni tasniflash uchun „ajiblik“ tushunchasi ishlatiladi. Nuklonlar, elektronlar, pionlar nolga teng ajiblikka ega. Ajibligi nolga teng bo'lmagan zarrachalarga ajib zarrachalar deyiladi, bularga giperonlar va kaonlar misol bo'ladi.

Ikki proton to'qnashish vaqtida Λ^0 -giperon va K^+ kaon tug'ilishi



misolida barcha zaryadlarning saqlanishini ko'rsatish mumkin: elektr zaryadi uchun — ikki proton zaryadi proton va kaon zaryadlarining yig'indisiga teng; lepton zaryadi chapda ham, o'ngda ham nolga teng; barion zaryadi uchun — chapdagi ikki proton uchun $B = 2$ (bitta proton uchun $B = 1$) va o'ngdagi giperon $B = 1$ va proton (Kaon uchun $B = 0$) uchun $B = 2$. Ajiblik S ham saqlanadi: proton uchun nolga teng, kaon uchun $S = 1$ va giperon uchun $S \approx -1$. Ajiblikning saqlanishi faqat kuchli elektromagnit o'zaro ta'sirlardagina kuzatiladi.

Elementar zarrachalar tarkibiga kirgan antizarrachalar spini va massalar qiymatlari ham asosiy elementar zaryadlarnikiday bo'lib, ular elektr va magnit xossalarini xarakterlovchi kattaliklar ishorasi bilan farqlanadi. Zarracha va antizarrachalarda o'zaro ta'sirlashishni xarakterlovchi lepton va barion zarrachalar, ajblik singari boshqa kattaliklar ham ishoralari bo'yicha qarama-qarshi bo'lib, miqdor jihatdan teng bo'ladi.

Bir necha hech qanday elektron xossalarga ega bo'lmagan (zaryad, magnit momenti va boshqa xarakteristikalari nolga teng bo'lgan) neytral zarrachalar antizarrachalarga ega emas. Foton, neytral pion va eta-mezonlar shunday zarrachalardir.

Zarrachalar va ularga mos keladigan antizarrachalar to'qnashishlarida annigilatsiya yuz berib, zarrachalar elektromagnit nurlanishga fotonlar va boshqa zarrachalar aylanadi.

Elementar zarrachalarni tekshirish eng kichik masofalarda kichik vaqt oralig'ida energiya ta yuqori konsentratsiyalangan vaqtida modda xossalarini o'rganish uchun va shuningdek materiya tuzilishining umumiy xossalarini bilish uchun muhimdir.

Elementar zarrachalar fizikasi rivojlanish jarayonida bo'lib, o'z nihoyasiga yetishdan hali uzoqda. Bu paragrafda bayon qilingan masalalar eng umumiy xarakterga egadir xolos.

XOTIMA

Fizik-matematik va biofizik bilimlar oliy tibbiy ta'limotning faqat muhim elementi bo'libgina hisoblanmasdan, balki odam organizmini atroflicha o'rganishga yordam beradi. Bu tibbiyot fanining aniq fan sifatida shakllanishi uchun muhimdir.

Bu darslikning o'quvchisi 2000- yillarning vrachi bo'lib ishlaydi. U yillarning tibbiyoti sezilarli darajada aniq fanlar tushunchalaridan foydalanadi; EHM va tibbiyot texnikasi hozirgiga qaraganda ko'proq amaliyotga kirib boradi. Ammo u vaqtlarda ham davolash jarayonida bosh siymo, hech shubhasiz, vrach bo'lib qoladi.

O'quvchi amin bo'lganidek, o'rganilgan kursning asosiy qismi fizikadir. Fizik hodisalar va qonuniyatlarni o'rganish bo'lajak vrachning shakllanishiga yordam qiluvchi aniq faktik materiallarni olishga imkon beribgina qolmasdan, balki bilish jarayonini ham tasvirlaydi.

Fizikada boshqa istalgan fanlardagidek bilish cheklangan, taxminiy bilimlardan ko'proq umumiy va to'la bo'lganlariga ko'tarilish yo'lidan boradi. Bu jarayon o'z mohiyati bo'yicha benihoyadir.

Bilimlarni aniqlab borish ular chegaralarining o'zgarib borishiga olib keladi. Masalan, nisbiylik nazariyasi Nyutonning ikkinchi qonunining jismlarning yorug'lik tezligiga nisbatan ancha kichik bo'lgan tezligi bilan cheklanganligini, kvant mexanikasi esa mexanika qonunlarini mikrodujyo zarrachalari harakatiga tatbiq qilishdagi spetsifikasini ko'rsatadi va h.k.

Fizika va biofizika — dinamik fanlardir, ular tezkorlik bilan taraqqiy etib, aktiv tarzda biologiya va tibbiyotga singib bormoqdalar. Ularni o'rganish oson emas, lekin ularga sarf etilgan vaqt va g'ayrat-shijoat kelgusi kurslarni o'rganishda va vrachning amaliy faoliyatida o'z samarasini berishi shubhasizdir.

MUNDARIJA

Soʻz boshi	3
Kirish	4
I boʻlim. Oʻlchash natijalarini matematik qayta ishlash. informatika va kibernetika asoslari	8
Birinchi bob. Metrologiyaga kirish	8
1.1- §. Metrologiya fanining asosiy muammolari va tushunchalari	8
1.2- §. Metrologik taʼminlash	10
1.3- §. Tibbiy metrologiya. tibbiy va biologik oʻlchashlarning oʻziga xos xususiyatlari	11
1.4- §. Biologiya va tibbiyotda fizik oʻlchashlar	12
Ikkinchi bob. Ehtimolliklar nazariyasi va matematik statistika	14
2.1- §. Tasodifiy hodisa. Ehtimollik	14
2.2-§. Tasodifiy miqdor. Taqsimot qonuni. Sonli xarakteristikalar	20
2.3-§. Taqsimotning normal qonuni	25
2.4-§. Maksvell va boltsman taqsimotlari	28
2.5-§. Matematik statistikaning asosiy tushunchalari	32
2.6-§. Tanlanmalar asosida bosh toʻplam parametrlarini baholash	36
2.7-§. Intervalli baholash	37
2.8-§. Kam tanlanmalarda intervalli baholash. Student taqsimoti	40
2.9-§. Korrelatsion bogʻlanish. regressiya tenglamalari	41
Uchinchi bob. Elektron hisoblash mashinalari. Informatika asoslari	43
3.1-§. Raqamli elektron hisoblash mashinalari (rehm)	43
3.2-§. Rehmlarning strukturaviy sxemalari, asosiy qurilmalari va ularning vazifalari	49
3.3-§. REHM uchun dasturlash elementlari	54
3.4-§. Matematik taʼminlash sistemasi	56
3.5-§. Rikroprotessorli sistemalar	58
3.7-§. Analogfi elektron hisoblash mashinalari	62
Toʻrtinchi bob. Kibernetika asoslari	68
4.1-§. Kibernetika va boshqa fanlar	68
4.2-§. Kibernetik sistemalar	69
4.3-§. Axborot nazariyasi elementlari	71
4.4-§. Boshqarish va tartibga solish	76
4.5-§. Modellashtirish	80
4.6-§. Biologik va tibbiy kibernetika haqida tushuncha	83

II bo'lim. Mexanika. Akustika	88
Beshinchi bob. aylanma harakat mexanikasi	89
5.1-§. Absolut qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati kinematikasi	89
5.2-§. Asosiy tushunchalar. aylanma harakat dinamikasi tenglamasi	91
5.3-§. Impuls momentining saqlanish qonuni	97
5.4-§. Erkin aylanish o'qlari haqida tushuncha	99
5.5-§. Órkinlik darajalari haqida tushuncha	101
5.6-§. Úentrifugalash	103
Oldinchi bob. Biomexanikaning ba'zi masalalari	106
6.1-§. Odamning tayanch harakatlanish apparatidagi bo'g'imlar va richaglar	106
6.2-§. Odamning mexanik ishi. Ergometriya	108
6.3-§. Vaznsizlik va o'ta yuklanish	109
6.4-§. Vestibulyar apparat orientatsiyalashning inersial sistemasi sifatida	114
Yettinchi bob. Mexanik tebranishlar va to'liqlar	116
7.1-§. Garmonik tebranishlar	116
7.2-§. Tebranma harakatning kinetik va potensial energiyasi	119
7.3-§. Garmonik tebranishlarni qo'shish	120
7.4-§. Murakkab tebranish. murakkab tebranishning garmonik spektri	124
7.5-§. So'nuvchi tebranishlar	125
7.6-§. Majburiy tebranishlar. Rezonans	128
7.7-§. Avtotebranishlar	130
7.8-§. Mexanik to'liqlar tenglamasi	131
7.9-§. To'liqlar energiyasining oqimi, umov vektori	133
7.10-§. Zarb to'liqlar	134
7.11-§. Dopler effekti	135
Sakkirinchi bob. Akustika	138
8.1-§. Tovushning tabiati. fizik xarakteristikalar	138
8.2-§. Eshituv sezgisining xarakteristikalari. Tovushni o'lchash	140
8.3-§. Klinikada tovush yordamidagi usullar bilan tekshirishning fizik asoslari ...	144
8.4-§. To'liqlar qarshilik. tovush to'liqlarining qaytishi. Reverberatsiya	145
8.5-§. Eshituv sistemasi fizikasi	147
8.6-§. Ultratovush va uning tibbiyotda qo'llanilishi	152
8.7-§. Infratovush	155
8.8-§. Vibratsiyalar	156
To'qqizinchi bob. Suyuqliklarning oqishi va xossalari	157
9.1-§. Suyuqliklarning qovushqoqligi. nyuton tenglamasi. Nyuton va nonyuton suyuqliklari	157

9.2-§. Qovushqoq suyuqliklarning trubalardan oqishi. Puazeyl formulasi	158
9.3-§. Qovushqoq suyuqlik ichida jismlar harakati. Stoks qonuni	162
9.4-§. Suyuqlik qovushqoqligini aniqlash usullari: qon qovushqoqligini aniqlashning klinik usuli	163
9.5-§. Laminar va turbulent oqimlar. Reynolds soni	166
9.6-§. Suyuqliklar molekular tuzilishining xususiyatlari	167
9.7-§. Sirt taranglik	168
9.8-§. Ho'llash va ho'llamaslik kapillar hodisalar	170

O'ninchi bob. Qattiq jismlar va biologik to'qimalarning mexanik xossalari	174
10.1-§. Kristall va amorf jismlar. Polimerlar	174
10.2-§. Suyuq kristallar	180
10.3-§. Qattiq jismlarning mexanik xossalari	181
10.4-§. Biologik to'qimalarning mexanik xossalari	188

O'n birinchi bob. gemodinamikaning fizik masalalari	195
11.1-§. Qon aylanishi modellari	195
11.2-§. Puls (tomir urishi) to'liqini	198
11.3-§. Yurakning ishi va quvvati. Sun'iy qon aylanish apparati (SQAA)	201
11.4-§. Klinikada qon bosimini o'lchashning fizik asoslari	202
11.5-§. Qon oqimi tezligini aniqlash	204

III bo'lim. Muvozanatli va nomuvozanatli termodinamika

O'n ikkinchi bob. Termodinamika	207
12.1-§. Termodinamikaning asosiy tushunchalari. Termodinamikaning birinchi qonuni	207
12.2-§. Termodinamikaning ikkinchi qonuni. Entropiya	210
12.3-§. Olamning „issiqlik o'limi“ nazariyasini tanqidi	219
12.4-§. Termodinamik potentsiallar	220
12.5-§. Zarrachalar soni o'zgarib turuvchi sistemalar. Kimyoviy va elektrokimyoviy potentsiallar	221
12.6-§. Statsionar holat. Entropiya hosil qilishning minimumi prinsipi	223
12.7-§. Organizm ochiq sistema sifatida	226
12.8-§. Termometriya va kalorimetriya	228
12.9-§. Davolash uchun qo'llaniladigan isitilgan va sovuq muhitlarning fizik xossalari	231

O'n uchinchi bob. Biologik membranalardagi fizik jarayonlar	233
13.1-§. Membrananing tuzilishi va modeli	233
13.2-§. Membranalarning ayrim fizik xossalari va parametrlari	236
13.3-§. Molekulalarning (atomlarning) membrana orqali ko'chishi	237
13.4-§. Ionlarni membranalardan orqali ko'chirish. Nernst-Plank tenglamasi	242
13.5-§. Aktiv transport	245

13.6-§. Molekular va ionlarning biologik membranalar orqali passiv ko'chish turlari	247
13.7-§. Tinchlikdagi potensial	248
13.8-§. Harakat potentsiali va uning tarqalishi	250
IV bo'lim. Elektronika	254
o'n to'rtinchi bob. Elektr maydoni	255
14.1-§. Elektr maydonning xarakteristikalarini — kuchlanganlik va potensial	255
14.2-§. Elektr dipoli	260
14.3-§. Multipol haqida tushuncha	263
14.4-§. Dipol elektr generatori (tokli dipol)	264
14.5-§. Elektrokardiografiyaning fizik asoslari	266
14.6-§. Dielektriklar elektr maydonida	269
14.7-§. Pyezoelektrik effekt	274
14.8-§. Elektr maydon energiyasi	275
O'n beshinchi bob. Elektr toki	277
15.1-§. Tok zichligi va kuchi	277
15.2-§. Elektr manbalarining elektr yurituvchi kuchi	278
15.3-§. Elektrolitlarning elektr o'tkazuvchanligi	279
15.4-§. Biologik to'qimalar va suyuqliklarning o'zgarish tokda elektr o'tkazuvchanligi	280
15.5-§. Gazlarda elektr razryad. Aeroionlar va ularning davolash-profilaktik ta'siri	281
15.6-§. Ichki kontaktli potentsiallar ayirmasi. Termoelektr yurituvchi kuch	283
O'n oltinchi bob. Magnit maydoni	286
16.1-§. Magnit maydoni induksiya	286
16.2-§. Amper qonuni. tokli konturning magnit maydonidagi energiyasi	288
16.3-§. Magnit maydonining harakatlanuvchi elektr zaryadga ta'siri. Lorens kuchi	291
16.4-§. Zarrachalarning solishtirma zaryadini tajriba usulida aniqlash	293
16.5-§. Magnit maydonining kuchlanganligi. bio-savar-laplas qonuni va uning qo'llanilishi	294
16.6-§. To'liq tok qonuni. solenoid magnit maydonining kuchlanganligi	297
16.7-§. Moddalarning magnit xossasi	299
16.8-§. Organizm to'qimalarining magnit xossalari. Magnitbiologiyaning fizik asoslari	304
O'n yettinchi bob. Elektromagnit induksiya. Magnit maydoni energiyasi	305
17.1-§. Elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni	305
17.2-§. O'zaro induksiya	308
17.3-§. O'zinduksiya	309
17.4-§. Uyurmaviy toklar	311
17.5-§. Magnit maydoni energiyasi	312

O'n sakkizinchi bob. Elektromagnit tebranishlar va to'liqlar	314
18.1-§. Erkin elektromagnit tebranishlar	314
18.2-§. O'zgaruvchan tok	317
18.3-§. O'zgaruvchan tok tok zanjirida to'la qarshilik. Kuchlanish rezonansi	318
18.4-§. Organizm to'qimalarining to'la qarshiligi (Impedansi). Reografiyaning fizik asoslari	321
18.5-§. Elektr impulsi va impulsli tok	322
18.6-§. To'g'riburchakli impulslarning chiziqli zanjirdan o'tishi. Differentsiallovchi va integrallovchi zanjirlar	324
18.7-§. Maksvell nazariyasi haqida tushuncha. siljish toki	326
18.8-§. Elektromagnit to'liqlar	328
18.9-§. Elektromagnit to'liqin shkalasi	331
 O'n to'qqizinchi bob. Tok va elektromagnit maydonlar ta'sirida to'qimalarda kechadigan fizik jarayonlar	333
19.1-§. Organizm to'qimalariga doimiy tokning birlamchi ta'siri. Galvanizatsiya. dorivor moddalarning elektroforezi	333
19.2-§. O'zgaruvchan (impulsli) toklar bilan ta'sir etish	334
19.3-§. O'zgaruvchan magnit maydon bilan ta'sir etish	338
19.4-§. O'zgaruvchan elektr maydon bilan ta'sir etish	339
19.5-§. Elektromagnit to'liqlar bilan ta'sir etish	341
 V bo'lim. Umumiy va tibbiy elektronika	343
Yigirmanchi bob. Umumiy va tibbiy elektronikaning mazmuni	344
20.1-§. Elektronika va uning rivojlanishining ba'zi yo'nalishlari	344
20.2-§. Tibbiy elektronika. Tibbiy elektron asbob va apparatlarni asosiy guruhlari	347
20.3-§. Tibbiyot apparaturasining elektr xavfsizligi	348
20.4-§. Tibbiyot apparaturasining ishonchligi	354
 Yigirma birinchi bob. Tibbiy-biologik axborotni olish sistemasi	357
21.1-§. Tibbiy-biologik axborotni olish, uzatish va qayd qilishning tuzilish sxemasi	357
21.2-§. Bioelektrik signalni olish uchun elektrodlar	358
21.3-§. Tibbiy-biologik axborot datchiklari	360
21.4-§. Signalni uzatish. radiotelemetriya	362
21.5-§. Analogli qayd qiluvchi tuzilmalar	364
21.6-§. Biopotensiallarni qayd qiluvchi tibbiyot asboblarning ishlash qonuniyati	368
 Yigirma ikkinchi bob. Kuchaytirgichlar	370
22.1-§. Kuchaytirgichning kuchaytirish koeffitsiyenti	370
22.2-§. Kuchaytirgichning amplituda xarakteristikasi. Chiziqli bo'lgan buzilish	371

22.3-§. Kuchaytirgichning chastotaviy xarakteristikasi. Chiziqli buzilishlar	373
22.4-§. Tranzistorli kuchaytirgichlar	374
22.5-§. Bioelektrik signallarni kuchaytirish	382

Yigirma uchinchi bob. Generatorlar 392

23.1-§. Elektr tebranishlar generatorlarining turlari	392
23.2-§. Tranzistorli garmonik tebranishlar generatori	392
23.3-§. Impulsli (relaksatsion) tebranishlar generatorlari	394
23.4-§. Elektron ossillograf	396
23.5-§. Elektron stimulatorlar. Past chastotali fizioterapevtik elektron apparatlar	398
23.6-§. Yuqori chastotali fizioterapevtik elektron apparatlar. Elektroxirurgiya apparatlari	401

VI bo'lim. Optika 404

Yigirma to'rtinchi bob. Yorug'lik interferensiyasi va difraksiyasi.

Golografiya 405

24.1-§. Yorug'likning kogerent manbalari. To'liqning eng ko'p kuchayishi va zaiflanish shartlari	405
24.2-§. Yupqa plastinkalarda (plyonkalarda) yorug'lik interferensiyasi. Optikaning yorishishi	408
24.3-§. Interferometrlar va ularning qo'llanilishi. interferension mikroskop haqida tushuncha	412
24.4-§. Gyuygens-Frenel prinsipi	414
24.5-§. Parallel nurlarning tirqishdagi difraksiyasi	415
24.6-§. Difraksion panjara. Difraksion spektr	417
24.7-§. Rentgenostruktur analiz asoslari	423
24.8-§. Golografiya haqida tushuncha va uning tibbiyotga tatbiq etilish imkoniyati haqida	425

Yigirima beshinchi bob. Yorug'likning qutblanishi 430

25.1-§. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. malyus qonuni	430
25.2-§. Ikki dielektrik chegarasida yorug'likning qaytish va sinish vaqtida qutblanishi	432
25.3-§. Yorug'likning ikki karra nur sinishi vaqtida qutblanishi	433
25.4-§. Qutblanish tekisligining aylanishi. Polyarimetriya	435
25.5-§. Biologik to'qimalarni qutblangan yorug'likda tekshirish	437

Yigirma oltinchi bob. Geometrik optika 439

26.1-§. Geometrik optika to'liq optikaning chegaraviy holi sifatida	439
26.2-§. Linzalar aberratsiyasi	439
26.3-§. Ideal markazlashgan optik sistema haqida tushuncha	443
26.4-§. Ko'zning optik sistemasi va uning ba'zi xususiyatlari	445

26.5-§. Ko'z optik sistemasidagi kamchiliklar va ularni bartaraf qilish	450
26.6-§. Lupa	450
26.7-§. Biologik mikroskopning optik sistemasi va tuzilishi	452
26.8-§. Mikroskopning ajrata olish qobiliyati va foydali kattalashtirishi. Abbe nazariyasi haqida tushuncha	455
26.9-§. Optik mikroskopiyaning ba'zi bir maxsus usullari	460
26.10-§. Tolali optika va uning tibbiyot asboblari ishlatilishi	463
Yigirma yettinchi bob. Jismlarning issiqlik nurlanishi	465
27.1-§. Issiqlik nurlanishining xarakteristikalar. Qora jism	465
27.2-§. Kirxgof qonuni	466
27.3-§. Absolut qora jismning nurlanish qonunlari	468
27.4-§. Quyosh nurlanishi. davolash maqsadlarida ishlatiluvchi issiqlik nurlanishi manbalari	470
27.5-§. Organizmning issiqlik berishi. termografiya haqida tushuncha	471
27.6-§. Infraqizil nurlanish va uning tibbiyotda qo'llanilishi	474
27.7-§. Ultrabinafsha nurlanish va uning tibbiyotda qo'llanilishi	475
27.8-§. Fotoelektrik effekt va uning ba'zi bir qo'llanishlari	476
27.9-§. Yorug'lik etaloni. ba'zi yorug'lik kattaliklari	480
VII bo'lim. Atomlar va molekular fizikasi. Kvant biofizikasi elementlari	483
Yigirma sakkizinchi bob. Zarrachalarning to'liq xossalari.	
Kvant mexanikasi elementlari	484
28.1-§. De-broyl gipotezasi. Elektronlar va boshqa zarrachalarning difraksiyasi bo'yicha tajribalar	484
28.2-§. Elektron mikroskop. Elektron optika haqida tushuncha	486
28.3-§. To'liq funksiyasi va uning fizik ma'nosi	490
28.4-§. Noaniqliklar nisbatlari	490
28.5-§. Shryodinger tenglamasi. potensial chuqurdagi elektron	492
28.6-§. Shryodinger tenglamasini vodorod atomiga tatbiq etish. Kvant sonlari	495
28.7-§. Bor nazariyasi haqida tushuncha	498
28.8-§. Murakkab atomlarning elektron qobiqlari	500
28.9-§. Molekulalarning energetik sathlari	502
Yigirma to'qqizinchi bob. Atomlar va molekular tomonidan energiyaning nurlanishi hamda yutilishi	503
29.1-§. Atomlar va molekular tomonidan energiyaning nurlanishi hamda yutilishi xususiyatlari	503
29.2-§. Yorug'likning yutilishi	505
29.3-§. Yorug'likning sochilishi	508
29.4-§. Optik atom spektrlari	510
29.5-§. Molekular spektrlar	512

29.6-§. Luminessensiyaning har xil turlari	514
29.7-§. Fotoluminessensiya	514
29.8-§. Xemiluminessensiya	517
29.9-§. Fotobiologik jarayonlar	518
29.10-§. Ko'rish sezgirligining biofizik asoslari	520

O'ttizinchi bob. Lazerlar. Radiospektroskopiya 524

30.1-§. Lazerlar (okg) va ularning tibbiyotda qo'llanilishi	524
30.2-§. Atomlar energetik sathlarining magnit maydonda ajralishi	527
30.3-§. Elektron paramagnit rezonans hamda uning biologiya va tibbiyotda qo'llanilishi	530
30.4-§. Yadro magnit rezonansi. YAMR-introskopiya	534

VIII bo'lim. Ionlovchi nurlanishlar. Dozimetriya asoslari 537

O'ttiz birinchi bob. Rentgen nurlanishi 538

31.1-§. Rentgen trubkasining tuzilishi. tormozli rentgen nurlanishi	538
31.2-§. Xarakteristik rentgen nurlanishi, atom rentgen spektrlari	540
31.3-§. Rentgen nurlanishining modda bilan ta'sirlashuvi	542
31.4-§. Rentgen nurlanishining tibbiyotda qo'llanilishinig fizikaviy asoslari	545

O'ttiz ikkinchi bob. Radioaktivlik. Ionlovchi nurlanishning modda bilan

o'zaro ta'siri 548

32.1-§. Radioaktivlik	548
32.2-§. Radioaktiv parchalanishning asosiy qonuni. aktivlik	550
32.3-§. Ionlantiruvchi nurlanishning modda bilan o'zaro ta'siri	552
32.4-§. Ionlantiruvchi nurlanishlarning organizmga ta'sirining biofizik asoslari ...	556
32.5-§. Ionlovchi nurlanishlar detektorlari	557
32.6-§. Tibbiyotda radionuklidlardan va neytronlardan foydalanish	561
32.7-§. Zaryadli zarrachalar tezlatkichlari va ulardan tibbiyotda foydalanish	565

O'ttiz uchinchi bob. Dozimetriya elementlari. Kosmik nurlar. Elementar

zarrachalar 569

33.1-§. Nurlanish dozasi va ekspozitsion doza. Doza quvvati	569
33.2-§. Ionlovchi nurlanishning biologik ta'sirini miqdoriy baholash. Ekvivalent doza	571
33.3-§. Dozimetrik asboblari	572
33.4-§. Ionlovchi nurlanishdan himoyalaniish	574
33.5-§. Kosmik nurlar	575
33.6-§. Elementar zarrachalar	576
Xotima	583

Remizov, Aleksandr Nikolayevich

Tibbiy va biologik fizika: Tibbiyot oliy o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv adabiyoti. / A.N.Remizov; O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi, O'zbekiston Respublikasi Sog'liqni saqlash vazirligi. —T.: „O'zbekiston milliy ensiklopediyasi“, Davlat ilmiy nashriyoti, 2005. —592 b.

BBK 28.707ya73

Aleksandr Nikolayevich Remizov

TIBBIY VA BIOLOGIK FIZIKA

O'quv nashri

*„O'zbekiston milliy ensiklopediyasi“
Davlat ilmiy nashriyoti, Toshkent, 2005.*

Muharrir	<i>D. Xudoynazarova</i>
Muqova muallifi	<i>A. Yoqubjonov</i>
Texnik muharrir	<i>M. Alimov</i>
Sahifalovchi	<i>N. Mamadaminova</i>

Bosishga 10.11.2005 ruxsat etildi. Bichimi 60×90^{1/16}, Times garniturasida.

Ofset bosma usulida bosildi. Shartli b. t. 37,0. Nashr. b. t. 48,6.

Adadi 3000 nusxa. A-323 – buyurtma. Bahosi shartnoma asosida.

„O'zbekiston milliy ensiklopediyasi“ Davlat ilmiy nashriyoti,
700129, Toshkent, Navoiy ko'chasi, 30.

O'zbekiston Matbuot va axborot agentligining
„O'zbekiston“ nashriyot-matbaa ijodiy uyida chop etildi.
700129, Toshkent, Navoiy ko'chasi, 30