O’zbekiston Respublikasi
Oliy va o’rta maxsus ta’lim vazirligi

Z.M.Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti

FIZIKA kafedrasi

ELEKTRODINAMIKA
fanidan

ma’ruza matnlari

Tuzuvchi: dots M.Nosirov

Andijon-2016

1-ma’ruza: ELEKTRODINAMIKAGA KIRISH

REJA

1. Klassik elektrodinamikaning yaratilish tarixi
2. Maksvell tenglamalarini talqin qilishning evalyutsiyasi

1. Klassik elektrodinamikaning yaratilish tarixi

Elektrodinamika, nazariy fizikaning mustaqil qismi bo‘lib, tabiatda yuz beradigan elektromagnit xodisalarni o‘rganadi. Bu xodisalar tabiatda juda katta rol o‘ynaydi. Umumiy fizika kursidan ma’lumki, elektromagnit xodisalarini ko‘pchiligini o‘rganishda moddiy jismlarning molekulr tuzilishi va elektr zaryadlarni diskretligini e’tiborga olishning zaruriyati yo‘q. Elektromagnit xodisalarini o‘rganishga bo‘lgan bunday yondashuv oqibatida moddaning elektr va magnit xodisalarini dielektrik singdiruvchanlik va magnit singdiruvchanliklar bilan, o‘tkazgichlarni elektr o‘tkazuvchanligini esa solishtirma o‘tkazuvchanlik bilan xarakterlanadi. Zaryadlar va toklar fazoda uzliksiz taqsimlangan deb faraz qilinib, ular zaryadning xajmiy zichligi ρ va tok zichligi $\vec{j}$ bilan tavsiflanadi. Jismlar, zaryadlar va toklarning bunday ideallashtirib qaralishi ko‘p xollarda qoniqarli ekanligi aniqlangan.

Asosida shunday ideallashtirib qarash yotadigan elektromagnit maydon nazariyasi fenomenologik elektrodinamika deyiladi. Uning boshqacha nomi makraskopik elektrodinamikadir. Xozirgi zamon atamashunosligi tushinchasiga ko‘ra makraskopik elektrodinamika elektromagnit maydonning klasik nazariyasi bilan to‘la mos tushadi. Bu nazariyaga J. K. Maksvell (1831-1879) o‘zining mashxur “Elektr va magnetizm xaqida traktat” (1873)-deb nomlangan fundamental ishida asos solgan. G. Gers (1857-1894) o‘zining mashxur tajribalarida (1887-1889) Maksvell tomonidan nazariy bashorat qilingan elektromagnit to‘lqinlarni mavjudligini eksperimental tasdiqladi va Maksvell tenglamalarini bugungi kundagi ko‘rinishiga olib keldi. Maksvell nazariyasida elektromagnitezm xaqidagi ta’limotning asosiy eksperimental va nazariy yutuqlari nafis va ixcham shaklda umumlashtirilgan. Shu sababli Nyuton qonunlari mexanikada qanday rol o‘ynasa, Maksvell tenglamalari klasik elektrodinamikada shunday xal qiluvchi axamiyatga ega.

Klassik elektrodinamikaning yaratilishi elektromagnit maydonni moddiylik tabiatini kashf qilinishi bilan poyoniga yetadi (1905). Bunda asosiy vazifani A. Eynshteynning ishlari bajardi (1879-1955).

Klassik nuqtai nazarga ko‘ra maydon -bu muxitidagi biror fizik kattalikni (masalan, temperatura, elastiklik kuchlari, tezlik) fazoning qaralayotgan soxasida mujassamlashgan taqsimlanishi bilan xarakterlanadi. Boshqa maydonlardan farqli o‘laroq elektromagnit maydonlarning maydon tashuvchiga extiyoji yo‘q va u moddaning mustaqil ko‘rinishidan iborat.

Elektromagnit maydonni o‘rganishda uning ikki tomoni elektr va magnit xususiyatlari namoyon bo‘ladi. Sanoq sistemasining tanlanishi bilan bog‘liq bo‘lgan bunday ajralishning shartliligi nisbiylik nazariyasi tomonidan aniqlangan.

Elektr maydoni elektromagnit maydonining ikki tomondan biri sifatida aniqlanib, uning mavjudligi elektr zaryadlari va o‘zgaruvchan magnit maydoniga bog‘liq. Elektr maydoni zaryadlangan zarralar va jismlarga kuch bilan ta’sir ko‘rsatadi, xamda uning mavjudligi ko‘zg‘almas zaryadlangan jismlar, xamda zarralarga ta’siri orqali aniqlanadi.

Magnit maydon-elektromagnit maydonning ikki tomonini bittasi hisoblanadi va harakatlanuvchi elektr zaryadlari hamda o‘zgaruvchan elektr maydoni tomonidan hosil qilinadi. Magnit maydoni zaryadlangan zaryadlarga kuch bilan ta’sir ko‘rsatadi va bu kuch zaryadning harakat yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lib, ularning tezligiga proporsional kattalikka ega bo‘ladi.

Elektromagnit maydon nazariyasida umumlashtiriladigan, umumiy fizika kursida eksperiment orqali topilgan qonuniyatlar odatda integral shaklda yoziladi. Bunda bo‘lib o‘tadigan elektromagnit hodisalar fazo hajmlarida, sirtlarda yoki mikroskopik qismlarda (masalan biz ko‘nikkan kesimga ega bo‘lgan o‘tkazgichlarda) qaraladi. ”Integral shakl” albatta integrallarni qo‘llash bilan bog‘liq emas. Bunday qonuniyatlarga Om qonuni, elektromagnit induksiya qonuni va umuman algebraik ko‘rinishda tasavvur qilinishi mumkin bo‘lgan qonunlar kiradi.

Maksvell nazariyasining o‘ziga hos tomoni shundan iboratki, elektrodinamika qonunlari differensial shaklda ifodalanadi. Bunda hodisalar va ularni xarakterlovchi kattaliklar cheksiz kichik hajm elementlarida, sirtlarda, qismlarda yoki nuqtalarda qaraladi. Mubolag‘asiz aytish mumkinki, fizik kattaliklarni aynan nuqtada qarash va elektromagnit hodisalarni yonma-yon yotuvchi nuqtalarga nisbatan o‘rganish, Maksvell nazariyasini va uni davomchilarining ishlarini ulkan muvaffaqiyatini ta’minladi.

Hozirgi davrda o‘zaro ta’sirning to‘rt turi mavjud. Bular elektromagnit, gravitatsion, kuchli va kuchsiz ta’sirlardir. Qolgan barcha o‘zaro ta’sirlar shularning biriga keltirilishi mumkin. Masalan, yopishqoqlik kuchlari va boshqa birqancha kuchlar pirovard natijada elektromagnit kuchlari hisoblanadi.

Zarayadlangan zarralar orasidagi gravitatsion o’zaro ta’sir kuchlari ular orasida ta’sir qiladigan elektr kuchlariga nisbatan juda kichik. Masalan, bir–biridan r-masofada joylashgan elektronlar orasidagi gravitatsion tortishish kuchi

$$F_r = G * m^2 / r^2 \qquad (1)$$

ga teng bu yerda G=6,7*10^{11} (N*m/kg) -gravitatsion doimiylik $m = 9{,}1 * 10^{-31}\,кг$ - elektron massasi

Boshqa tomondan elektronlar orasida elektr itarilish kuchi xam mavjud bo‘lib u

$$F_e = e^2 / 4\pi\varepsilon r^2 \qquad (2)$$

ga teng bu yerda $e = 1.6 \cdot 10^{-19}\,к$; $\varepsilon_o = \frac{1}{4\pi 9 \cdot 10^9}\frac{\Phi}{М}$, (1) va (2) dan

$$\frac{F_e}{F_r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o G m^2} \approx 10^{43} \qquad (3)$$

Shunday qilib ikkita elektronlar orasidagi gravitatsion o‘zaro ta’sir kuchi xisobga olmasa bo‘ladigan darajada kichik. Elementar zarralarning o‘zaro ta’sir soxalarida tortishish kuchlari amalda xech qanday rol o‘ynamaydi. Tortishish kuchlari faqat katta o‘lchamga ega bo‘lgan neytral massalar o‘zaro ta’siridagina axamiyatlidir.

Kuchli o‘zaro ta’sir tufayli yuzaga keluvchi yadro kuchlarining qonuni xozirgi vaqtda to‘liq aniqlanmagan. Lekin yadro kuchlarining xossalari yetarli darajada batafsil o‘rganilgan. Ma’lumki bu kuchlar tabiatiga ko‘ra yaqindan ta’sir qiluvchi kuchlardir. Ularning ta’siri nuklonlarni taxminan 10^{-15} m masofagacha yaqinlashtirgandagina seziladi. Bunday masofalarda yadro kuchlari elektromagnit kuchlariga nisbatan bir necha marotaba katta. Lekin masofa ortishi bilan bu kuchlar juda tez kamayib elektromagnit kuchlariga nisbatan xisobga olmasa bo’ladigan darajaga tushib qoladilar. Shu sababli, yadro kuchlari elementar zarralar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlari sifatida faqat ular juda kichik masofalarga qadar yaqinlashtirilgandagina muxim rol o‘ynaydi. Masalan ular modda yadrolarini xosil bo‘lishida muxim axamiyat kasb etadi.

Kuchsiz o‘zaro ta’sir esa zarralarni bir-biriga aylanishida axamiyatli. Zarralar bir-biridan uzoqlashtirilganda ularni e’tiborga olmaslik mumkin.

Shunday qilib to‘rt xil o‘zaro ta’sirning ichidan faqat elektromagnit o‘zaro ta’sirgina zarralar xarakatini boshqarishda foydalanishga yaroqli. Shu xususiyati tufayli elektromagnit kuchlar zamonaviy fan va amaliyotda favqulodda muxim axamiyatga ega.

Elektromagnit maydon nazariyasi xozirgacha xam o‘z axamiyatini to‘la saqlab qolgan. U elektron va radiotexnikaning nazariy fundamenti xisoblanadi. Elektrodinamikadagi axamiyati esa beqiyos. Bu nazariya elektroximiya, biofizika, astrofizika va shu kabi boshqa “gibrid” fanlarda xam xal qiluvchi o‘rinni egallaydi.

XX asr fizikasi xisoblangan nisbiylik nazariyasi va kvant mexanikasi xam klassik maydon nazariyasini “man” qilgani yo‘q, faqat qator tushinchalarni fizik ma’nolarini ko‘rinishini o‘zgartirib, ularning qo‘llanish chegaralarini belgilab berdi.

Maksvellning klassik maydon nazarisi xox u integral shaklda bo‘lsin, xox differnsial shaklda bo‘lsin bundan qat’iy nazar makraskopik xarakterga ega, boshqacha aytganda fenomenologik nazariyadir. Buning ma’nosi unda maydonni qamrab olib fazoni to‘la yoki qisman to‘ldiruvchi moddaning atom-molekulyar tuzilishi xisobga olinmaydi.

Nazariyaning fenomenologik xarakteri uning cheklanganligidan guvoxlik beradi. Modda tuzilishini xisobga olish - klassik elektron nazariyani va yoki mikraskopik elektrodinamikani paydo bo‘lishiga olib keladi. Bu nazariyani asoschisi G. A. Lorentts (1853-1928) xisoblanadi.

Lorenttsning elektron nazariyasini klassik nazariya deyilishini sababi shundaki, uning asosida klassik fizikaning qonun-qoidalari yotadi. Klassik fizikaning ta’limotiga ko‘ra materiyaning barcha ko‘rinishlarida, ya’ni mega-,-makro va mikrodunyoda aniq birday qonuniyatlar amal qiladi. Boshqacha so‘zlar bilan aytganda makradunyo bilan mikrodunyo oralig‘ida faqat sof miqdoriy, o’lchamiy farqlargina mavjud bo‘lib, sifatiy farqlar butunlay yo‘q deb qaraladi.

Makraskopik elektrodinamikada shakllantirilgan Maksvell tenglamalari to‘laligicha mikradunyoda xam qo‘llashga yaroqli, masalan atomlarning ichida cheksiz kichik xajmlarda. Yo‘l-yo‘lakay ta’kidlash zarurki bu qonuniyat kvant fizikasi tomonidan man qilinadi. Shunga qaramay klassik elektron nazariya bugunga qadar o‘z axamitini yo‘qotgani yo‘q.

Elektron nazariyada fenomenologik usulni o‘rniga modda tuzilishini asosiy deb qarovchi usuldan foydalanib, bu xolda mikraskopik qonuniyatlar model ko‘rinishida asoslanadi.

Bu usul XX asr fizikasining xarakterli belgisi bo‘lib xodisani tushintirish uning ikki mikrofizik moxiyatini ochishdan iborat bo‘ladi.

Elektron nazariya dastlabki paytda fenomenologik nazariyada kiritilgan qator kattaliklarni fizik ma’nosini aniqlashtirishda bebaxo rol o‘ynaydi. Shunga ko‘ra elektrodinamikadan zamonaviy qo‘llanmalarda va ilmiy adabiyotda makro va mikroelektodinamikaning o‘ziga xos sintezi amalga oshiriladi.

XIX asrning oxiridagi elektrodinamikaning yutuqlari fiziklarni tobora uning mexanizmini mustaxkamlashga ishontirib bordi va dunyoning elektromagnit manzarasiga o‘tilganligini nishonladi. Olamning elektromagnit manzarasini rivojlanishi bilan, fizikaning asosiy qoidalarida to‘ntarish tayorlandi va u Eynshteynning nisbiylik nazariyasi ko‘rinishida yaratildi.

A D A B I YO T

1.Raximov A. U., Otaqulov. B. O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 1-kitob. Toshkent “O‘qituvchi”1985-yil.

2.Mallin R. X. “Klassik elektrodinamika” Toshkent “O‘qituvchi” 1-qism 1975 y, 2-qism 1978 y

3. Matveey A. N. “Elektrodinamika” Moskva “Visshaya shkola” 1980 g.

4.Matveey A. N. “Elektrodinamika i teoriya otnositelnosti ‘ Moskva “Visshaya shkola” 1964 g

5.Tamm. I. Ye. “Osnovi teorii elektrichestva” Moskva “Nauka” 1976 g

6.Landau.L.D., Lifshits.Ye.M. “Elektrodinamika sploshnix sred” Gosudartvennoe izdatelstvo fiziko-matematicheskoy literaturi, Moskva 1959 g

2-ma’ruza: ELEKTRODINAMIKA VA NISBIYLIK NAZARIYASI

R E J A

1. Zaryad va maydonlar
2. Nisbiylik nazariyasi va uning elektrodinamika qonunlarini yangicha tushinishga ko‘rsatgan ta’siri.

1. Zaryad va maydonlar

Elektromagnit maydonlarning manbalari bo‘lib elektr zaryadlari xisoblanadi. Agar “qo‘zg‘almas” elektr zaryadlari elektr maydonini xosil qilsalar, xarakatlanuvchi elektr zaryadlari magnit maydonini xosil qiladilar. Bu qonun 1820-yilda Ersted tomonidan kashf qilingn. Tabiatda magnit maydonini xosil qilishi mumkin bo‘lgan magnit zaryadlari yo‘q. Bu qonun esa Maksvell tenglamalarining biri ko‘rinishida matematik ravishda o‘z ifodasini topgan. Demak, xulosa qilish mumkinki tabiatda xar ikkala turdagi maydonlar elektr zardlari tomonidan xosil qilinadi. Bugungi kunda shu mavzuga aloqador, lekin qariyb yuz yildan buyon xal qilinmay kelayotgan fizikaning muammosi xam bor. Bu muammo bilan dastlab ko‘pchilikka ismi tanish bo‘lmagan, lekin juda noyob qobiliyat soxibi bo‘lgan O. Xevisayd birinchi bo‘lib, keyinchalik mashxur ingiliz fizigi P. Dirak shug‘illanishgan. Ularning nazariy xisoblashlar yo‘li bilan chiqargan xulosalariga ko‘ra tabiat magnit zaryadini xam yaratganu, lekin u tajribada xaligacha topilgan emas. Bu muammo aloxida mavzu sifatida qarashga loyiq bo‘lgani uchun, biz u xaqida faqat boshlang‘ich ma’lumotlargina berishni lozim topdik.

2. 1905-yilga kelib A.Eynshteyn tomonidan nisbiylik nazariyasi (aniqrog‘i xususiy nisbiylik nazariyasi) yaratilgandan so‘ng, elektrodinamika qonunlariga butunlay yangicha qarash shakllana boshladi. Chunki bu nazariyaning asosiy ta’limoti bir qator fizik kattaliklarni nisbiyligini e’tirof etish orqali, tabiat qonunlarining (jumladan elektrodinamika qonunlarining xam) ob’ektiv, absolyut xarakterga ega ekanligini ta’kidlashdan iborat edi. Bu ma’noda nisbiylik nazariyasi bilan elektrodinamika bir-birlariga juda yaqin fanlar ekanligi tajribada tasdiqlanadi. Chunki Nyuton mexanikasi qonunlari nisbiylik nazariyasi talablariga javob bera olmay unga tuzatishlar kiritilishi zarurati tug‘ilgan bo‘lsa, elektrodinamikaning eng asosiy tenglamalari xisoblanuvchi Maksvell tenglamalari birinchi invariant tenglamalar ekanligi ma’lum bo‘ladiki, endi bu nazariyaga ko‘ra “tinchlik” yoki “xarakatsizlik” nisbiy tushincha. Demak, bir jismni “tinch” xarakatsiz, deb xech qachon absolyut formada tasdiqlash mumkin emas. Chunki bir jismga nisbatan “tinch” turgan jism, ikkinchisiga nisbatan ma’lum tezlik bilan xarakterlanayotgan bo‘lishi mumkin. Bu kuzatuvchini qayerda turganiga bog‘liq. Shu tasdiqni elektr zaryadlari (zaryadlangan zarralar) ga nisbatan xam to‘laligicha tadbiq qilsa bo‘ladi. Shunga ko‘ra bir sanoq sistemasiga nisbatan “tinch” turgan zaryadlangan zarra boshqa sistemaga nisbatan xarakatda bo‘lsa u xolda bir vaqtning o‘zida bunday zarra xam elektr xam magnit maydonlarini xosil qilishi mumkin. Umuman aytganda tabiatda elektromagnit maydon yoki to‘lqinlar mavjud ekanligi ob’ektiv

reallik bo‘lib qoladi. Shuni avval Maksvell nazariy yo‘l bilan bashorat qilgan bo‘lsa (1860 yillarda), 1888-yilda nemis fizigi G. Gers tajriba yo‘li bilan isbotlagan edi.

Shunday qilib tabiatda yagona elektromagnit maydongina mavjudligi, elektr va magnit maydonlari esa faqat sanoq sistemalarini sun’iy tanlash yo‘li bilangina aloxida-aloxida qaralishi mumkinligi aniqlandi.

Nisbiylik nazariyasi yaratilgunga qadar elektromagnit to‘lqinlar (yorug‘lik to‘lqinlari xam shu to‘lqinlarning ko‘zga ko‘rinuvchi to‘lqin uzunligiga ega bo‘lgan qismi ekanligi elektrodinamikada isbotlanadi), tovush to‘lqinlaridan xossalri jixatidan keskin farq qilib, muxitsiz joyda xam tarqala olishligini ya’ni elektromagnit to‘lqinlarini tashish uchun vositachilarning xojati yo‘qligini isbotladi. Buning oqibatida Maykelson tajribasining (efir shamolini ta’sirini sezish maqsadida o‘tkazilgan) natijasini juda oson tushintiriladi. “Efir shamolini ta’sirini sezish mumkin emasligini sababi”-degan edi Eynshteyn, efirning o‘zining yo‘qligida. “Men narsalarni efirga nisbatan xarakati to‘g‘risida emas, balki ularni bir-birlariga nisbatan xarakati xaqidagina muloxaza yuritishim mumkin xolos”-deb davom etgan edi asrimizning eng buyuk fizigi.

Nisibiylik nazariyasining elektrodinamika qonunlarini yangicha tushinishga ko‘rsatgan yana bir ta’siri shundan iboratki, u elektromagnit to‘lqinlarning tarqalish tezligini yuqori chegarasini belgilab berdi. Bu nazariyaning posto’latlariga ko‘ra yorug‘lik (elektromagnit to‘lqin) te’zligi, uni chiqaruvchi man’ba tezligiga bog‘liq emas va uning vakuumdagi tezligi eng katta tezlik bo‘lib (taxminan 300000 km/s), xech qanday moddiy (ya’ni massaga ega bo‘lgan) jism shunday katta tezlik bilan xarakatlanishi mumkin emas. Bu posto’latning to‘g‘riligi bilvosita tajribada tasdiqlanadi.

1902-yilda nemis nazariyotchi fizigi A. Zommerfeld vakuumda yorug‘lik tezligidan katta tezlik bilan xarakatlanuvchi elektronning nurlanishiga doir ish qilib ajoyib natijalarni olgan edi. Lekin oradan uch yil o‘tib yaratilgan nisbiylik nazariyasi yuqoridagi posto’lati bilan elektronni bunday katta tezlik bilan xarakatlanishi mumkin emasligini ma’lum qildi. Natijada Zommerfeldning bu ishi to 1937-yilga qadar esga olinmadi.

Nisbiylik nazariyasi vakuumdagina moddiy jismning yorug‘lik tezligidan katta tezlik bilan xarakatlanishi mumkin emas, deb uqtiradi xolos. Muxitda esa moddiy jism masalan: elektron yorug‘likning shu muxitdagi tezligidan (bu tezlik faza tezligi deyilib u $\vartheta_{\phi} = C/n$ga teng, n-muxitning sindirish ko‘rsatkichi) katta tezlik bilan xarakatlanishi va bunda u nurlanishi mumkin. Shu nurlanishni Vavilov -Cherenkov nurlanishi deyiladi va u 1934-yilda tajribada aniqlanib, rus fiziklari I.Ye.Tamm va I.M.Franklar tomonidan nazariyasi yaratilgan xamda shu nurlanishni ochib, nazariy tushintirganliklari uchun 1958-yilda ular xalqaro Nobel mukofoti sovriniga sazovor bo‘lishgan.

A D A B I YO T

1. Matveev A.N. “Elektrodinamika” 24-34-betlar
2. Rumer Yu.B., M.S.Rivkin “Teori osnositelnosti” Uchpedgiz, Moskva 1960g. 5-10 betlar.
3. Raximov A.U., Otaqulov B.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazarisi” 1-kitob 12-16 betlar

4. Bolotonskiy B.M “Svechenie Vavilova-Cherenkova ” Moskva “Nauka” 1964g.

3-ma’ruza: XARAKATNING NISBIYLIGI

Reja:

1. Nyuton mexanikasi va nisbiylik nazariyasi
2. Galileyning nisbiylik printsipi va almashtirishlari
3. Maxsus nisbiylik nazariyasi

Maxsus nisbiylik nazariyasi 1905 yilda A. Eynshteyn (1879- 1955) tomonidan yaratildi. Bu nazariya faqat inertsial sanoq sistemalarida, ya’ni bir-biriga nisbatan to’gri chiziqli tekis xarakatlanayotgan sanoq sistemalarda yuz beradigan tabiat xodisalarini o’rganadi. Shuning uchun xam bu nazariyaga maxsus nisbiylik nazariyasi deyiladi. Eynshteynning bu nazariyasi N’yuton mexanikasining fazo, vaqt, massa kabi fizikaviy tushunchalar to’grisidagi tasavvurlarini tubdan o’zgartirib yuboradi.

XX asr boshlarigacha tabiat xodisalarini izoxlash uchun mexanikaviy konuniyatlarni tadbik etish muvaffakiyatlari shu kadar kuchli ediki, o’sha vaqtda olimlar xar qanday fizikaviy xodisalarni (issiklik, elektr, yeruglik) mexanikasi asosida izoxlab xodisalarning mexanik modelini yasash mumkin deb o’ylardilar. Ammo elektromagnit xodisalarni, jumladan yeruglik xodisalarini mexanika asosida izoxlashga urinish muvoffakiyatsiz bo’lib chikdi va bu nuqtai nazardan voz kechishga to’gri keldi.

Klassik mexanikaga asosan barcha fizikaviy jaraenlar fazoda va vaqtda yuz beradi, bunda fazo va vaqt absolyut deb karaladi. Garchi jismlarning xarakati doimo fazoda sodir bo’lsada, jismlar fazoning xossalari (izotroplik, bir jinslilik) ga xech qanday tag’sir ko’rsatmaydi, demak, fazo o’z-o’zicha materiyasiz mavjud bo’la oladi. Nyuton dinamikaning asosiy konuni (F=ma) ni absolyut deb xisoblanadi, chunki bu konun absolyut fazodagi xarakatni tasvirlaydi.

Klassik mexanikada materiyaga va uning xarakatiga bog’liq bo’lmagan, doimo bir tekis va bir xil o’tadigan yagona, duneviy vaqt, absolyut vaqt mavjud deb kabul kilinadi. SHunday qilib, fazo va vaqt bir - biridan ajratib ko’yiladi. Ammo klassik mexanikaning fazo va vaqt, massa, tezliklar xakidagi bunday karashlari xakikatga to’g’ri kelmay koldi.

Tajribalar (A. Maykelg’sonning yeruglik tezligini aniklash buyicha) tekshirishlar (G. Lorentsning katta tezlikli elektronlar xarakatiga doir) asosida yaratilgan zamonaviy ilmiy tasavvurlar (A. Eynshteynning nisbiylik nazariyasi) butunlay boshqa narsani ko’rsatadi.

Birinchidan, fazo va vaqt qandaydir mustakil negizlar emas, balki materiyaning umumiy va ajralmas xossalaridir, yag’ni materiyaning yashash shaklidir. Fazo ayni bir paytda yuz bergan tabiat xodisalarining uzaro joylashuv tartibini va jismlarning ulchovi mavjudligini ifodalaydi.

Vaqt esa bir-birini urnini olaetgan xodisalarning izma-iz kelish tartibini, davom etish muddatini ifodalaydi. SHunday qilib, fazo va vaqt ulchanuvchan kattaliklardir. Xozirgi zamon tasavvurlariga kura, fazo uch ulchamli (uzunligi, eni, balandligi), vaqt esa faqat bir ulchamlidir. Ular birlikda turt ulchamli sistemadir.

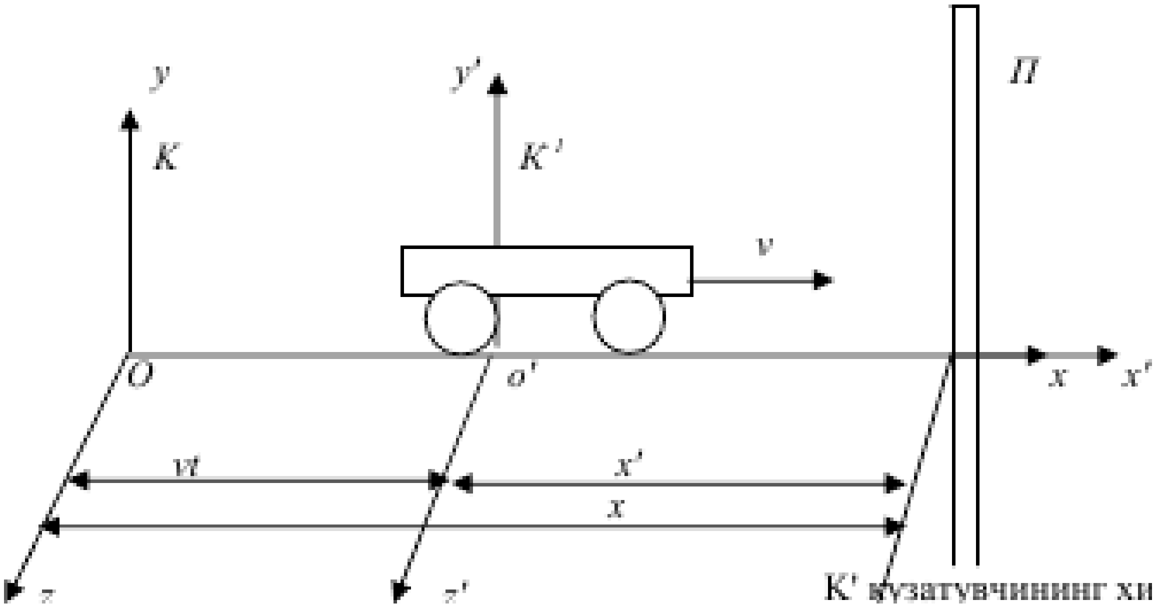
Ikkinchidan, jismlarning yeki jism zarralarining xarakati yeruglik tezligi (300000 km/s) ga teng yeki undan katta bo'lishi mumkin emas. Yero'qlikning vakuumdagi tezligi tabiatda eng katta, ya hni chegaraviy tezlik bo'lib, yeruglik zarralari- fotonlar shu tezlik bilan vakuumda xarakatlanaoladi. Uchinchidan, jismning massasi uning o'zgarmas kattaligi emas, u jismning xarakat tezligiga karab uzgaradi. SHunday qilib, yuqorida baen etilgan xodisalarni tushuntira oladigan va klassik tasavvurlarni uz ichiga kamrab oladigan yangi, umumiy nazariya yaratish zaruriyati tugildi. Bunday nazariya XX asr boshlarida paydo buldi. Bu Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasi edi. Bu nazariyani yaratishda mashxur olimlardan Lorents va Paunkarening xam xissasi kattadir.

Galileyning nisbiylik printsipi va almashtirishlari

Tabiatda absolyut xarakat xam, tinchlik xam mavjud emas. Tabiatdagi xama jismlar nisbiy xarakat qiladi yeki nisbiy tinchlikda turadi. Buning mahnosi sho'qi, jismning fazodagi vaziyatini, ya'ni xarakatini aniklashda, albatta, shu jismning kaysi jismga nisbatan xarakat kilaetganini, xarakat kachon sodir bulganini, kiskasi sanoq sistemasini kursatish zarur.

Sanoq sistemalari ichida inertsial sanoq sistemasi eng kulaydir, chunki ularda jism vaziyatini oson topiladi. Inertsiya konuni urinli bulgan sanoq sistemalar, boshqacha aytganda, bir-biriga nisbatan to'g'ri chizikli tekis xarakat kilaetgan sanoq sistemalar inertsial sistemalardir. Galileyning nisbiylik printsipi quyidagicha tahriflanadi:barcha inertsial sistemalarda mexanika konunlari bir xildir.

Nisbiylik nazariyasida "Almashtirishlar" degan so'z bir inertsial sistemada yuz bergan biror voqeaning koordinata va vaqtini bilgan xolda, shu voqeaning boshqa inertsial sistemadagi koordinata va vaqtini topishga imkon beradigan formulani anglatadi. Aytaylik, bizga ikkita inertsial sistema berilgan bo'lsin, bulardan birini temir yul yekasida turgan K kuzatuvchi, ikkinnchisini platformada turgan K^1 kuzatuvchi deb olaylik K va K' kuzatuvchilarni tegishlicha XYZ va X'Y'Z' koordinatalar sistemasi bilan boglaylik (1-rasm).



Kuzatish boshlangan paytda ikkala kuzatuvchi O nuqtada ya’ni O' nuqta O nuqta ustida turgan bo’lsin. SHu paytda OX o’qdagi P nuqta ikkala kuzatuvchidan bir xil uzoklikda bo’ladi. Agar K' sistema K sistemaga nisbatan OX o’q bo’ylab o’zgarmas v tezlik bilan xarakatlanaetgan bulsa, t vaqt o’tgach, P nuqtaning koordinatalari uzgaradi. Bu uzgarishlar quyidagi formulalardan topiladi:
K' kuzatuvchining xisobi: x'=x-vt, y'=y, z'=z
K kuzatuvchining xisobi: x=x'+vt, y=y', z=z'
Nhyuton mexanikasida vaqtni o’zgarmas kattalik, ya’ni barcha sanoq sistemalari uchun bir xil deb kabul kilinadi: t'=t
SHunday qilib, koordinatalar va vaqt almashtirish formulalari quyidagicha bo’ladi:
x'=x-vt, y'=y, z'=z, t'=t
x=x'+vt, y=y', z=z', t = t'
Bu formulalar Galiley almashtirishlari deyiladi. Bu formulalardan tezliklarni kushishning klassik konuni kelib chiaqdi: (1) dagi x=x'+vt tenglikni t=t' ga bo’lib, tezliklarni kushamiz: u = v' + v (2) bu yerda u = k-kuzatuvchi o’lchaydigan tezlik, v^1= K'-kuzatuvchining tezligi, v -inertsial sistemalar nisbiy tezligi.
Mexanika konuni nuqtai nazaridan jism xar qanday, xatto yorug’lik tezligidan katta tezlik bilan xarakatlanishi mumkin. Aslida bunday bo’lishi mumkin emas.Tajribalar yorug’likning vakuumdagi tezligi absolyutdir, bu barcha inertsial sitemalarda bir xil bo’lib, undan katta tezlik mavjud emasligini ko’rsatadi. Ulardan shunday xulosa chiaqdi:
1) Yorug’lik manbaining xarakati yorug’likning tarkalish tezligiga tahsir kursatmaydi, yorug’lik xamma yo’nalishlarda bir xil tezlik bilan tarkaladi.
2) Tezliklarni kushishning klassik konuni va, demak, Galiley almashtirishlarini mexanik xodisalarga va umuman olganda elektromagnit xodisalarga tadbik qilib bulmaydi, ular tajribaviy dalillarga to’g’ri kelmaydigan natija beradi.

Maxsus nisbiylik nazariyasi

250 yil mobaynida mutlok beno’qson deb xisoblab kelingan Ng’yuton mexanikasini uzgartirish va to’g’rilash sharafiga A. Eynshteyn muyassar buldi. Eynshteyn bu ishni 1905 yilda "Xarakatlanayotgan jism elektrodinamikasiga doir" degan makolasida ehlon kildi.

Eynshteyn fizika uchun muxim bulgan ikkita pastulotni bayon kildi:

1. Barcha inertsial sanoq sistemalarda tabiat konunlari bir xildir. Bu pastulot maxsus nisbiylik printsipi deyiladi.
2. Barcha inertsial sanoq sistemalarida yorug’likning vakuumdagi tezligi bir xil bo’lib, u yorug’lik manbaining xarakat tezligiga bog’liq emas. Bu pastulot yorug’lik tezligining doiimylik printsipidir.

Maxsus nisbiylik prinitsipi va yorug’lik tezligining doimiylik printsipiga asoslangan tahlimot maxsus nisbiylik nazariyasi deyiladi. Bu nazariyaga asosan, bir sanoq sistemada bir vaqtda sodir bo’ladigan voqealar, boshqa sistemalarda ayni bir vaqtda ruy bermaydi. Binobarin, xarakat kabi bir vaqtlilik xam nisbiy tushuchadir; olamda absolyut xarakat bulmagani kabi absolyut vaqt xam yo’q. Olamning xamma joyida bir vaqtni ko’rsatadigan dunyoviy soat mavjud emas. Xar bir inertsial sanoq sistemasining uz vaqti va uni o’lchaydigan uz soati bo’ladi.

4-ma’ruza: LORENTS ALMASHTIRISHLARI

Reja:

1. Lorents almashtirishlari
2. Vaqt oralig’ining nisbiyligi
3. Uzunlikning nisbiyligi
4. Tezliklarni qo’shishning relyativistik qonuni

Lorents almashtirishlari

Bir inertsial sanoq sistemasidan boshqa inertsial sistemaga o’tganda kooordinatalar va vaqtni almashtirishning yangi, to’g’ri formulalarini yuqorida bayon etilgan ikki pastulot asosida keltirib chiqarish mumkin. Faraz qilaylik, K^1 sistema (platforma) K sistema (er)ga nisbatan OX o’q bo’ylab o’zgarmas v tezlik bilan xarakatlanayotgan bo’lsin (1-rasm). Bu xolda OY va OZ o’qlar bo’ylab ko’chish yo’q. Shuning uchun o’sha yo’nalishlarda koordinatalar almashtirishi quyidagicha bo’lishi kerak: $y'=y$ va $z'=z$ (a)

Koordinatalarni to’g’ri almashtirish - Galiley almashtirishlari ($x'=x-vt$) va ($x=x'-v'\,t'$) dan

$$x'= k(x-vt)\,, \quad x=k(x'-v't')$$

Bu formulalardagi k koeffitsientning bir xil bo’lishi shart, bu maxsus nisbiylik printsipining talabidir. Lekin k'- sistema k- sistemaga nisbatan xarakatlansa, k- sistema k' sistemaga nisbatan chapga tomon xarakat qiladi. Shuning uchun $v'=-v$. Binobarin, keyingi formulalarni quyidagicha yozish mumkin:

x'=k(x-vt) (b) x=k(x'+vt') (v)

Bu yerdagi k koeffitsient faqat ikkala inertsial sanoq sistemaning nisbiy tezligiga bog'liq bo'lishi kerak. Bu fikrni yorug'lik tezligining domiylik printsipiga tayanib isbotlash mumkin. Aytaylik, vaqtning t=t'=0 paytida K va K' sistemalarning koordinatalar boshi, ya'ni O va O' nuqtalar ustma-ust tushgan bo'lsin. Xuddi shu paytda O nuqtadan OX yo'nalishida yorug'lik impulsi yuboraylik. Bu impuls t va t' vaqt o'tgach P nuqtaga o'rnatilgan ekranni yoritadi. Ikkinchi pastulotga muvofiq ikkala sanoq sistemasi uchun xam yorug'likning c tezligi bir xildir. Shuning uchun voqeaning, ya'ni ekran yoritilishining K va K' sistemalardagi koordinatalari tegishlicha quyidagi tenglamalar bilan ifodalanadi:
x=ct , x'=ct'

Bu xolda (b) va (v) formulalarni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

ct'= k(ct-vt)

ct= k(ct'+vt')

yoki ct'=kt(c-v), ct= kt'(c+v)

keyingi ikki formulani biri-biriga ko'paytirib, so'ngra ko'paytmani tt' ga bo'lib, quyidagi tenglamani xosil qilamiz:

$$c^2 = k^2(c^2 - v^2)$$

Bundan k koeffitsientni topamiz (musbat ildiz olinadi, manfiy ildiz ma'noga ega emas):

$$k = 1/\sqrt{\frac{c^2 - v^2}{c^2}} = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (3)$$

(3) relyativistik (latincha-nisbiylik) koeffitsientini (b) va (v) tenglamalarga qo'yib, koordinatalar almashtirishlari uchun quyidagi formulalarni xosil qilamiz:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Bu tengliklarning o'ng va chap tomonlarini c ga bo'lib, t=x/c ekanini nazarga olib t' va t vaqtlar uchun quyidagi formulalarni xosil qilamiz:

$$t' = \frac{t - \left(\frac{v}{c^2}\right)x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad t = \frac{t' + \left(\frac{v}{c^2}\right)x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Shunday qilib, K' va K sistemalardagi kuzatuvchilar uchun Eynshteyn pastutlotlarini to'la qanoatlantruvchi almashtirishlar formulalari quyidagi umumiy ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$x^1 = \frac{(x - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad x = \frac{(x^1 + vt^1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$y^1 = y, \quad z^{'} = z \qquad (4) \qquad y = y^{'}, \quad z = z^{'} \qquad (4')$$

$$t^1 = \frac{\left[t - \left(\frac{v}{c^2}\right)x\right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad t = \frac{\left(t + \frac{v}{c^2}x^1\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

(4) va (4') formulalarni nisbiylik nazariyasi yaratilmasdan oldin golland olimi G. Lorents (1853-1928) boshqa maqsadda (elektrodinamika qonunlarini barcha inertsial sanoq sistemalarida bir xil shakldа ifodalash uchun) keltirib chiqargan edi. Shuning uchun (4) va (4') ni Lorents almashtirishlari deyiladi. Lorents almashtirishlaridan fazo va vaqtning bir-biriga bog’liq bo’lishi bevosita kelib chiqadi, chunki koordinatalar almashtirishlari formulasida vaqt, vaqtni almashtirishlari formulasida koordinata ishtirok etadi. Bundan tashqari kichik tezliklarda Lorents almashtirishlari Galiley almashtirishiga o’tadi.

Vaqt oralig’ining nisbiyligi

Lorents almashtirishlari bir vaqtlilik tushunchasining nisbiy xarakterda ekanligini miqdor jixatdan aniqlashga imkon beradi. Aytaylik, biror K' sisetamaning X_1va X_2 nuqtalarida vaqtning t' paytida ikki voqea ro’y bergan (mas. ikki chiroq yonib o’chgan) bo’lsin. Klassik mexanika nuqtai nazaridan bir inertsial sistemada (K' sistemada), bir vaqtda ro’y bergan ikki voqea boshqa xamma inertsial sistemalarda jumladan K sistemada xam ayni shu vaqtda yuz beradi.

Nisbiylik nazariyasi nuqtai nazaridan esa boshqacha xulosa kelib chiqadi: bir inertsial sistemada bir vaqtda yuz bergan ikki voqea, boshqa inertsial sistemada bir vaqtda yuz berishi mumkin emas. Tabiatda o’zaro aloqador voqealarning biri, albatta sabab, ikkinchisi esa, albatta oqibat bo’lib keladi. Masalan, qorong’i xonani yoritish uchun avvalo chiroq yoqish zarur. Bu yerda chiroq yonishi sabab, xonaning yoritilishi oqibat bo’ladi. Nisbiylik nazariyasi shuni ko’rsatadiki, bir vaqtlilik nisbiy bo’lsa-da, sabab va oqibat xech qachon va xech bir sanoq sistemasida o’rinlarini almashtirishlari mumkin emas, bunday xollarda xamisha oqibat sababdan kelib chiqadi. Endi standart soatlardan biri boshqalariga nisbatan to’g’ri chiziqli tekis xarakat qilganida qanday xodisa yuz berishini ko’raylik. Nisbiylik nazariyasi isbotlaydiki, soatning yurishi yoki nisbiylik jarayonlarining o’tishi xarakat xolatiga bog’liq. Xarakatlanayotgan K^1 sistemadagi soat xarakatsiz K sistemadagi soatlardan orqada qoladi boshqacha aytganda, xarakatlanayotgan sistemada vaqtning o’tishi sekinlashadi. Bu xodisani vaqtning sekinlashishi deyiladi. Bu qonuniyatlarni aniqlash uchun Lorents almashtirishlaridan foydalanamiz. Aytaylik, xarakatlanayotgan K^1 sistemaning (M-n, kosmik kemaning) biror X' nuqtasida t_1 vaqtda qandaydir voqea boshlansin-u, t_2 vaqtda tamom bo’lsin. Masalan, chiroq yonsin-u, o’chsin. Shu sistemada chiroqning yonib o’chishi uchun ketgan vaqt, ya’ni voqealar davom etadigan vaqt oralig’i quyidagicha bo’ladi:

$\Delta t' = t_2' - t_1'$ a)

K sistemada (m-n, Yerda) shu voqealar orasidagi vaqt oralig’i:

$\Delta t = t_2 - t_1$ b)

Lorents almashtirishlariga muvofiq:

$$t_1 = \frac{t_1' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad t_2 = \frac{t_2' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{t_1' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\Delta t' = \Delta t\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

Bu munosabat vaqtning sekinlashishi formulasidir. Bu formuladan ko’rinadiki, $\Delta t^1 < \Delta t$ ya’ni voqealarning (chiroq yonib o’chishining) K sistemadagi soat bilan o’lchangan vaqt oralig’i shu voqealarning K sistemadagi soatlar bilan o’lchangan vaqt oralig’idan kichik bo’ladi. Buning ma’nosi shuki, xarakatlanayotgan sistemadagi soat xarakatsiz sistemadagi soatlarga qaraganda sekinroq yuradi, orqada qoladi.

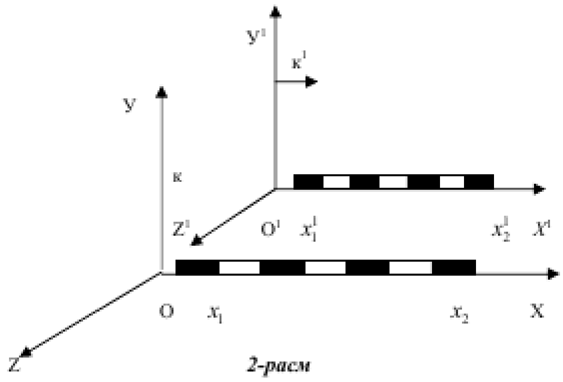
Uzunlikning nisbiyligi

Nisbiylik nazariyasiga asosan uzunlik xam nisbiydir. Xar qanday jismning uzunligini Lorents almashtirishlari nuqtai nazaridan aniqlash kerak. Chizg’ich K' sanoq sistemasida O'X o’q bo’ylab tinch yotgan bo’lsin (2-rasm). Bu sistemadagi chizg’ichning uzunligi quyidagiga teng:

$$l' = x_2' - x_1' \quad \text{a)}$$

bu yerda x_2', x_1' chizg’ich uchlarining vaqt o’tishi bilan o’zgarmaydigan koordinatalari.

K' sistema K sistemaga nisbatan o’zgarmas v tezlik bilan xarakatlanadi. Chizg’ichning K sistemadagi uzunligini o’lchash uchun shu sistemaga tegishli vaqt bo’yicha ayni bir paytda chizg’ich uchlarining K sistemadagi x_1 va x_2 koordinatalari o’lchab olingan bo’lishi zarur: Bu koordinatalar ayirmasi chizg’ichning K sistemadagi uzunligi bo’ladi: $l=x_2-x_1$ (b)



2-расм

K' sistemada chizg'ich uchlarining koordinatalari Lorents almashtirishlaridan topiladi:

$x_1 = \frac{x_1' + vt'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, $x_2 = \frac{x_2' + vt'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ $\quad l = x_2 - x_1 = \frac{x_2' + vt'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{x_1' + vt'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{x_2' - x_1'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{l'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$

$l' = l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

Bu munosabat uzunlik qisqarishi formulasidir. Bu formula jismning uzunligi uning xarakat tezligiga bog'liq ekanini ko'rsatadiki, xarakatlanayotgan jismning K sistemada o'lchangan uzunligi uning o'zi tinch turgan K' sistemada o'lchangan uzunligidan kichikdir. Xarakat tezligi qancha katta bo'lsa, xarakatlanayotgan jismlarning o'lchamlari xarakat yo'nalishida shuncha ko'p qisqaradi. Bu xodisa uzunlikning qisqarishi yoki Lorents qisqarishi deyiladi.

Tezliklarni qo'shishning relyativistik qonuni

Bu qonun Lorents almashtirishlaridan keltirib chiqariladi. Aytaylik K' sanoq sistemasida (raketada) biror jism OX o'q bo'ylab o'zgarmas v^1 tezlik bilan xarakatlanayotgan bo'lsin.

$$v' = \frac{x'}{t'} \text{ (a)}$$

K' sistema (raketa) K sistemaga (erga) nisbatan xuddi o'sha yo'nalishda v nisbiy tezlik bilan xarakatlanadi. Jismning K sistemaga nisbatan tezligi quyidagiga teng:

$$v = \frac{x}{t} \text{ (b)}$$

Bu tezlik K sistemadagi (Erdagi) kuzatuvchi o'lchaydigan natijalovchi tezlikdir. Bu tezlikni Lorents almashtirishlari yordamida topamiz. Xaqiqatan, (4') ga muvofiq:

$$x = \frac{\left(x^1 + vt^1\right)}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\ , \qquad t = \frac{\left[t^1 + \left(\frac{v}{c^2}\right)x^1\right]}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Буларни (б) га куйиб, куйидагини хосил киламиз:

$$u = \frac{\left(x^1 + vt^1\right)}{\left[t^1 + \left(\frac{v}{c^2}\right)x^1\right]}$$

Бу тенгликнинг сурат ва махражини $t^{'}$ га булиб:

$$u = \frac{\frac{x^1}{t^1} + v}{1 + \frac{v}{c^2}\frac{x^1}{t^1}}$$

ёки (а) ни эътиборга олиб, охирида куйидаги формулага эга буламиз:

$$u = \frac{v^1 + v}{1 + \frac{v^1 v}{c^2}} \qquad (8)$$

Bu tezliklarni qo’shishning relyativistik qonunidir. Bu qonun umumiy xarakterga ega bo’lib, tabiatdagi katta-yu-kichik tezliklarni qo’shishda aniq natija beradi. Dunyoda yorug’likning c tezligidan katta tezlik yo’q. Kushiluvchi v' va v tezliklarning qiymati xar qancha katta bo’lganda, ya’ni yorug’lik tezligiga juda yaqin bo’lganda xam, bari bir, natijalovchi tezlik yorug’lik tezligidan kichikligicha qolaveradi. Misol. Yerga nisbatan v tezlik bilan uchib barayotgan raketadan, xuddi shu yo’nalishda yorug’lik signali uzatilmoqda. Bu signalning Yerga nisbatan tezligi qanday? Yechilishi: Tezliklarni qo’shishning relyativistik qonuniga muvofiq (v' = C bo’lganidan):

$$u = \frac{c+v}{1+\frac{cv}{c^2}} = \frac{c+v}{\frac{c+v}{c}} = c$$

Bundan shunday xulosa kelib chiqadi: jism yoki jism zarrasining tezligi xar qanday sanoq sistemasida xam yorug’likning c tezligidan katta yoki xatto unga teng bo’la olmaydi.

5-ma'ruza.ZARRANING PARCHALANISHI

Reja:

1. Modda va maydon. Moddaning atom-molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar.
2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi.
3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlar.

4. Bosqichma-bosqich o'zaro ta'sirlashish. Materiyaning yagona nazariyasi haqida.

1. Modda va maydon. Moddaning atom - molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar.

Bizni o'rab olgan moddiy olam - tabiat bizning ongimizga bog’liq bo'lmagan ob'yektiv borliq, real mavjudot - materiyadan tashkil topgan. Materiya ikki turda - modda va maydon ko'rinishlarida yashaydi. Modda tinchlikdagi massaga ega bo'lgan materiya turi bo'lib, oxir-oqibatda tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lmagan elementar zarralar (elektron, proton va neytronlar) yig’indisiga keltiriladi. Fizik maydonlar materiyaning maxsus shakli bo'lib, erkinlik daraja soni cheksiz fizik sistemadir. Tabiatda to'rt xil fizik maydon mavjud: gravitatsion, elektromagnit, yadroviy va kuchsiz o'zaro ta'sir maydonlari. Maydonlar zarralar o'zaro ta'sirini uzatuvchi fazoning maxsus uyg’ongan holatigina bo'lib qolmasdan, ularni vujudga keltirgan zarralardan mustaqil holda ham mavjud bo'la oladi (masalan, elektromagnit to'lqinlar). Tajribalar ko'rsatadiki, maydon energiyasi va impulsi diskret o'zgaradi, ya'ni har bir fizik maydonga ma'lum elementar zarralar - maydon kvantlari mos keladi (masalan, elektromagnit maydonga - fotonlar, yadroviy maydonga - π, K- mezonlar va glyuonlar, gravitatsion maydonga - gravitonlar, kuchsiz o'zaro ta'sir maydoniga - $W^{\pm}$ va Z^{o} oraliq bozonlar).

Hozirgi kunda fiziklarga 400 ga yaqin asosan turqun bo'lmagan elementar zarralar ma'lum. Ular qatnashadigan barcha jarayonlarda asosan uch turdagi fundamental o'zaro ta'sir (va demak ularga mos maydonlar) namoyon bo'ladi. Kuchli o'zaro ta'sir kvarklardan tashkil topgan murakkab elementar zarralar - adronlar (mezonlar, barionlar, giperonlar) o'rtasida amalga oshadi. Uni ko'pincha yadroviy o'zaro ta'sir deb ham yuritiladi. Yadroviy kuchlar atom yadrolarining mustahkam turqunligini ta'minlaydi. Elektromagnit o'zaro ta'sir barcha elektr jiqatdan zaryadlangan zarralarga (elektron, proton, pionlar va boshqalar) xarakterli bo'lib, xususan, atom va molekulalarni shakllanishiga olib keladi.

Kuchsiz o'zaro ta'sir barcha elementar zarralarga xos va, masalan, ularning ko'pchiligini parchalanishiga – turg’unsizligiga sabab bo'ladi. To'rtinchi tur fundamental o'zaro ta'sir - gravitatsion o'zaro ta'sir har qanday zarralar va jismlar o'rtasida mavjud bo'lsada, biroq elementar zarralar uchun gravitatsion kuchlar shu darajada kichikki, ularni odatda hisobga olmaydilar.

Fundamental o'zaro ta'sirlarning hammasi almashinuv xarakteriga ega. Buning ma'nosi shuki, har qanday ixtiyoriy ikki zarraning o'zaro ta'sirlashuv elementar akti ular o'rtasida o'zaro ta'sir tashuvchisi (maydon kvanti) bo'lgan uchinchi bir zarrani almashinish tufayli yuzaga chiqadi. O'zaro ta'sir maydonlarining kvantlari "haqiqiy elementar" - fundamental zarralardir (glyuonlar, foton, oraliq bozonlar va graviton).

Shunday qilib, materiyaning har ikki ko'rinishi ham - modda va maydon diskret (kvantlashgan) strukturaga egadir.

2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi.

Zamonaviy tezlatkichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyati elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib berdi. Xususan, antiproton va antineytronlarni kashf etilishi sinxrofazotronda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. Umuman, 1932 yilda elektronning antizarrasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarralarning antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o'rin oldi. Lekin antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda Chemberlen, Segre, Vigand va Ipsilantis amalga oshirgan tajribada qayd qilindi. Ular 6,3 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan mis nishonni nurlatdilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan ta'sirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \tilde{p}$$

$$\text{yoki} \quad p + n \rightarrow p + n + p + \tilde{p}^{-}.$$

Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit momenti mexanik momentga teskari yo'nalgan. *Xuddi elektron va pozitron kabi proton va antiproton o'zaro annigilyatsiyalanadi.* Antiproton neytron bilan to'qnashganda ham annigilyatsiyalanishi mumkin.

Bir yildan so'ng, ya'ni 1956 yilda (Kork va Lambertson) antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo'nalishi mexanik momentning yo'nalishi bilan bir xil. U proton yoki neytron bilan to'qnashganda annigilyatsiyalanishi mumkin.

Keyinchalik (1965-1966 y.) eng oddiy yadrolar deyteriy va tritiylarning antiyadrolari antideyteriy va antitritiylar kuzatildi.

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, π^0, η - mezonlar, I/Ψ - va T-zarralardan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani belgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga to'lqinli chiziqcha qo'yiladi. 4.1-jadvalda elementar zarralar va ularning antizarralari keltirilgan.

Jadvaldan ko'rinishicha, barcha zarralar to'rt gruppa shaklida joylashtirilgan. Birinchi gruppaga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan maydon kvantlari - glyuonlar, foton, oraliq bazonlar va gravitonlar kiradi. *Leptonlar gruppasi massalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan yengil zarralardan tashkil topgan. Mezonlar gruppasiga kirgan zarralarning massalari esa leptonlardan og'irroq, lekin barionlar gruppasidagi zarralardan yengilroq. Shuning uchun ularni o'rta massali zarralar gruppasi desa ham bo'ladi. Mezonlar va barionlar birgalikda umumiy nom bilan adronlar (kuchli ta'sirlashuvchi zarralar) deb nomlanadi.*

Zarralarni gruppalarga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham e'tiborga olingan. Masalan, leptonlar va barionlarning spinlari 1/2 ga (omega - giperonning spini 3/2 ga teng), mezonlarniki 0 ga, fotonniki esa 1 ga teng. Zarralar yana bir xususiyati bilan bir-biridan farqlanadi. Bu xususiyat - zarralar orasidagi ta'sir xarakteridir. O'zaro ta'sirning to'rt turi mavjudligini yuqorida ko'rsatib o'tdik.

Barionlar va mezonlar gruppalariga oid zarralarda kuchli o'zaro ta'sir namoyon bo'ladi. Ba'zi zarralar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro ta'sirda qatnashish qobilyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro ta'sirlarda bo'la oladi.

Keyingi yillarda kuchli o'zaro ta'sirda qatnashadigan zarralar oilasi rezonanslar deb ataladigan zarralarning katta gruppasi bilan to'ldi. Rezonanslarning yashash davomiyligi ($10^{22}\div10^{23}$) s chamasida. Birinchi marta rezonanslarni 1952 yilda E. Fermi pi-mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida kuzatgan. Mazkur tajribada π- mezonlarning sochilish ehtimolligini ularning energiyasiga bog’liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimum kuzatildi. Bu maksimum xuddi mayatnikning majburiy tebranishida yuz beradigan rezonans hodisasidagi maksimumga o'xshaydi. Kashf etilgan zarrani rezonans deb atalishi ana shundan kelib chiqqan. Umuman, rezonansni zarra yoki pi - mezonning nuklonga "yopishgan" holati deb talqin qilish hozircha hal qilinmagan. Balki, nihoyat qisqa vaqtlar davomiyligida (rezonans uchun $\tau\approx 10^{22}\div10^{23}$s) zarra va pi- mezonning nuklonga "yopishgan" holati tushunchalarining farqi yo'qdir.

Biroq kashf qilingan rezonanslar soni anchagina bo'lib qoldi va ularni qo'shib hisoblaganda elementar zarralar soni uch yuz ellikdan ortib ketdi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, ma'lum bo'lgan boshqa zarralardan tashkil topmagan zarrani elementar deb atash mumkin, xolos. Masalan, vodorod atomi proton va elektrondan iborat. Shuning uchun uni elementar zarra deb bo'lmaydi. Balki vadorod atomi elementar zarralardan tashkil topgan sistemadir. Neytron-chi? Neytron

$$n \rightarrow p + e^{-} + \tilde{\nu}_e$$

sxema bo'yicha yemiriladi, lekin u proton, elektron va antineytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron yemirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg’ongan holatidan asosiy holatga o'tishida foton hosil bo'lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq shunga qaramay, olimlar ma'um elementar zarralardan ham elementarroq zarralar mavjud emasmikan? degan savolga javob qidirmoqdalar. Ba'zi nazariyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda hali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir.

Har bir elementar zarra uning o'ziga xos o'zaro ta'sirlardan tashqari bir qator fizik xarakteristikalarga ega bo'lib, ularga mos fizik kattaliklarning qiymatlari diskret-kvantlashgandir (saqlanish qonunlari mavjud):

a)umumiy xarakteristikalar: massa m, yashash vaqti τ, spin S_z, elektr zaryad q;

b) "ichki kvant sonlar": lepton zaryad L, barion zaryad B, "g’alatilik" S, "maftunkorlik" C, "go'zallik" b, izotopik spin I, ichki juftlik P.

Elementar zarralarning eng muhim xususiyatlaridan biri shuki, ular tug’ilishi va yo'qolishi hamda bir-birlariga aylanishlari mumkin. Shuni alohida ta’kidlash joizki, yangi hosil bo'ladigan zarrachalar dastlabki zarrachalar tarkibida mavjud bo'lmasdan, balki ularning bevosita to'qnashish (sochilish) yoki yemirilish jarayonlarida tug’iladi.

Masalan,

"annigilyatsiya" - $e^{-} + e^{+} \rightarrow 2\gamma$,

"qayta zaryadlanish" - $\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{n} + n$,

"yemirilish" -

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \qquad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu \; (\tau \sim 10^{-6}\ s),$$
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \qquad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \qquad (\tau \sim 10^{-8}\ s)$$

Elementar zarralarning aynan bir-birlariga aylanish jarayonlarida ilgari ma'lum bo'lmagan zarrachalarning ochilish ehtimolligi eng yuqoridir. Buning uchun oldindan ma'lum turqun zarralarni mumkin qadar yuqori energiyada bir-birlari bilan to'qnashtiradilar. So'ngra bunda kechadigan reaksiya maqsulotlari va hosil bo'lgan yangi zarrachalarni yemirilish fragmentlari tadqiq etiladi. Masalan,

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-,$$
$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-,$$

reaksiyalarda "g’alati" zarralar: K^+ - mezon, Σ^- va Λ^o - giperonlar kashf qilingan.

3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlar

Yuqorida qayd qilinganidek, tabiatda prinsipial farqlanadigan 4 xil fundamental o'zaro ta'sirlar mavjud: kuchli (S), elektromagnit (E), kuchsiz (W) va gravitatsion (G). Ular bir-biridan o'zaro ta'sir intensivlik (doimiylik) lari α_i, ta'sir radiuslari R_i va xarakterli vaqtlari τ_i hamda simmetriya xossalari bilan farqlanadilar.

Tajribalar ko'rsatadiki,

$$\alpha_S \sim 1, \qquad \alpha_E \sim 10^{-2}, \ \ \alpha_W \sim 10^{-10}, \ \alpha_G \sim 10^{-38}, \qquad (4.2)$$
$$R_S \sim 10^{-15}\ м, \qquad R_E = \infty, \qquad R_W \sim 10^{-18}\ м, \qquad R_G = \infty, \qquad (4.3)$$
$$\tau_S \sim 10^{-23}\ с, \ \tau_E \sim 10^{-20}, \quad \tau_W \sim 10^{-13}\ с, \qquad \tau_G = ?. \qquad (4.4)$$

Kuchli o'zaro ta'sir. *Elementar zarralarning kuchli o'zaro ta'siri o'ziga xos o'lchamsiz doimiy bilan xarakterlanadi:*

$$\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi hc} \approx 15 \qquad (4.5)$$

bunda g - kuchli o'zaro ta'sir "zaryadi" (mezon zaryadi). Kuchli ta'sirning asosiy xossalari:

a) ta'sir radiusi juda kichik

b) yadrolar barqarorligini ta'minlaydi

v) universal emas

g) eng yuqori simmetriyaga ega

d) yadroda nuklonlar π^o, $\pi^\pm$, $K^\pm$ kabi mezonlar almashinish tufayli bog’lanadi, kvarklar esa glyuonlarga almashinadi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir. Elektromagnit kuchlar nisbatan yaxshiroq o'rganilgan. Zarralarning o'zaro elektromagnit ta'sirlashuv kuchi kuchli o'zaro ta'sirga qaraganda ancha ojiz, boshqa kuchlarga nisbatan esa o'ta kuchlidir. Elektromagnit kuchlarining ta'sir doirasi 10^{-12} sm dan tortib kosmik masofalargacha davom etadi. Ko'pchilik fizikaviy hodisalar: atomlar va molekulalar tuzilishi, kristallar, ximiyaviy reaksiyalar, jismlarning termik va mexanikaviy xususiyatlari, radioto'lqinlar, quyosh va yulduzlarning nurlanishi va hokazo hodisalar elektromagnit kuchlarining ta'sir doirasiga kiradilar.

Elektromagnit o'zaro ta'sir har xil zarralarda har xil shiddat bilan namoyon bo'ladi. Elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralarda eng katta elektromagnit o'zaro ta'sir kuchlari vujudga keladi. Massasi va spini nolga teng bo'lmagan zaryadsiz zarralar o'zaro kuchsizroq elektromagnit ta'sirda bo'ladilar. Eng kuchsiz elektromagnit o'zaro ta'sirga neytral, spinsiz zarralar, masalan neytral pi-mezon egadir. Zarralardan neytrino elektromagnit ta'sirni deyarli sezmaydi.

Elektromagnit o'zaro ta'sirni nozik tuzilish doimiysi deb ataluvchi o'lchamsiz kattalik xarakterlaydi:

$$\frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \qquad (4.6)$$

Elektromagnit o'zaro ta'sir zarralarning o'zidan foton chiqarib va yutib turishi jarayonida hosil bo'ladi deb tushuntiriladi. Bunday jarayon ham virtual, ya'ni kuzatib bo'lmaydigan jarayondir.

Kuchsiz o'zaro ta'sir. Agar tabiatda kuchsiz o'zaro ta'sir bo'lmasa, zarralardan faqat neytrino bo'lmas edi. Yadrolar, atomlar, molekulalar, kristallar mavjud bo'laverardi. Faqat barqaror zarralar soni va binobarin, atomlar va materiyaning tuzilish shakllari ancha ko'p bo'lardi. Kuchsiz o'zaro ta'sirning mavjudligi ba'zi bir zarrralarni va natijada jismlarning ba'zi tuzilish shakllarini barqaror qiladi. Shunday qilib, kuchsiz o'zaro ta'sir ko'proq zarralarning parchalanishi bo'yicha "mutaxassisdir". Masalan, myu-mezonlar, zaryadli pi-mezonlar, neytron va boshqa bir guruq oqir zarralarning parchalanishi faqat kuchsiz o'zaro ta'sir orqaligina ro'y beradi. Kuchsiz o'zaro ta'sir jarayonlarining bunchalik xilma-xilligiga qaramasdan ularning hammasi uchun doimiy bitta:

$$\left(\frac{G}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^{-4} \approx 5 \cdot 10^{-14} , \qquad (4.7)$$

$\frac{\hbar}{mc}$ - parchalanuvchi zarraning kompton to'lqin uzunligi, G - parchalanish jarayoni uchun bog’lanish doimiysi.

Kuchsiz o'zaro ta'sir doirasining radiusi eng qisqa bo'lib, taxminan 10^{-16} sm ga teng. Kuchsiz o'zaro ta'sirni tashuvchi zarralar $W^{\pm}$ va Z^{o} oraliq bozonlardir.

Kuchsiz o'zaro ta'sir kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlarga qaraganda kamroq simmetriyaga ega, ya'ni kuchsiz o'zaro ta'sirlarda saqlanish qonunlari ko'proq buziladi.

Gravitatsion o'zaro ta'sir. Gravitatsion o'zaro ta'sir ko'rib o'tilgan o'zaro ta'sirlar ichida eng zaifidir. Tabiatda mavjud to'rtta o'zaro ta'sirlar ichida zarralarning o'zaro gravitatsiya ta'siri uni xarakterlovchi vaqtning juda kattaligi ($\sim 10^{17}$ sek) va unga xos ta'sir kuchining juda kichikligi (10^{-38}) sababli hozirgacha elementar zarralar nazariyasida deyarli e'tiborga olinmaydi.

Gravitatsion o'zaro ta'sir o'zining uchta muhim xususiyati - cheksiz katta ta'sir doirasiga egaligi, absolyut universalligi va har qanday ikki massa o'rtasidagi ta'sir kuchi ishorasining bir xilligiga asosan butun Koinotda, astronomik masshtablarda asosiy rol o'ynaydi. Uchinchi xususiyatiga asosan gravitatsion o'zaro ta'sir kuchi shu ta'sirdagi jismlarning massalari ortishi bilan tez ortadi.

Shu sababli elementar zarralar nazariyasining oxirgi yutuqlari gravitatsion o'zaro ta'sir katta energiyalik zarralar olamida munosib o'ringa ega bo'lishi mumkinligini ko'rsatdi. Haqiqatdan yuqori energiyagacha tezlatilgan zarralarning relyativistik massasi ortishi bilan gravitatsion o'zaro ta'sir sezilarli bo'ladi.

Elektromagnit maydonga qiyos qilib gravitatsion o'zaro ta'sir gravitonlar deb ataluvchi zarralar vositasida vujudga keladi deb hisoblanadi. Har qanday jism, zarralar o'zidan gravitonlar chiqarib turadi. Gravitonning harakatsiz holdagi massasi 10^{-39} - 10^{-42} MeV ga, ya'ni deyarli nolga teng, harakat tezligi yorug'lik tezligidan biroz kam, spini ikkiga teng. Gravitonning to'lqin uzunligi 10^{28} sm. Bu kattalik koinotning radiusiga teng keladi.

Gravitatsion o'zaro ta'sirni xarakterlovchi vaqtning va gravitonlar to'lqin uzunligining cheksiz kattaligi bu ta'sirning butun Olam bo'ylab deyarli so'nmasdan tarqalishiga sabab bo'ladi. Shunday qilib gravitatsiya maydoni bilan o'zaro ta'sirda bo'ladigan har qanday zarra uchun gravitonlar har doim realdir. Real gravitonsiz qech qanday holatning bo'lishi mumkin emas. Bu fikr har qanday o'zaro ta'sirda ham ishirok qiluvchi gravitatsiya maydoni universial ekanligini ko'rsatadi.

4. Bosqichma-bosqich o'zaro ta'sirlashish. Materiyaning yagona nazariyasi haqida.

Barcha fundamental o'zaro ta'sirlar mexanizmlarining (almashinuv xarakteri) umumiyligi materiya tuzilishining yagona nazariyasini qurishga intilishlarni keltirib chiqardi. Bunday harakatga mashhur A.Eynshteyn o'zining oxirgi sal kam 50 yillik umrini, V.Geyzenberg esa oxirgi 20 yil faoliyatini bag'ishladi.

Hozirgi zamon fizikasining rivojlanishi shuni ko'rsatadiki, fundamental o'zaro ta'sir doimiylari α_i qat'iy aniq qiymatga ega bo'lmasdan, balki o'zaro ta'sirlashuvchi zarrachalar orasidagi masofaga (r) yoki, baribir, ularning energiyasiga (E) hamda almashinuv zarralarining massa (energiya)siga bog'liqdir. Elementar zarralar orasidagi masofa kamayib (yoki ularning energiyalari) ortib borishi bilan ketma-ket (<u>bosqichma-bosqich</u>) ravishda to'rtala fundamental o'zaro ta'sirlar o'rtasidagi farq yo'qola boradi va shu yo'l bilan yuqorida ko'rib chiqilgan 4 ta fundamental o'zaro ta'sirni yagona o'zaro ta'sirga birlashtirish masalasi tug'iladi.

S.Vaynberg, Sh.Gleshou va A.Salam (1979)larning nazariy ravishda ko'rsatishicha, leptonlar va kvarklar $\lambda_w \sim \frac{\hbar}{m_w c} \sim 10^{-18}$ m masofagacha yaqinlashganda ular energiyasi $E_w \sim m_w c^2 \sim 10^{11}$ eV bo'lgan oraliq bozonlar almashinib ta'sirlasha boshlaydi. $E \gg E_w$ energiyalarda ($\lambda \ll \lambda_w$) oraliq bozonlarning tinchlikdagi massasini hisobga olmasa ham bo'ladi va bu holda ularning fotonlardan farqi qolmaydi, ya'ni elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlar o'rtasidagi farq yo'qoladi. <u>*Shunday qilib, 1-bosqich birlashuv sodir bo'ladi: elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sir kuchlari elektrokuchsiz o'zaro ta'sir kuchining xususiy ko'rinishlari bo'lib qoladi.*</u> Vaynberg, Gleshou va Salamlarning elektrokuchsiz o'zaro ta'sir nazariyasida bashorat qilingan $W^{\pm}$, Z^{o} oraliq bozonlar1984 yili K.Rubbia va S.Van der Meyerlar tomonidan eksperimental kashf etildi.

<u>*Hozirgi kunlarda fiziklar lokal kalibrli invariantlik va simmetriyaning spontan buzilishi nazariyalari asosida elementar zarralarning yanada umumiyroq nazariyasini ishlab chiqishga kirishganlar: kuchsiz, elektromagnit va kuchli o'zaro ta'sirlarning yagona nazariyasi qurilgan. Unga ko'ra bu uchchala o'zaro ta'sir elektroyadroviy o'zaro ta'sir ("Buyuk birlashuv kuchi")ning xususiy hollari deb*</u>

qaraladi. R~ 10^{-32} m masofalarda (- 10^{15} GeV energiyalarda) bozonlar va glyuonlar o'rtasida farq yo'qoladi (2-bosqich birlashuv). "Buyuk birlashuv" nazariyasiga muvofiq juda yuqori energiyalarda leptonlar va kvarklar $m_x c^2 \sim 10^{15}$ GeV energiyali kvantlar almashinib, bir-birlariga aylana oladilar. Boshqacha aytganda elektroyadroviy o'zaro ta'sirga nisbatan barion zaryad B va lepton zaryad L larning saqlanish qonunlari buziladi. Bu nazariyaga muvofiq protonning o'rtacha yashash davri $\tau_p^{\text{н аз}} \approx 10^{30 \pm 3}$ yil bo'lib,

$$p \to \pi^o + e^+$$

sxema bo'yicha parchalanishi mumkin. Biroq bunday jarayon haligacha kuzatilgan emas. 10^{15} GeV energiyali zarralar hatto kosmik nurlar tarkibida ham topilmagan. Shunga qaramasdan gravitatsion o'zaro ta'sirni ham xususiy hol sifatida hisobga olib, barcha 4 ta turdagi o'zaro ta'sirlarning (materiyaning) yagona nazariyasini qurish ustida qizg'in nazariy ilmiy-tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Maydon kvantining energiyasi "Plank massasi" deb ataluvchi $m_p c^2 \sim 10^{19}$ GeV qiymatga etganda gravitatsion o'zaro ta'sirni ham kvant nazariyasi bilan ifodalash zarurati tug'iladi. *Bunday sharoitda foton, oraliq bozonlar, glyuonlar va graviton o'rtasida farq yo'qoladi va to'rtala o'zaro ta'sir "kengaytirilgan supergravitatsiya" deb ataluvchi yagona o'zaro ta'sirga birlashadi (3-bosqich birlashuv).* "Buyuk birlashuv" va "kengaytirilgan supergravitatsion" o'zaro ta'sirlar Koinot evolyutsiyasining dastlabki paytlarida ro'y bergan bo'lishi mumkin deb taxmin qilinadi.

5. Olamning fizik tasavvuri falsafiy kategoriya sifatida

Olam shunchalik turli-tumanki, barcha jismlar birgina navli zarralardan tuzilmaganligiga hech qanday shubqa yo'q. Biroq ajablanadigan joyi shundaki, yulduzlarning moddasi xuddi Yerning moddasi singaridir. Koinotdagi barcha jismlarni hosil qiluvchi atomlar mutlaqo bir xil tuzilishga ega. Jonli organizmlar ham xuddi jonsiz organizmlar tuzilgan atomlardan iborat.

Elementar zarralar va ularning aylanishlari kashf etilgandan keyin materiya tuzilishining birligi olamning yagona manzarasida asosiy o'ringa chiqdi. Bu birlikning zamirida barcha elementar zarralarning moddiyligi yotadi. Turli elementar zarralar materiya mavjudligining turli konkret shakllaridir.

Olamning fizik manzarasi haqidagi klassik tasavvurlarning revolyutsion o'zgarishi materiyaning kvant xossalari kashf etilgandan so'ng ro'y berdi. Mikrozarralarning qarakatini tavsiflovchi kvant fizikasi paydo bo'lgandan so'ng olamning yagona fizik manzarasida yangi elementlar ko'zga tashlana boshladi.

Materiyani uzlukli tuzilishiga ega bo'lgan moddaga va uzluksiz maydonga bo'linishi o'zining absolyut ma'nosini yo'qotdi. Har bir maydonga shu maydonning o'z zarralari (kvantlari) mos keladi: elektromagnit maydonning zarrasi fotonlar, yadro maydonining zarrasi π -mezonlar yanada chuqurroq sathda esa glyuonlar va qokazo.

O'z navbatida barcha zarralar to'lqin xossalarga ega. Korpuskulyar-to'lqin dualizmi materiyaning barcha shakllariga xos.

Kvant nazariyasining prinsiplari mutloqo umumiy bo'lib, barcha zarralarni, ular orasidagi o'zaro ta'sirlarni va ularning o'zaro aylanishlarini tavsiflash uchun qo'llanilaveradi.

Shunday qilib, hozirgi zamon fizikasi tabiat birligining ko'p tomonlarini yaqqol namoyish qilmoqda. Biroq olam birligining ko'p tomonlarini, ehtimol, hatto bu birlikning fizik moqiyatini bilib olishga hali muvaffaq bo'lingani yo'qdir. Nima uchun shunchalik ko'p elementar zarralar mavjudligi noma'lum. Nima uchun ularning muayyan massalari, zaryadlari va boshqa xarakteristikalari mavjudq hozirgacha barcha bu kattaliklar eksperimental aniqlab kelindi.

Fizikada aniqlanadigan fundamental qonunlar o'zlarining murakkabligi va umumiyligi bilan har qanday hodisalarni o'rganish asoslanadigan dalillardan ancha ustun turadi. Biroq, ular ham bevosita kuzatiladigan sodda hodisalar haqidagi bilimlar kabi to'g’ri va shu darajada obyektivdir. Bu qonunlar hech qachon, har qanday sharoitlarda ham buzilmaydi.

Fizika fanining taraqqiyoti falsafiy qarashlarda tub burilishlarga olib keldi va bir qator muammolarni keltirib chiqardi. Masalan, kvarklarni nazariy kashf etilishi va ularni erkin holda kuzatish printsipial mumkin emasligi "narsa o'zida" tezisini qayta anglashga olib keldi. Fizikaning rivojlanishi va materiyaning yagona nazariyasini qurilishi yagona olamning fizik manzarasini yaratish imkonini berdi, dunyoni bilishning ilmiy asosini vujudga keltirdi. Dialektik materializmning "materiya shakllari va xususiyatlari cheksizdir" degan tezisi tasdiqlanib bormoqda.

MUSTAHKAMLASh UChUN SAVOLLAR:

1. Materiya va modda tushunchalarini izohlab bering.
2. Fizik maydonlarning turlari, tabiati, asosiy xususiyatlarini bayon qilib bering.
3. Elementar zarra deganda nimani tushunasiz?
4. Lepton va adronlarning farqi nimada?
5. Kvarklar turlari va xarakterli xususiyatlarini tushuntiring.
6. Fundamental o'zaro ta'sirlar haqida nima bilasiz?
7. Bosqichma-bosqich o'zaro ta'cirlashishni qanday tushunasiz?
8. S.Vaynberg, Sh.Gleshou va A.Salamlar qaysi ilmiy tadqiqoti uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan?
9. Oraliq bazonlar va gravitonlar haqida tushuncha bering?
10. Olamning yagona fizik tasavvuri nimalardan iborat?

ADABIYoTLAR

1. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.: Visshaya shkola", 2000, gl. 46.
2. A.I.Naumov. Fizika atomnogo yadra i elementarnix chastits. M.: Prosveùeniya 1984, gl. VIII.
3. Fundamentalnaya struktura materii. M.: "Mir", 1984. 173-204.
4. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki, kniga 5. Kvantovaya optika, atomnaya fizika, fizika tverdogo tela, fizika atomnogo yadra i elementarnix chastits. 1998.
5. O.Axmadjonov. Fizika kursi. IIIq. T.1989,
6. R.Bekjonov. Yadro fizikasi. T. "O'qituvchi", 1975. IX bob, 213-260 b.

5-ma'ruza: MAKSVELL TENGLAMALARI TAJRIBA NATIJALARINING UMUMLASHMASI SIFATIDA

R E J A

1. Kulon qonunining maydon taxlili
2. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining differensial shakli

1. Kulon qonuni bir jinsli muxitda joylashgan va dielektrik doimiyligi ε ga teng bo'lgan 2 ta nuqtaviy e_1 va e_2 zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini aniqlaydi:

$$F = (1/4\pi\varepsilon)*(e_1*e_2/r^2) \qquad (1)$$

bu yerda r-zaryadlar orasidagi masofa. Elektromagnit maydon tasavvuri nuqtai-nazaridan bu o'zaro ta'sir jarayoni quydagicha amalga oshadi.

1) Nuqtaviy zaryad, masalan e o'zini o'rab turgan fazoda elektr maydoni xosil qiladi. Bu madon kuchlanganligi quyidagi formula bilan ifodalanadi.

$$\vec{E} = (1/4\pi\varepsilon)*(e_1/r^2)*(\vec{r}/r) \qquad (2)$$

bu yerda $\vec{r} - e_1$ zaryad joylashgan nuqtadan elektr maydoni kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan radius vektor:

2) Nuqtaviy zaryad e_2 tashqi $\vec{E}$ maydonda, shu maydon tomonidan xosil qilingan $\vec{F}$ kuch ta'sirini sezadi.

$$\vec{F} = e_2 * \vec{E} \qquad (3)$$

(3) ga (2) dan $\vec{E}$ ni qiymatini qo'yib

$$\vec{F} = (1/4\pi\varepsilon)*(e_1*e_2/r^2)*\vec{r}/r \qquad (4)$$

ni xosil qilamiz.

Shunday qilib Kulon qonuni (1), (2) va (3) formulalar tarkibiga kirishligi ko'rsatildi.

$\vec{E}$ elektr maydoniga joylashtirilgan nuqtaviy zaryadga ta'sir qiluvchi kuchning ifodasi (3) umumiy xarekterga ega bo'lib $\vec{E}$ maydonning paydo bo'lish sababiga bog'liq emas. Shuning uchun Kulon qonuni (2)-ifodani tarkibida deyish mumkin. Uni quydagicha yozish qulay

$$\varepsilon\vec{E} = \vec{D} = 1/4\pi * e/r^2 * \vec{r}/r \qquad (5)$$

bu yerda $\vec{D}$ -elektr maydonining induksiya vektori.

Oxirgi ifodadan ko‘rinadiki, induksiya vektori masofaning kvadratiga tekari proporsional ravishda kamayib boradi va zaryadlarning qaralayotgan taqsimotida muxitga bog‘liq emas. Ya’ni bo‘shliqda va muxitda bir xil masofada (zaryaddan) bir xil qiymatga ega.

2. Gauss teoremasining differensial shakli.

Elektr induksiyasi vektorining e zaryadni o‘rab turuvchi S yopiq sirt orqali oqimini xisoblaymiz.

$$N = \oint_S \vec{D} * d\vec{S} \qquad (6)$$

Birinchi rasmdan ko‘rinadiki

$$dS^{/} = \vec{r}/r * d\vec{S} = dS\cos(\vec{r}/r, d\vec{S}) \qquad (7)$$

$d\vec{S}$ yuza elementining qaralayotgan nuqtaga o‘tkazilgan radius vektorining yo‘nallishiga perpendikulyar yo‘nalishda olingan proeksiyasidan iborat.

Demak,

$$dS^{/}/r^2 = d\Omega \qquad (8)$$

e-zaryad joylashgan nuqtadan qaraganda sirt elementi ko‘rinadigan fazoviy burchakning elementidan iborat.

(7), (8) va (5) larni xisobga olgan xolda (6) ko‘rinishidagi integralni xisoblash mumkin.

$$N = e/4\pi\oint_S 1/r^2 * \vec{r}/r * d\vec{S} = e/4\pi\oint_S dS^{/}/r^2 = e/4\pi\oint_S d\Omega = e \qquad (9)$$

Oxirgi tenglikda yopiq sirt ichida joylashgan nuqtadan turib qaralganda to‘la fazoviy burchakning kattaligi 4π ga teng bo‘lishligi xisobga olingan.

Agar zaryad S yopiq sirtdan tashqarida joylashgan bo‘lsa, u xolda

$$\oint_S \vec{D} * d\vec{S} = 0 \qquad (10)$$

Agar bir qancha nuqtaviy zaryadlar mavjud bo‘lsa, u xolda

$$\vec{D} = \sum_i \vec{D}i \qquad (11)$$

ga teng bo‘ladi. Bu tajriba natijasidan olingan fakt bo‘lib, superpozitsiya prinsipi nomini olgan. Bunga ko‘ra $\vec{D}$ kattaliklar bo‘ysunadigan tenglamalar chiziqli bo’lishi zarur. Ichida e_i zaryadlar mavjud bo’lgan S yopiq sirt orqali $\vec{D}$ vector oqimini toppish uchun quyidagi tenglamaga ega bo’lamiz:

$$N = \oint_S \vec{D}d\vec{S} = \sum_i \oint_S \vec{D}d\vec{S} = \sum_i e_i \qquad (12)$$

Shunday qilib, yopiq sirt orqali elektr induktsiya vektorining oqimi sirt ichidagi zaryadlar yig’indisiga teng ekan. Bu Gausning elektrostatik teoremasi nomi bilan ma’lum.

Zaryadlarning uzliksiz taqsimotini zaryadlarning yetarlicha kichik ΔV_i hajm elementida joylashgan jamlanmasi deb qarash mumkin. $\Delta V_i \to 0$ chegarasida bu zaryadlarni nuqtaviy deyish mumkin. U holda (12) teorema quyidagi ko’rinishga keladi:

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \lim_{\Delta V_i \to o} \sum_i \rho \Delta V_i = \int_V \rho dV \qquad (13)$$

(13) ifodadagi kattaliklarni differensial ko’rinishga keltirish uchun unga Gauss-Ostrogradskiy teoremasini tadbiq etamiz:

$$\oint_S \vec{A}d\vec{S} = \int_V div\vec{A}dV \qquad (14)$$

(13) ning chap tomoniga ushbu teoremani tadbiq etsak:

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \int_V div\vec{D}dV \qquad (15)$$

(13) va (15) larni hisobga olsak:

$$\int_V \{div\vec{D} - \rho\} dV = 0 \qquad (16)$$

Oxirgi tenglik integrallash hajmi V ixtiyoriy tanlanishi mumkin bo‘lganda o‘rinli. Lekin agar ixtiyoriy soha bo‘yicha integrallash natijasi 0 bo‘lsa, u xolda integral ostidagi funksiyaning o‘zi xam nolga teng bo‘ladi, demak

$$div\vec{D} = \rho \qquad (17)$$

Bu munosabat Maksvell tenglamalarining biri xisoblanadi. Uni keltirib chiqarish jarayonida ishonch xosil qildikki u Gauss teoremasining differensial ko‘rinishidan iborat ekan.

Maksvellning bu tenglamasini fizik ma’nosi shundan iboratki elektr maydon induksiyasi vektori $\vec{D}$ ning manbai bo‘lib elektr zaryadlari xisoblanadi. Uning chiziqlari musbat zaryadlarda $(\rho > 0)$ boshlanib, manfiy zaryadlarda ($\rho<0$) tugaydi. Demak, aytish mumkinki elektr maydon induksiyasi vektorining divergensiyasini 0 ga teng emasligi elektr maydonini elektr zaryadlari tomonidan yuzaga keltirilishini belgilaydi.

1. Raximov A.U., Otaqulov B.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazarisi” 1-kitob 12-16 betlar

2. Matveev A.N. “Elektrodinamika” 24-34-betlar

4-ma’ruza: MAKSVELL TENGLAMALARI TAJRIBA NATIJALARINING UMUMLASHMASI SIFATIDA mavzusi bo‘yicha 2-ma’ruza

R E J A

1. Uzliksizlik tenglamasi va siljish toki.
2. To‘la tok qonunining umumlashgan differensial shakli.

1. Uzliksizlik tenglamasi va siljish toki
a) Uzliksizlik tenglamasi

Tajribada aniqlangan zaryadning saqlanish qonuni matematik ko‘rinishda uzliksizlik tenglamasi orqali ifodalanadi.
V hajm ichiga qamalgan q zaryadning miqdori

$$q = \int_v \rho dv \qquad (1)$$

Agar qaralayotgan xajm ichida zaryad miqdori q o‘zgaradigan bo‘lsa uni chegaralab turuvchi sirt orqali zaryadlarning xarakati kuzatilishi zarur.
dt vaqt ichida shu sirtni kesib o‘tuvchi zaryadlar miqdori

$$dt\int_S \vec{j}d\vec{S} \qquad (2)$$

ga teng.
Agar zaryadlar qaralayotgan hajmdan chiqayotgan bo‘lsalar bu kattalik musbat, xajmga kelib kirayotgan bo‘lishsa manfiy deb qabul qilamiz.
Ikkinchi tomondan zaryadlarning chiqishi va kirish zaryadning saqlanish qonuniga ko‘ra V xajm ichida zard miqdori q ni shuncha miqdorga orttirishi yoki kamaytirishi zarur. Bu o‘zgarish dt vaqt ichida

$$dt * \delta q / \delta t = dt\int_V \delta\rho / \delta t * dv \qquad (3)$$

Zaryadning saqlanish qonuniga ko‘ra (3) va (2) kattaliklar, absalyut qiymatlari jixatidan teng, ishorali qarama-qarshidir:

$$\int_S \vec{j}d\vec{S} = -\int_V \delta\rho / \delta t * dV \qquad (4)$$

(4) ni chap tomoniga Gauss-Ostrogradskiy teoremasini qo‘llab uni quydagicha yozish mumkin:

$$\int_V (\delta\rho / \delta t + div\vec{j}) * dV = 0 \qquad (5)$$

Oxirgi ifoda ixtiyoriy V xajm uchun o‘rinli bo‘lganligi sababli, integral ostidagi ifodani nolga teng deb xisoblash mumkin.

$$\delta\rho/\delta t + div\vec{j} = 0 \qquad (6)$$

Shu tenglama uzliksizlik tenglamasi deyiladi. Doimiy toklar uchun ρ barcha nuqtalarda o‘zgarmas va demak

$$\delta\rho/\delta t = 0 \qquad (7)$$

Shuning uchun doimiy toklar qaralganda uzliksiz tenglamasi

$$div\vec{j} = 0 \qquad (8)$$

ko‘rinishga ega bo‘ladi. Bundan o‘zgarmas tok chiziqlarini boshi xam, oxiri xam yo‘qligi ko‘rinadi. O‘zgaruvchan toklar uchun umuman aytganda

$$div\vec{j} = -\delta\rho/\delta t \neq 0 \qquad (9)$$

Demak $\vec{j}$ vektorining kuch chiziqlari zaryad zichligi o‘zgargan nuqtalarda yo boshlanadi yoki tugaydi. Shu sababga ko‘ra $\vec{j}$ vektorning chiziqlari yopiq bo‘lishi shart emas. Misol tariqasida o‘z tarkibida kondesatori bo‘lgan elektr zanjirini keltirish mumkin.

b) Siljish toki.

O‘zgaruvchan toklar uchun zanjirda kondesatorning bo‘lishi tokning o‘tishiga to‘sqinlik qila olmaydi. Lekin bu xolda xam kondesator qoplamalari orasida zaryad ko‘chishi kuzatilmaydi. Shuning uchun kondesator qoplamalari orasida o‘tkazuvchanlik tokining mavjudligiga ekvivalent qandaydir bir jarayon o‘rinli bo‘ladi deb, faraz qilishga to‘g‘ri keladi. Kondesator qoplamalari orasidagi shu o‘tkazuvchanlik tokiga ulanuvchi tokni siljish toki deyiladi.

Uni matematik ifodasini olish uchun Maksvellning tenglamasini $\rho = div\vec{D}$ ko‘rinishida yozib, xar ikkala tomonini vaqt bo‘yicha differensiallaymiz.

$$\delta\rho/\delta t = div \cdot \delta\vec{D}/\delta t \qquad (10)$$

Uzliksizlik tenglamasi (6) dan δρ/δt ni qiymatini (10) ga qo‘yib $div(\delta\vec{D}/\delta t + \vec{j}) = 0$ ekanligini topamiz. Bundan ko‘rinadiki $j_{тўла} = \delta\vec{D}/\delta t + \vec{j}$ vektorning kuch chiziqlari doimo yopiq. Bu yerda $\vec{j}$ -o‘tkazuvchanlik tokining zichligi,

$$\vec{j}_{сил} = \delta\vec{D}/\delta t \qquad (11)$$

vektor esa siljish tokining zichligi yoki qisqa qilib siljish toki deyiladi.

O‘zining fizik tabiatga ko‘ra siljish toki o‘tkazuvchanlik toki bilan mutlaqo umumiyligi yo‘q. Chunki siljish tokining zichligi qaralayotgan nuqtadagi elektr maydonining o‘zgarish tezligiga bog‘liq. Lekin bu kattalikni tok deyilishi tasodifiy emas. Gap shundaki siljish toki xam, o‘shanga teng o‘tkazuvchanlik toki atrofida qancha magnit maydoni xosil qilsa, shuncha magnit maydonini xosil bo‘lishi bilan birga kuzatiladi. Shunday qilib aytish mumkinki elektr maydonining o‘zgarishi magnit maydonini yuzaga keltiradi. Bu xodisa ko‘rinib turganidek elektr va magnit maydonlari orasidagi bog‘lanishni to‘ldiradi.

2. To‘la tok qonunini umumlashgan differensial ko‘rinishi.

Doimiy toklar uchun to‘la tok qonuni deb atalgan qonun o‘rinli bo‘lib, bu qonunga ko‘ra biror yopiq kontur orqali magnit maydoni kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi shu kontur qamrab olgan toklarning algebraik yig‘indisiga teng. Uning matematik ko‘rinishi quyidagicha:

$$\int_L \vec{H} d\vec{l} = I \qquad (12)$$

To‘la tok qonuni cheksiz to‘g‘ri tok uchun Bio-Savar qonunidan keltirib chiqarilishi mumkin. (mustaqil o‘rganish uchun berilib, adabiyot ko‘rsatiladi)

Agar L kontur tokni qamrab olmasa (12) ni 0 ga teng bo‘lishi yaqqol ko‘rinib turibdi. Akincha, qamrab olingan toklar bir qancha bo‘ladigan bo‘lsa, u xolda ularning xosil qilgan magnit maydoni xar birini aloxida-aloxida xosil qilgan maydonlari yig‘indisiga teng bo‘ladi.

U xolda

$$\int_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_i \oint \vec{H}_i \cdot d\vec{l}_i = \sum_i I_i = I \qquad (13)$$

Oxirgi formulada I_i ning ishorasi integrallashda tokning yo‘nalishi va konturning aylanish (obxod) yo‘nalishiga bog‘liq bo‘ladi. Agar integrallashda ular o‘ng vint sistemasini xosil qilishsa u xolda I_i ning ishorasi musbat, yoki aksincha bo‘lsa manfiy. Demak (13) dagi I ni L kontur tomonidan qamrab olingan toklarning algebraik yig‘indisi, ya’ni to‘la tok, deb aytish mumkin. Oxirgi ko‘rinishda to‘la tok qonuni cheksiz to‘g‘ri toklar uchun isbot qilindi. Endi (13) ni xar qanday ko‘rinishdagi tok uchun yozish maqsadida uni differensial shaklda yozamiz.

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S} \qquad (14)$$

bu yerda S-L konturga tortilgan sirt. Shuni e’tiborga olsak (13) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{i}\, d\vec{S} \qquad (15)$$

Bu tenglikni chap tomonini Stoks teoremasiga asosan:

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \int_S rot\vec{H}d\vec{S} \qquad (16)$$

ko‘rinishda yozishga xaqlimiz. Natijada (15) munosabat quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$\int_S (rot\vec{H} - \vec{j}) \cdot d\vec{S} = 0 \qquad (17)$$

L-kontur ixtiyoriy bo‘lgani uchun, unga tortilgan S sirt xam ixtiyoriy. Shuning uchun avalgi bir necha bor qilingan muloxazalarga ko‘ra (17) da integral ostidagi funksiyaning qiymati 0 ga teng deb qaralishi mumkin. Ya’ni

$$rot\vec{H} - \vec{j} = 0 \ \text{ yoki } \ rot\vec{H} = \vec{j} \qquad (18)$$

Shu munosabat differensial munosabatdir. Chunki uning ko‘rinishi $\vec{j}$ ni boshqa nuqtalarda o‘zini qanday tutishishga bog‘liq emas. Shuning uchun oxirgi ifodada cheksiz to‘g‘ri tokni tadqiq qilib chiqarilganidan qat’iy nazar u ixtiyoriy toklar uchun to‘g‘ri deb qaralishi mumkin.

Yuqorida magnit maydoni nafaqat o‘tkazuvchanlik toklari tomonidan, balki siljish toki tomonidan xam xosil qilinishi mumkinligi ta’kidlab o‘tilgan. Shuning uchun (12) ko‘rinishida o‘tkazuvchanlik toki uchun yozilgan to‘la tok qonunini siljish tokiga xam tadbiq qilsak, bu qonunni tabiiy umumlashgan ko‘rinishini olishimiz mumkin. Demak (12) dagi I ni o‘tkazuvchanlik toki va siljish tokining yig‘indisidan iborat bo‘lgan to‘la tok ma’nosida qarash zarur. Bunda $\vec{j}$ ni o‘rniga o‘tkazuvchanlik tokining zichligi $\vec{j}_{\text{o'tkaz}}$ va siljish tokining zichligi $\vec{j}_{\text{sil}}$ yig‘indisidan iborat bo‘lgan tokning to‘la zichligi yoziladi.

$$\int_L \vec{H}d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \delta\vec{D}/\delta t) * d\vec{S} \qquad (19)$$

Bunda

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \delta\vec{D}/\delta t \qquad (20)$$

Shu formula to‘la tok qonunining umumlashgan differensial ko‘rinishdan iborat.Ayni paytda u Maksvellning differensial tenglamalardan biri xisoblanadi. Unga ko‘ra uyurmali magnit maydoni o‘tkazuvchanlik toklari tomonidangina emas, balki siljish toki tomonidan xam, boshqacha qilib aytganda elektr maydoni o‘zgarishi tufayli xam xosil bo‘ladi.

A D A B I YO T

1. Raximov U.A, Otaqulov B.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 1-kitob 6-9 va 13,
2. Matveev A.N. “Elektrodinamika” 3.5-8, 20-24:34-44 betlar

5-ma’ruza: MAKSVELL TENGLAMALARI TAJRIBA NATIJALARINING UMUMLASHMASI SIFATIDA (davomi)

R E J A

1. Elektromagnit induksiya qonuning differensial shakli.
2. $div\vec{B}=0$ Maksvell tenglamasi.
3. Maksvell tenglamalari sistemasi.

1. Yopiq o‘tkazgich bilan chegaralangan sirt orqali magnit induksiyasi oqimi F o‘zgarganda, induktsion elektr yurituvchi kuchning ta’sirida o‘tkazgichda elektr toki xosil bo‘ladi. Shu xodisani birinchi bo‘lib tajribada 1831-yili (e’tibor bering Maksvell xam shu yili tug‘ilgan) ingiliz fizigi Maykl Faradey kashf qilgan bo‘lib uni bugungi kunda Faradeyning elektromagnit induksiyasi qonuni deyiladi. Bu qonun quyidagi matematik ko‘rinishga ega:

$$\varepsilon^{ind} = -d\Phi / dt \qquad (1)$$

bu yerda (-) ishora induksion elektr yurituvchi kuchning yo‘nalishi bilan oqimning o‘zgarish tezligi yo‘nalishi orasidagi bog‘liqlikni xisobga oladi.

O‘tkazgichdagi elektr toki elektr maydon yuzaga kelganligi sababli paydo bo‘ladi. L yopiq konturdagi elektr yurituvchi kuch miqdoriy jixatdan shu kontur bo‘ylab birlik musbat zaryadni ko‘chirishda elektr maydoni kuchlarini bajargan ishiga teng, ya’ni:

$$\varepsilon^{ind} = \int_L \vec{E}d\vec{l} \qquad (2)$$

Magnit induksiyasi oqimi F quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S}\,. \qquad (3)$$

(2) va (3) larni xisobga olganda (1) quydagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\int_L \vec{E}d\vec{l} = -\delta / \delta t \int_S \vec{B}d\vec{S} \qquad (4)$$

Elektromagnit induksiyasi xodisasi berk o‘tkazgichning mavjud yoki mavjud emasligi bilan bog‘liq emas. Magnit induksiyasini o‘zgarishi xar doim, o‘tkazgich bor yoki yo‘qligiga bog‘liq bo‘lmagan ravishda, elektr maydonini paydo bo‘lishi

bilan kuzatiladi. O‘tkazgichning mavjudligi faqat shu maydon ta’sirida tokni xosil bo‘lishiga imkon beradi xolos. Shuning uchun (4) ifoda fazoda fikran ajratilgan xar qanday yopiq kontur uchun o‘rinlidir.
(4) ni chap tomoniga Stoks teoremasini talbiq qilib olamiz.

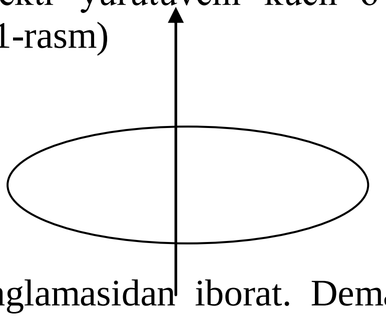
$$\int_S rot\vec{E}d\vec{S} = -\int_S \delta\vec{B}/\delta t * d\vec{S} \qquad (5)$$

S sirt ixtiyoriy bo‘lgani sababli

$$rot\vec{E} = -\delta\vec{B}/\delta t \qquad (6)$$

Bu yerda (-) ishora magnit induksiyasini o‘zgarish tezligi vektori $\delta\vec{B}/\delta t$ va bunda konturda xosil bo‘luvchi induksion elektr yurutuvchi kuch o‘zaro chap vint sistemasini xosil qilishligini ko‘rsatadi. (1-rasm)

Rasm



(6) formula Maksvellning yana bir tenglamasidan iborat. Demak bu tenglama Faradeyning elektromagnit induksiya qonunining differentsial shakldagi ko’rinishiga ega bo’lib, ma’nosi ikki og‘iz so‘z bilan aytganda, magnit maydoni o‘zgarishi uyurmali elektr maydonini xosil qiladi. Ya’ni elektr va magnit maydonlari orasidagi bog‘lanishni yana bir tomonini ifodalaydi. Bu bog‘lanish tarixan, yuqorida aytilgan teskari bog‘lanishga nisbatan avval topilgan.

2. $div\vec{B} = 0$ Maksvell tenglamasi.

(6) ni xar ikkala tomoniga divergensiyalash operatsiyasini tadbiq qilamiz.

$$divrot\vec{E} = -div\partial\vec{B}/\partial t \qquad (7)$$

Rotorning divergensiyasi xar doim 0 ga tengligi sababli: $0 = div\partial\vec{B}/\partial t = \partial/\partial t div\vec{B}$

Shunday qilib $div\vec{B}$ vaqtga bog‘liq emas. Demak $\vec{B}$ ning berilgan qiymatida $div\vec{B}$ kattalik, $\vec{B}$ ning boshqa qiymatlarida xam o‘zgarmaydi. Masalan $\vec{B}$q0 da. Lekin $\vec{B}$q0 da divergensiya 0 ga teng. Bundan xulosa qilish mumkinki u $\vec{B}$ ning xar qanday qiymatida 0 ga teng, ya’ni xar doim

$$div\vec{B} = 0 \qquad (8)$$

Ko‘rinib turibdiki Maksvellning bu tenglamasi mustaqil tenglama emas u (6) tenglama bilan bog‘liq. U magnit induksiyasi vektori $\vec{B}$ ning kuch chiziqlari boshi xam oxiri xam yo‘qligini va bu fakt esa o‘z navbatida magnit maydonini xosil qiluvchi magnit zaryadlarini yo‘qligini bildiradi. Agarda elektr maydonini xosil qiluvchi elektr zaryadlariga o‘xshash magnit zaryadlari xam tabiatda mavjud bo‘lganda edi, magnit maydonining kuch chiziqlari xam yopiq bo‘lmay, balki magnit zaryadidan boshlanib, magnit zaryadida tugagan bo‘lar edi.

3. Maksvell tenglamalari sistemasi.

Avvalgi mavzularda ko‘rsatilganidek quyidagi tenglamalar Maksvell tenglamalari sistemasini xosil qiladi.

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \partial\vec{D}/\partial t \quad \text{(I)} \qquad (9)$$
$$rot\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t \quad \text{(II)}$$
$$div\,\vec{B} = 0 \quad \text{(III)}$$
$$div\vec{D} = \rho \quad \text{(IV)}$$

Bu tenglamalar quydagi moddiy tenglamalar bilan to‘ldirilishi kerak:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E},\ \vec{B} = \mu\vec{H},\ \vec{j} = \lambda\vec{E} \qquad (9^1)$$

(9) va (9^1) ko‘rinishdagi munosabatlar quyidagi uchta shartlar bajarilganda o‘rinli bo‘ladi:
1) Maydondagi barcha moddiy jismlar qo‘zg‘almas
2) $\varepsilon, \mu, \lambda -$ muxitni moddiy xossalarini xarakterlovchi kattaliklar vaqtga va maydon vektorlarining kattaliklariga bog‘liq emas.
3) Maydonda doimiy magnitlar va ferromagnit moddalar yo‘q.

Yuqoridagi tenglamalar xalqaro birliklar sistemasida yozilgan bo’lib, Gaussning absolyut birliklar sistemasida ularning ko‘rinishi quydagicha bo‘ladi:

$$rot\vec{H} = 4\pi/C * \vec{j} + 1/C * \partial\vec{D}/\partial t \quad \text{(I)} \qquad (10)$$
$$rot\vec{E} = -1/C * \partial\vec{B}/\partial t \quad \text{(II)}$$
$$div\vec{B} = 0 \quad \text{(III)}$$
$$div\vec{D} = 4\pi\rho \quad \text{(IV)}$$

Bu yerda C-elektrodinamik doimiylik deyilib uni maxrajga yozish qabul qilingan.

Yuqorida takidlanganidek (II) va (III) tenglammlar to‘la mustaqil tenglamalar emas. $divrotH = 0$ matematik ayniyat tufayli (III) tenglama (II) tenglamani yechishda qo‘shimcha shart vazifasini bajaradi. Shuningdek (I) va (IV) tenglamalr xam mustaqil emas. Buni ko‘rsatish uchun (I) tenglamaga div operatsiyasini qo‘llaymiz.

$$divrot\vec{H} = div\vec{j} + \partial/\partial t * div\vec{D} \qquad (11)$$

$divrot = 0$ ni xisobga olgan xolda

$$\partial / \partial t * div\vec{D} + div\vec{j} = 0 \qquad (12)$$

ni xosil qilamiz. Uzliksiz tenglamasiga ko‘ra $div\vec{j} = -\partial\rho / \partial t$ uni (12) ga qo‘ysak $\partial / \partial t * (div\vec{D} - \rho) = 0$ bundan

$$div\vec{D} = \rho \qquad (13)$$

ni olamiz

Shunday qilib faqat I va II tenglamalargina mustaqil tenglamalardir. Lekin Maksvellning to‘rtala tenglamasi xam mustaqil fizik ma’noga ega. Shu sababli Maksvellning tenglamalar sistemasi 4 ta tenglamadan iborat.

A D A B I YO T

1. Raximov A.U. Otaqulov B.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 1-kitob. 56-59 bet
2. Matveev. A. N. “Elektrodinamika” 6.7 va 8 37-41. 42-44 betlar.

6-ma’ruza: CHEGARAVIY SHARTLAR

R E J A

1.Chegaraviy shartlarnng to‘la sistemasi xaqida tushincha.
2. Magnit maydon induksiyasi vektorining normal tashkil etuvchisi B_n uchun chegaraviy shart.
3. Elektr maydon induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi D_n uchun chegaraviy shart.

1. Chegaraviy shartlar.

Maksvell tenglamalariga kiruvchi ε, μ va λ kattaliklar muxitning moddiy xossalarini xarakterlab, koordinatalarning funksiyalari xisoblanadilar. Bu kattaliklar butun fazoda uzliksiz funksiyalar bo‘lmay, ular turli moddiy muxitlarning ajralish chegaralarida uzilishga uchraydilar. Maksvell tenglamalari va moddiy tenglamalaridan ko‘rinadiki sakrab o‘zgargan nuqtalarda $\vec{E}, \vec{H}, \vec{D}$ va $\vec{B}$ vektorlar xam sakrab o‘zgaradilar.

Maydon vektorlarini turli muxitlarni ajralish chegarasidagi xarakterini belgilovchi shartlar chegaraviy shartlar deyiladi. Chegaraviy shartlar Maksvell tenglamalari yordamida keltirib chiqariladi. Bunda Gauss-Osgrogradskiy va Stoks teoremalari yordamida qator almashtirishlar qilinadi. Bu teoremalarni faqat qaralayotgan integrallash xajmi ichidagi funksiyalar uzliksiz bo‘lgandagina qo‘llash mumkin. Lekin qaralayotgan xollarda funksiyalar (maydon vektorlarida) uzilishiga ega bo’lib, aynan, o‘sha uzilishlarni aniqlash talab qilinadi. Shu qiyinchilikdan qutilish uchun kattaliklar sakrab o‘zgaradigan ajralish chegarasini o‘rniga yupqa o‘tish qatlami mavjud, shu qatlam ichida bu kattaliklar juda tez o‘zgaradilaru, lekin uzliksiz bo‘lib qolaveradilar deb xisoblaymiz. Shu tufayli maydon vektorlari o‘tish qatlamida juda tez o‘zgarib, lekin uzliksizligicha qoladi. Demak yuqoridagi teoremalarni qo‘llash shartini bajarildi deb aytish mumkin. Barcha zarur almashtirishlarni bajargandan so‘ng o‘tish qatlami qalinligini nolga intiltirib chngaraviy shartlarni olamiz.

2) B_n – uchun chegaraviy shart.

Bu shart Maksvellning

$$div\vec{B} = 0 \qquad (1)$$

tenglamasidan keltirib chiqariladi. Ikki muxitning ajralish sirti bilan kesilgan yetarli darajada kichik silindrni qaraymiz. Muxitlarni (1) va (2) deb belgilaymiz. Muxitlarni ajralish sirtiga o‘tkazilgan tashqi normalni 2-muxit tomonga yo‘nalgan deb xisoblaymiz. Silindrni asoslari S_2 va S_1 ular bir-birlariga paralel, ajralish sirtida yotuvchi silindr kesimini S_0 bilan belgilaymiz. Silindr yon sirtining maydoni S_{yon} bo‘lsin. Balandligini esa h ga teng deb olamiz. (1) ni shu silindrning xajmi bo‘yicha integrallaymiz.

$$\int_V div\vec{B}dV = 0 \qquad (2)$$

Gauss-Ostrogradskiy teoremasidan foydalanib:

$$\int_V div\vec{B}dV = \int_{S_1} \vec{B}d\vec{S} + \int_{S_2} \vec{B}d\vec{S} + \int_{S_{ён}} \vec{B}d\vec{S} \qquad (3)$$

S_2 sirt bo‘yicha integrallashda $d\vec{S}$ vektorni $\vec{n}$ normal bo‘ylab yo‘nalganini va S_1 bo‘yicha integrallashda esa qarama-qarshi yo‘nalganligini xisobga olamiz. Biz yetarli darajada kichik silindr olganimiz uchun integrallashda qaralayotgan muxitdagi $\vec{B}$ ni o‘zgarishini e’tiborga olamiz.

$$\int_{S_2} \vec{B}d\vec{S} = \left|\vec{B}_2\right| S_2 \cos(\vec{B}_2, n) = \vec{B}_{2n} S_2 \qquad (4)$$

$$B_{2n} = \left|\vec{B}_2\right| \cos(\vec{B}_2, \vec{n})$$

S_1 sirt bo‘yicha integrallash xam shunga o‘xshash olib boriladi. Faqat bunda vektor $d\vec{S}$ bu sirtda $\vec{n}$ normalga qarama-qarshi yo‘nalganligi e’tiborga olinishi zarur.

$$\int_{S_1} \vec{B}d\vec{S} = \left|\vec{B}_1\right| S_1 \cos(\vec{B}_1, -\vec{n}) = -B_{1n}S_1 \qquad (5)$$

Yon sirt bo‘yicha integral o‘rtacha qiymat to‘g‘risidagi teoremadan foydalanib olinadi.

$$\int_{S_{ён}} \vec{B}d\vec{S} = < B_{ён} > S_{ён} \qquad (6)$$

(6),(5) va (4) larni xisobga olib (3) ni quydagicha yozish mumkin:

$$B_{2n}S_2 - B_{1n}S_1 + < B_{ён} > S_{ён} = 0 \qquad (7)$$

h ni 0 ga intiltirsak $S_2 \to S_0, S_1 \to S_0, S_{ён} \to 0$ intiladi va ($(B_{2n} - B_{1n})S_0 = 0$) bundan $S \neq 0$ bo‘lgani uchun

$$B_{2n} = B_{1n} \qquad (8)$$

Demak magnit maydonning induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi ikki muxit chegarasida uzliksiz.
$B_{2n} = \mu_2 H_{2n} : B_{1n} = \mu_1 H_{1n}$ ekanligini nazarda tutsak va μ_1 xamda μ_2 kattaliklar bir-biriga teng bo‘lmagani uchun magnit maydoni kuchlanganligi vektorining normal tashkil etuvchisi ikki muxit chegarasida uzilishga uchraydi.

3. .$\vec{D}_n$ uchun chegaraviy shart.

Bu shart

$$div\vec{D} = \rho \qquad (9)$$

Maksvell tenglamasidan keltirilib chiqariladi. Uni keltirib chiqarish usuli B_n uchun foydalanilgan usul bilan aynan bir xil faqat rasmdagi $\vec{E}$ ni $\vec{D}$ bilan amlashtirish zarur.

(9) ni tsilindr xajmi bo‘yicha integrallashdan so‘ng:

$$\int_{S2} \vec{D}d\vec{S} + \int_{S1} \vec{D}d\vec{S} + \int_{S_{yon}} \vec{D}d\vec{S} = \int_{V} \rho dV = q \qquad (10)$$

xosil bo‘ladi. Avvalgi shartni keltirib chiqarishdagi barcha xisoblashlarni, aynan takrorlab va h ni 0 ga intiltirib

$$(D_{2n} - D_{1n})S_0 = q \qquad (11)$$

tenglikni olamiz. $q - S_0$ ajralish sirtida taqsimlangan sirt zaryadidan iborat deb tushinmoq zarur. Shuning uchun $\delta = q / S_0$ sirt zaryadining zichligidan iborat. Demak δ_n uchun chegaraviy shart quyidagi ko‘rinishiga ega.

$$D_{2n} - D_{1n} = \delta \qquad (12)$$

Shunday qilib $\vec{D}$ vektorning normal tashkil etuvchisi ajralish sirtida sirt zaryadlari mavjudligi uchun va bu sirt zaryadlari elektr maydoni xosil qilganligi uchun uzilishga uchraydi.
(12) ifoda elektr maydon kuchlanganligi vektori $\vec{E}$ ning normal tashkil etuvchisi uchun xam chegaraviy shartni bildiradi, ya’ni $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ dan foydalanib uni aytilgan xol uchun quydagicha yozishdan

$$\varepsilon_2 E_{2n} - \varepsilon_1 E_{1n} = \delta \qquad (13)$$

buni yaqqol ko‘rish mumkin. Demak D_n gina emas, balki E_n xam sirt zaryadlari mavjudligida sakrab o‘zgaradi.

A D A B I YO T

1. Raximov. U,A, Otaqulov B,O “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 1-kitob, 51-53 bet.
2. Matveev A, N “Elektrodinamika” 145-146 betlar

7-ma’ruza: CHEGARAVIY SHARTLARNING TO‘LA SISTEMASI

R E J A

1. Elektr maydoni kuchlanganligi vektorning tangensial tashkil etuvchisi E_t uchun chegaraviy shart.
2. Magnit maydoni kuchlanganligi vektorining tangensial tashkil etuvchisi H_t uchun chegaraviy shart.
3. Tok zichligi vektorining tangensial va normal tashkil etuvchilari uchun chegaraviy shartlar.

1. E_t – uchun chegaraviy shart
Bu shart Maksvellning

$$rot\vec{E} = -\partial\vec{B} / \partial t \qquad (1)$$

tenglamasidan keltirib chiqariladi. Buning uchun ajralish sirtini l kontur bilan chegaralangan to‘g‘ri to‘rt burchak shaklidagi yetarli darajada kichik S yuzacha bilan kesamiz. U ajralish sirtini 1_0 chizig‘i bo‘ylab kesib o‘tadi. Yuzachaning 1_2 va

1_1 tomonlari o‘zaro va bir vaqtda ajralish sirtiga parallel deb faraz qilaylik 1_{yon}- bilan ajralish sirtini kesib o‘tuvchi tomonni belgilaylik (1)- tenglamani shu S sirt bo‘yicha integrallaymiz.

$$\int_S rot\vec{E}d\vec{S} = -\int_S \partial\vec{B}/\partial t * d\vec{S} \qquad (2)$$

(2) ni chap tomoniga Stoks teoremasini qo‘llab

$$\int_S rot\vec{E}d\vec{S} = \int_{\ell_2} \vec{E}d\vec{I} + \int_{\ell_1} \vec{E}d\vec{I} + \int_{\ell_{ён}} \vec{E}d\vec{I} \qquad (3)$$

Konturni musbat aylanish yo‘nalishini rasmda ko‘rsatilganday tanlaymiz. U xolda:

$$\int_{\ell_2} \vec{E}d\vec{I} = \left|\vec{E}_2\right| I_2 \cos(\vec{E}_2 d\vec{I}_2) = E_{2t} I_2 \qquad (4)$$

$$\int_{\ell_1} \vec{E}d\vec{I} = \left|\vec{E}_1\right| I, \cos(\vec{E}_1, -d\vec{I}_1) = E_{1t} I_1 \qquad (5)$$

$I_{ён}$ bo‘yicha integral va (3) ni o‘ng tomonidagi integrallar o‘rtacha qiymat to‘g‘risidagi teoremadan foydalanib xisoblanadi.

$$\int_{\ell ðH} \vec{E}d\vec{I} = < E_{ён} > I_{ён} \qquad (6)$$

$$\int_S \partial\vec{B}/\partial t * d\vec{S} = < \partial B/\partial t > *S \qquad (7)$$

$$\int_S \partial\vec{B}/\partial t * d\vec{S} = < \partial B/\partial t > *S$$

(4)-(7) larni xisobga olgan xolda (2)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$E_{2t} I_2 - E_n I_1 + < E_{ён} > I_{ён} = - < \partial B/\partial t > *S \qquad (8)$$

Endi 1_{yon}- ni nolga intiltirsak S sirt1_0 chiziqqa tortiladi.

$$I_{.2} \to I_0 \qquad I_1 \to I_0 \qquad I_{ён} \to 0 \qquad S \to 0 \qquad (9)$$

$< E_{ён} >$va $< \partial B/\partial t >$ kattaliklar bunday o‘tishda chekliligicha qoladilar. Demak (9) ni xisobga olinsa (8) quydagi ko‘rinishga o‘tadi:
$(E_{2t} - E_{1t}) I_0 = 0$ bundan

$$E_{2t} = E_{1t} \qquad (10)$$

kelib chiqadi. Demak elektr maydoni kuchlanganligi vektorning tangelsial tashkil etuvchisi uzliksiz. Lekin elektr maydoni kuchlanganligi vektorning tangensial tashkil etuvchisi uzilishga uchraydi. Buni quydagidan ko‘rish mumkin.

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}: \quad D_{2t} = \varepsilon_2 E_{2t} : \; D_{1t} = \varepsilon_1 E_{1t}$$

$$D_{2t} / D_{1t} = \varepsilon_1 E_{1t} = \frac{\varepsilon_{2t}}{\varepsilon_1} : \; D_{2t} = \varepsilon_2 / \varepsilon_1 * D_{1t} \qquad (11)$$

ya’ni $D_{2t} \neq D_{2t}$ ga

2. H_t uchun chegaraviy shart.
Bu shart

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \partial\vec{D} / \partial t \qquad (12)$$

Maksvell tenglamasidan keltirilib chiqariladi. Yuqoridagi muloxazalarni aynan takrorlab va $\vec{E}$ ni $\vec{H}$ ga almashtirib

$$\int_S rot\vec{H}d\vec{S} = \int_S (\vec{j} + \partial\vec{D} / \partial t) * d\vec{S} = I \qquad (15)$$

$$H_{2t} I_2 - H_{1t} I_1 + < H_{ён} > I_{ён} = I \qquad (14)$$

$I_{ён} \to 0$ da $I_2 \to I_0 : I_1 \to I_0 :< H_{ён} > I_{ён} \to 0$ ga aylanadi va I tok 1_0 kesmani kesib o‘tuvchi va sirt orqali oquvchi sirt tokiga aylanib qoladi. Ya’ni:

$$(H_{2t} - H_{1t}) I_0 = I_{sirt} \qquad (15)$$

$i_0 = I_0 / I_0 -$sirt tokini zichligi ekanini e’tiborga, u xolda

$$H_{2t} - H_{1t} = I_c \qquad (16)$$

Bu yerda I_c magnit maydoni tangensial tashkil etuvchisi tanlanadigan yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan yo‘nalishda tanlangan sirt tokining zichligi. Agar ajralish sirtida sirt toklari mavjud bo‘lmasa $I_0 = 0$ u xolda H_t uchun chegaraviy shart quydagicha yoziladi.

$$H_{2t} - H_{1t} \qquad (17)$$

-vektori uchun chegaraviy shartlar
3) $\vec{j}_t -$ uchun chegaraviy shart Om qonunining differensial shakli

$$\vec{j} = \lambda\vec{E} \qquad (18)$$

dan keltirib chiqarilgan. Shu tenglamaning xar ikkala tomonini tangensial yo‘nalishga proeksiyasini tushiriladi.

$$j_{2t} = \lambda_2 E_{2t} : j_{1t} = \lambda_1 E_{1t} \tag{19}$$

bu yerda (1) va (2) indeks avvalgi belgilashlar singari birinchi va ikkinchi muxitlarga tegishli. $\lambda -$ muxitning solishtirma o‘tkazuvchanligi.
Birinchi tenglikni ikkinchi tenglikka xadlab bo‘lib va $E_{2t} = E_{1t}$ ekanligini nazarda tutib, topamiz:

$$j_{2t} / j_{1t} = \lambda_2 / \lambda_1 \tag{20}$$

Shunday qilib, agar ikki muxitning elektr o‘tkazuvchanligi turlicha bo‘lsa, ajralish sirti bo‘ylab tok zichligining qiymati xam uning xar ikkala tomonida turlicha bo‘ladi.
3b) j_n uchun chegaraviy shart uzliksizlik tenglamasidan keltirib chiqariladi.
$div\vec{j} = -\partial\rho / \partial t$
Elektr va magnit maydonlari induksiya vektorlarining normal tashkil etuvchilar uchun chegaraviy shartlarni keltirib chiqarishda qilingan muloxazalarni va xisoblashlarni takrorlab

$$j_{2n} - j_{in} = \partial\theta / \partial t \tag{21}$$

chegaraviy shartni olamiz. Bu yerda sirt zaryadlarning zichligi. Demak tok zichligi vektorining normal tashkil etuvchisi chegara sirtida o‘zgaruvchi sirt zaryadlarining zichligi mavjud bo‘lganda uzilishga uchraydi.

A D A B I YO T

1. Mallin G.X “Klassik elektrodinamika”II-qism 33-39 betlar
2. Raximov U.A.Otaqulov B.O “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 1-kitob 51-56 betlar.
3. Matveev A.N “Elektrodinamika” 68-69 betlar 145-147-betlar

8-ma’ruza: ELEKTROMAGNIT MAYDON UCHUN ENERGIYANING SAQLANISH QONUNI

Reja

1.Energiya oqimi
2.Umov- Poynting vektori

1. Maksvell tenglamalaridan kelib chiqadigan xulosalarni tajriba natijalari bilan solishtirish imkoniyatiga ega bo‘lish uchun, elektromagnit maydon energiyasini maydon vektorlari orqali ifodasini bilish zarur. Bu ifodani olish 5 sirt

bilan chegaralangan qandaydir. U xajmni qaramiz. Faraz qilaylik shuxajmni ichida elektromagnit maydon, toklar mavjud bo‘lib Joul issiqligi Q ajralayotgan bo‘lsin.

Energiyaning saqlash qonuniga ko‘ra bu issiqlik qaralayotgan jarayonda boshqa energiya manbai yo‘qligi tufayli elektromagnit maydon energiyasi xisobiga ajraladi. Umumiy fizika kursida o‘rganilayotgan Joul-Lens qonunining differensial shakliga ko‘ra:

$$Q = \int_v \vec{j}\vec{E}dv \qquad (1)$$

Maksvellning (1) chi tenglamasidan $\vec{j}$ ni topamiz.

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \partial\vec{D}/\partial t$$
$$\vec{j} = rot\vec{H} - \partial\vec{D}/\partial t \qquad (2)$$

(2) ni (1) ga qo‘yamiz.
u xolda

$$Q = \int_v \vec{E}rot\vec{H}dv - \int_v \vec{E} * \partial\vec{D}/\partial t * dv \qquad (3)$$

xosil bo‘ladi. Vektor analizning asosiy formulalarini siga ko‘ra $div[\vec{A},\vec{B}] = \vec{B}rot\vec{A} - \vec{A}rot\vec{B}$ edi, shundan foydalanib

$$\vec{E}rot\vec{H} = \vec{H}rot\vec{E} - div[\vec{E} * \vec{H}] \qquad (4)$$

(II) dagi $rot\vec{E}$ ni xisobga olgan xolda (3) ni quydagicha yozish mumkin:

$$Q = -\int_v div[\vec{E} * \vec{H}]dv - \int_v (\vec{E} * \partial D/\partial t * \vec{H} * \partial\vec{B}/\partial t)dv \quad (5)$$

Endi:

$$\vec{E} * \partial\vec{D}/\partial t = 1/2 * \partial/\partial t * (\vec{E}\vec{D})$$
$$H * \partial B/\partial t = 1/2 * \partial/\partial t * (\vec{H}\vec{B})$$

tengliklarni xisobga olamiz, (bu tengliklarni o‘rinli bo‘lishining sababi $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ va $\vec{B} = \mu\vec{H}$ bog‘lanishlarda) va V xajmni vaqtga bog‘liq emasligini xam nazarda tutamiz:

$$\int_v (\vec{E} * \partial\vec{D}/\partial t + \vec{H} * \partial\vec{B}/\partial t)dv = \partial/\partial t * 1/2\int_v (\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B})dv = \partial w/\partial t \qquad (6)$$

(5)ni chap tomonidagi birinchi integralni ko‘rinishini Gauss-Ostrogradskiy teoremasidan foydalanib o‘zgartiramiz:

$$\int_v div[\vec{E} * \vec{H}]dV = \int_S [\vec{E} * \vec{H}]d\vec{S} = \int_S \vec{P}d\vec{S} \qquad (7)$$

Bu yerda $P = [E * H]$-belgilash kiritilgan. Demak (6) va (7) larni xisobga olganda (5) quydagi ko‘rinishini oladi:

$$\partial W / \partial t = -Q - \int_S \vec{P} d\vec{S} \qquad (8)$$

Oxirgi ifoda elektromagnit maydon uchun energiyani saqlanish qonunini ifodalaydi.(6) da kiritilgan belgilash ya’ni:

$$W = 1/2 \int_v (\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B}) dv \qquad (9)$$

V xajmdagi elektromagnit maydonning energiyasidan iborat. (8) ifoda qaralayotgan xajmdagi elektromagnit maydon energiyasi ikki faktorning ta’sirida o‘zgarilishini ko‘rsatadi:

1) Joul issiqligi ajralib chiqqanda
2) V xajmni chegaralab turuvchi S sirt orqali energiya oqimi yuz berganda.

(8) ning o‘ng tomonidagi ikkinchi xad qaralayotgan xajmni chegaralab turuvchi sirt orqali elektromagnit energiyasi oqimini xisobga olganligi uchun

$$\vec{P} = [\vec{E} * \vec{H}] \qquad (10)$$

Vektor elektromagnit maydon energiyasini fazodagi xarakatini ifodalaydi. Bu vektor Poynting vektroi deyiladi.

9-ma’ruza: ELEKTROSTATIKA

R E J A

1.Elektrostatik maydonlar uchun Maksvell tenglamalari
2. Elektrostatik maydon potensiali.

1. Qo‘zg‘almas elektr zaryadlari tomonidan xosil qilingan elektr maydoni elektrostatik maydon deyiladi. Shuning uchun elektrostatika qo‘zg‘almas zaryadlarning maydonini o‘rganadi. Elektrostatik xodisalar soxasi elektromagnit xodisalarining umumiy soxasidan matematik ravishda quydagi talablar aosida ajratib olinadi.

1) barcha kattaliklar vaqt bo‘yicha o‘zgarmas
2) zaryadlar xarakatlanmaydi, ya’ni $\vec{j} = 0$

Shu shartlarga ko‘ra Maksvell tenglamalari va chegaraviy shartlar quydagi ko‘rinishini oladi.

$$rot\vec{H} = 0 \qquad rot\vec{E} = 0$$

$$div\vec{B} = 0 \qquad div\vec{D} = \rho$$

$$B_{2t} - H_{1t} = 0 \qquad D_{2n} - D_{1n} = \partial$$

$$H_{2t} - H_{1t} = 0 \qquad E_{2t} - E_{1t} = 0$$

Shunday qilib tenglamalar faqat magnit va elektr maydonlariga tegishli bo‘lgan kattaliklarni o‘z ichiga oluvchi ikkita mustaqil tenglamalar guruxiga bo‘linadi. Shuning uchun elektrostatik va magnitostatik maydonlarni butunlay aloxida-aloxida o‘rganish imkoniyati xosil bo‘ladi. Maydonlar vaqtga bog‘lik bo‘lganda ularni aloxida qarash imkoniyati yo‘q ularni birliklarda o‘rganish zarur.

Bir jinsli muxitdagi elektrostatik maydonni qaraylik, demak , vakuum uchun $\varepsilon = \varepsilon_0$. Bu xol Maksvell tenglamalari quyidagi ko‘rinishga ega.

$$rot\vec{E} = 0 \qquad E_{2n} - E_{1n} = \sigma / \varepsilon$$
$$\varepsilon div\vec{E} = \rho \qquad E_{2\tau} - E_{1\tau} = 0 \qquad (1)$$

Elektrostatika quyidagi masalalarni xal qiladi:
1) Zaryadlar ma’lum, ularni xosil qilgan maydonini aniqlash zarur.
2) Elektrostatik maydonlarga joylashgan zaryadlarga ta’sir qiluvchi kuchlarni aniqlash.

Juda kam xollarda uchraydigan yana bir vaziyat xam bor. Unga ko‘ra maydonni ma’lum deb qarab shu maydonni xosil qilgan zaryadlarni taqsimotini topish. Shu sababli dastlabki ikkita masala elektrostatika uchun eng muxim.

1a: Elektrostatik maydonni patensial xarakteri

Rotori nolga teng bo‘lgan xar qanday maydon potensial maydon deyiladi.

$$rot\vec{E} = 0 \qquad (2)$$

bo‘lgani uchun elektrostatik maydonni xam shunday maydonlar qatoriga qo‘shish mumkin. Bunday maydonlardan yana biri konservativ kuchlar maydoni xisoblanadi. Bunday maydonlarda (jumladan elektrostatik maydon xam) bajarilgan ish ko‘chishning shakliga bog‘liq bo‘lmay, yo‘lning boshlang‘ich va oxirgi nuqtalariga bog‘liq bo‘ladi xolos. Shunday ekanligi bevosita (2) dan kelib chiqadi. Buni matematik isboti quydagicha: A va V nuqtalarni tutashtiruvchi g va g^1 yo‘llar mavjud bo‘lsin (1-rasm), g va g^1 yo‘llardan iborat bo‘lgan berk kontur bo‘ylab musbat birlik zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ishni qaraymiz, bu ish:

$$\oint_{г_1-г^1} \vec{E}d\vec{l} = \int_S rot\vec{E}d\vec{S} = 0 \qquad (3)$$

Bu yerda S qaralayotgan sirt (3) ifodani yozishda Stoks teoremasidan foydalanilgan. Shunday qilib

$$\int_{г_1-г^1} \vec{E}d\vec{l} = \int_{г} \vec{E}d\vec{l} + \int_{-r^1} \vec{E}d\vec{l} = \int_{r} \vec{E}d\vec{l} - \int_{r^1} \vec{E}d\vec{l} = 0 \qquad (4)$$

Ya’ni

$$\int_{r} \vec{E}d\vec{l} = \int_{r^1} \vec{E}d\vec{l} \qquad (5)$$

Bu yerda r va r^1 yo‘llar tomoman ixtiyoriy .
Elektrostatik maydonni patensial xarakterini energiyaning saqlanish qonuni va abadiy dvigatelni qurib bo‘lmasligiga asoslangan muloxaza yo‘li bilan xam isbotlash mumkin. Xaqiqatda xam sinash zaryadini L yopiq yo‘l orqali qo‘zg‘almas zaryadlar maydonida ko‘chirib, shu maydon tomonidan qandaydir A ga teng musbat ish bajarilgan va sinash zaryadi ilgargi vaziyatiga qaytganda butun sistema xam oldingi xolatga qaytsa, u xolda L yo‘l bo‘yicha aylanishni ixtiyoriy marta takrorlab, xar safar A ga teng ish bajargan va shu yo‘l bilan abadiy dvigatelni amalga oshirgan bo‘lar edi. Xolbuki buni iloji yo‘q. Shu sababli elektrostatik maydonda zaryadni yopiq yo‘l bo‘ylab ko‘chirishda bajarilgan ish faqat nolga teng bo‘ladi.

2.Elektrostatik maydon potensiali

Elektrostatik maydonning potensial xarakteri, sklyar potensial tushinchasini kiritishga imkon beradi.

Gradientning rotori xar doim nolga tengligi sababli (2) ni umumiy yechimi

$$\vec{E} = -grad\varphi \qquad (6)$$

shakldа yozish mumkin. Formuladagi (-) ishora xech qanday prinsipial axamiyatga ega bo‘lmay, tarixan kirib qolgan. Lekin ishora tufayli (6) dagi maydon kuchlanganligi potensialni kamayib boradigan tomoniga qarab yo‘nalgan bo‘ladi. (5) orqali (6) quydagicha yozilish mumkin.

$$\int_A^B \vec{E}d\vec{l} = -\int_A^B (grad\varphi, d\vec{l}) = -\int_A^B d\varphi = \varphi(A) - \varphi(B) \qquad (7)$$

Oxirgi ifodada

$$d\varphi = \partial\varphi / \partial x * dx + d\varphi / dy * dy + \partial\varphi / dz * dz \qquad (8)$$

ga teng. Chunki dl siljish vektorini tashkil etuvchilari, dx, dy, dzlardan iborat (8) tenglik xaqiqatda xam ikki nuqta orasidagi zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish shu nuqtalarning potensiallarni farqi orqali ifodalanishini ko‘rsatadi.

2a. Potensialni normalash.

Potensial yordamchi kattalik bo‘lib, uning miqdoriy qiymati xech qanday fizik ma’noga ega emas va uni tajribada o’lchab bo‘lmaydi. Potensiallar farqigina fizik ma’noga ega. U tajribada o‘lchanishi mumkin. Lekin bu farq fazodagi barcha nuqtadagi potensiallarning qiymatiga bir xil kattaliklarni qo‘shib, ayrish natijasida o‘zgarmaydi. Shuning uchun potensialni qandaydir bir aditiv kattalikkacha aniqlikda o‘lchash mumkin xolos. Uni o‘zimiz tanlab olishimiz mumkin. Shundan foydalanib ixtiyoriy nuqtadagi potensialni qiymatini oldindan berilgan kattalikka teng deb olishimiz mumkin. Unda barcha qolgan nuqtalardagi potensial qiymati bir qiymatli ravishda aniqlanadi.

Sklyar potensialga bir qiymatli ko’rinishni berish amali potensialni normalash deyiladi. Amaliy elektro texnikada potensialni normalash sharti sifatida yerni potensialini nol deb olish qaraladi. Nazariy fizikada agar zaryadlar fazoning chekli sohasida joylashgan bo‘lsalar potensialni cheksizlikdagi qiymati nolga tenglanadi. Ya’ni $Y\infty I = 0$ (8) ifodada B nuqta cheksizlikda joylashgan deb qaralsa normalash shartiga ko’ra quyidagicha yoziladi.

$$\varphi(A) = \int_A^\infty \vec{E}d\vec{I} \qquad (10)$$

2b. Nuqtaviy va uzliksiz taqsimlangan zaryadlar potensiali.
Nuqtaviy zaryad (e) uchun elektr maydoni kuchlanganligi vektori $\vec{E}$ ning qiymati
$\vec{E} = 1/4\pi\varepsilon * e/r * \vec{r}/r$
(10)dan foydalansak:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{e}{r}\cdot\frac{\vec{r}}{r} \qquad (11)$$

$$\varphi(r) = \int_r^\infty \vec{E}d\vec{I} = 1/4\pi\varepsilon * e/r \qquad (12)$$

r-zaryadlar potensiali aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa. Nuqtaviy zaryadlar sistemasi uchun potensial ko‘rinishini yozishda $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = -grad\varphi_1 - grad\varphi_2 = grad\varphi \quad \varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ superpoitsiya prinsipini e’tibordla tutamiz. U xolda e_i zaryadlar sistemasi uchun potensialning ko‘rinishi
$\varphi_i = +1/4\pi\varepsilon\sum_i e_i/r_i$
bo‘ladi. Bu yerda $r_i - e_i$ zaryaddan potensial xisoblangan nuqtagacha masofa. Agar potensial xisoblanayotgan nuqtaning koordenatalari (x, y, z) va e zaryadni koordinatalari(x_i, y_i, z_i) lar orqali belgilasak

$$\varphi(x,y,z) = 1/4\pi\varepsilon\sum_i e\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2} \qquad (13)$$

Bu formulaning kamchiligi zaryad o‘zi joylashgan nuqta uchun potensyialning qiymati cheksizga teng bo‘lib ketishida. Agar uzliksiz taqsimlangan zaryadlarga o‘tilsa bu kamchilikdan qutilish mumkin.

Agar zaryadlar ρ-zichlik bilan uzliksiz taqsimlangan bo‘lsa butun xajmni ΔV_i cheksiz kichik xajm elementlariga ajratish mumkin. Bu elementlar o‘z tarkibida $\rho_i \Delta V_i$ zaryadlarni mujassamlashtirgan bo‘ladi. $\Delta V_i \to 0$ da bu zaryadlarga (13) formulani qo‘llash mumkin. Natijada quyidagini olamiz:

$\varphi(x,y,z) = Lim$

$$1/4\pi\varepsilon\sum_i \rho_i \Delta V_i / r_i = 1/4\pi\varepsilon\int_v \rho(x^1,y^1,z^1)dx^1dy^1dz^1 / \sqrt{(x-x^1)^2+(y-y^1)^2+(z-z^1)^2}$$

Yoki

$$\varphi = 1/4\pi\varepsilon\int_v \rho dV / r \qquad (14)$$

Agar zaryad S sirtda sirt zichligi bilan taqsimlangan bo‘lsa yuqoridagiga o‘xshash.

$$\varphi = 1/4\pi\varepsilon\int_S \delta dS / r \qquad (15)$$

Bordiyu zaryadlar xam sirtiy xam xajmiy zaryadlardan iborat bo‘lsa, u xolda oxirgi formulalar bitta formula ko‘rinishda yoziladi.

$$\varphi = 1/4\pi\varepsilon\int_v \rho dV / r + 1/4\pi\varepsilon\int_S \delta dS / r \qquad (16)$$

Maxrajida $r -$ masofa turganldigi uchun dastlabki qarashda yana zaryad o‘zi joylashgan nuqta uchun potensial cheksiz qiymatga ega bo‘ladigandek ko‘rinadi. Lekin aslida endi yuqoridagi kamchilik (16) da bartaraf qilingan. Sferik koordinatalari sistemasiga o‘tilsa u narsa yaqqol ko‘rinadi. Chunki bu xolda potensial quydagi ko‘rinishni oladi:

$$\varphi(0,0,0) = 1/4\pi\varepsilon\int_v \rho(r^1,\alpha^1 e^1) r^1 Sin0^1 d0^1 d\alpha^1 dr^1$$

Bundan ko’rinadiki $\rho -$ barcha nuqtalarda chekli, zaryadlar xam fazoning chekli soxasida joylashgan, demak potensial xam barcha nuqtalarda chekli.

A D A B I YO T

1. Raximov U.A., Otaqulov B.O.”Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi”1-kitob, 74-81 bet
2. Tamm I.Ye. “Osnovi teori elektrichestvo” 47-52 betlar
3. Matveev A.N. “Elektrodinamika” 62-63 betlar

9-ma’ruza: ELEKTROSTATIKA MASALALARINI YECHISH USULLARI

R EJ A

1. Pausson tenglamasi va uni yechish orqali potensialni xisoblash.
2. Tasvirlash usuli.

1.Elektrostatikani ko‘p masalalarini yechishda

$$\varphi = 1/4\pi\varepsilon\int_{v}\rho dV/r + 1/4\pi\varepsilon\int_{S}\varphi dS/r \qquad (1)$$

Integraldan emas balki bevosita Pausson va Lapas tenglamalri deb atalgan tenglamalardan kelib chiqish maqsadga tezroq olib keladi. Bu tenglamalarni keltirib chiqarish uchun

$$\vec{E} = -grad\varphi \qquad (2)$$

Formuladan foydalanamiz. Ko‘rinib turibdiki bu formula, elektr maydoni kuchlanganligi bilan elektrostatik maydon potensialini o‘zaro bog‘laydi. Shu formuladan elektrostatik maydon potensiali bilan zaryad zichligi orasidagi munosabatni keltirib chiqarish mumkin. Buning uchun (2) ni xar ikkala tomonini divergensiyalaymiz va Maksvellni 4-tenglamasidan foydalanamiz.

$$divgrad\varphi = -div\vec{E} = -\rho/\varepsilon \qquad (3)$$

$$divgrad\varphi = \nabla^2\varphi \qquad (4)$$

Demak

$$\nabla^2\varphi = \partial^2\varphi/\partial x^2 + \partial^2\varphi/\partial y^2 + \partial^2\varphi/dz^2 = -\rho/\varepsilon \qquad (5)$$

Shu tenglama Pausson tenglamasi deyiladi. Elektr zaryadlari mavjud bo‘lmagan maydon soxalarida bu tenglama quydagi ko‘rinishni oladi.

$$\nabla^2\varphi = \partial^2\varphi/\partial x^2 + \partial^2\varphi/\partial y^2 + \partial^2\varphi/dz^2 = 0 \qquad (6)$$

Pausson tenglamasining bu xususiy ko‘rinishi Laplas tenglamasi deb ataladi. (5) va (6) tenglamalar Pausson va Laplaslar tomonidan birgalikda o‘rganilgan bo‘lib, ula asosan moddiy masalalarni tortishish maydonlarini o‘rganishga yuqoridagi tenglamalarni qo‘llashgan. $\nabla^2 y$ kattalikni ba’zi xollarda $\nabla\varphi$ orqali xam belgilanadi va $\varphi -$ skalyarning laplasizni deb ataladi.

Pausson tenglamasi xajmiy zaryadlarning taqsimoti ma’lum bo‘lsa, ularning maydonini potensialini aniqlash imkonini beradi. Bu differensial tenglamani yechimi ma’lum chegaraviy shartlar bajarilganda (1) bilan bir xil bo‘ladi.

Pausson tenglamasini yana bir afzalligi uni qo‘llanish doirasini (1) ga nisbatan birmuncha kengligida. Chunki (1) formulaga ko‘ra zaryadlar fazoning chekli soxasida joylashgan deb faraz qilinadi va shuning uchun cheksizlikda potensial kuchga tenglab normirovkalash zarur bo‘lib qoladi. Pausson tenglamasi esa zaryadlarni cheksizlikda mavjud bo‘lmasligini va shu sababli potensialni normirovkalashni talab qilmaydi. Pausson tenglamasini yechib φ potensialni topish usuliga doir konkret misollarni bir qanchasi bilan amaliy mashg‘ulotlarimizda tanishib o‘tamiz

2. Elektrostatik masalalarini yechishni yana bir usuli tasvirlash usuli deyiladi. Bu usul elektrostatikani masalalarini yechishda eng muxim usullardan yana biri xisoblanadi.

Uning moxiyati quydagicha nazariyaning asosiy masalasi elektr maydoni potensialini izlashdan iborat. Agar potensial topilsa maydonni topish qiyinchilik tug‘dirmaydi. Buning uchun avval aytib o‘tilganidek $E = grad\varphi$ dan foydalaniladi. Potensialni fazoda taqsimlanishi ekvipotensial sirtlarning shakli bilan xarakterlanadi. Ekvipotensial sirtlarning xar bir nuqtasida potensialni birday qiymatga ega bo‘lishligi bizga ma’lum. Elektr maydoni esa qaralayotgan nuqtada ekvipotensial sirtga o‘tkazilgan normal bilan bir xil yo‘nalgan bo‘ladi.

Nuqtaviy zaryadlar sistemasi uchun ekvipotensial sirtlarning qandayshaklda ekanligini topish prinsipi jixatidan xech qanday murakkablikka ega emas, buning uchun bir-biridan $2d$ masofada joylashgan 2 ta musbat nuqtaviy zaryadlarni qaraymiz.

(1 rasm). Ularni xar birini zaryadini q bilan belgilaymiz. Nuqtaviy zaryadning potensiali undan r masofada yotuvchi nuqtada

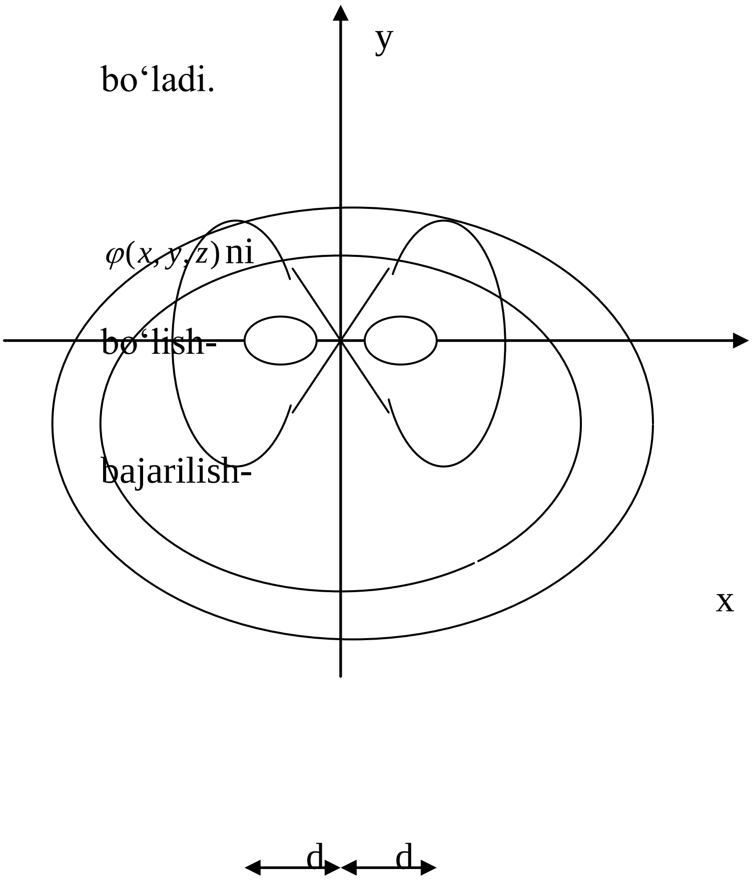
$\varphi = q / 4\pi\varepsilon_0 r$

ga teng bo‘lgani uchun (x,y,z) nuqtadagi ikkita nuqtaviy zaryadning xosil qilgan potensiali

$$\varphi(x,y,z) = q/4\pi\varepsilon_0 (1/\sqrt{(x-d)^2+y^2+z^2+1}/\sqrt{(z+d)^2+y^2+z^2}) \qquad (7)$$

ifoda ko‘rinishida bo‘ladi.

(7)dan ekvipotensial sirtlarni tenglamasini yozamiz. Bunda $\varphi(x,y,z)$ ni qiymatini o‘zgarmas bo‘lish-ligi talabi qondirilishi zarur, bu shart bajarilish-ligi uchun (7) dagi



$q/4\pi\varepsilon_0$ (dan) ko‘paytma o‘zgarmas, demak

(8)

tenglama ekvipotensial sirtlarning tenglamasi bo‘ladi.

Xar bir ekvipotensial sirt o‘ziga mos keluvchi potensialning qiymati $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ bilan xarakterlanadi.

1-rasmda ekvipotensial sirtlarining xy tekisligi bilan kesishish chizitqlari tasvirlangan. Ekvipotensial sirtlarining o‘zi 1-rasmda tasvirlangan manzarani x o’qi atrofida aylantirish orqali xosil qilinadi.

Faraz qilaylik o‘tkazuvchi izolatsiyalangan sirt shu ekvipotensial sirtlarni potensialning qiymati φ_0 ga teng bo‘lgani bilan ustma-ust tushsin. Agar shu o‘tkagichlarning zaryadi $2q$ ga teng bo‘lsa, uning potensiali φ_0 ga teng bo‘ladi. O‘tkazgichning barcha tashki nuqtalarida potensiali (7) formula bilan aniqlanadi. Shunday qilib, zaryadlangan o‘tkazgichni xosil qilgan maydonni topish, biz qarayotgan xolda ikkita bir xil ishorali va kattaliklarni xam bir xil bo‘lgani nuqtaviy zaryadlarning maydonini topishga keltiriladi.

Ishoralari turlicha bo‘lgan 2 ta nuqtaviy zaryadlarni ekvipotensial sirtlari tenglamalari xam (7) formulaga o‘xshash formuladan topiladi. Bunda faqat o‘ng tomonidagi ikkinchi xadning ishorasi o‘zgartiriladi. Bu xoluchun ekvipotensial sirtlarning shakli 2-rasmda ko‘rsatilgan (y) o‘qi bo‘ylab potensialning qiymati 0 ga

Rasm

teng bo‘lgani uchun Xq0 tekislikda xam uning qiymat 0 ga teng bo‘ladi. Chunki potensialning cheksizlikdagi qiymati 0 ga teng (u o‘qi cheksiz). Shunday qilib agar (-q) nuqtaviy zaryad o‘rnida Xq0 zaryadlangan cheksiz o‘tkazgichdan yasalgan sirt bo‘lib, uning zaryadi (-q)ga teng bo‘lasa X>0 ya’ni fazodagi ekvipotensial sirtlarining manzarasida xech narsa o‘zgarmaydi va demak elektr maydon xam o‘zgarmaydi.

Shunday qilib X>0 yarim fazodagi maydon (+q) nuqtaviy zaryad va Xq0 o‘tkazuvchi cheksiz tekislik mavjud bo‘lganda qanday bo‘lsa (+q) nuqtaviy zaryad va birinchi zaryadning oyna tasviri joylashgan masofada -q zaryad mavjud bo‘lgandagi maydon xam shunday bo‘ladi.Endi ikkita nuqtaviy maydonini aniqlash esa xech qanday qiynchilik tug‘dirmaydi. Shu usul elektrostatik masalalarni yechishning tasvirlash usuli deyiladi.

Tasvirlash usulida asosiy vazifa zaryadlarni shunday taqsimlanishini topish zarurki, bunda ekvipotensial sirtlarning biri qaralayotgan o‘tkazgichning sirti bilan ustma-ust tushsin.

Xq0 o‘tkazuvchi tekislik mavjudligida $X = d$ nuqtada joylashgan $(+q)$ zaryadning maydonini aniqlaylik. Yuqorida bayon qilishganiga ko‘ra X>0 yarim fazoning barcha nuqtalarida potensial quydagi formula bilan beriladi.

$$\varphi = q / 4\pi\varepsilon_0 (1/\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2} - 1/\sqrt{(x+d)^2 + y^2 + z^2}) \qquad (9)$$

$Z = 0$ tekislikda elektr maydonning kattaligi

$$E_2 = -\partial\varphi / \partial x = q / 4\pi\varepsilon_0 \left\{ x - d / \left[(x-d)^2 + y^2\right]^{\frac{3}{2}} - x + d / \left[(x+d)^2 + y^2\right]^{\frac{3}{2}} \right\}$$

$$E = -\partial\varphi / \partial y = q / 4\pi\varepsilon_0 \left\{ y / \left[(x-d)^2 + y^2\right]^{\frac{3}{2}} - y / \left[(x+d)^2 + y^2\right]^{\frac{3}{2}} \right\} \qquad (10)$$

Xq0 tekislikda , Ye tashkil etuvchi yo‘qolib (chunki (10)ning ifodasini katta .... ichi 0gaaylanib ketadi) Ye_x tashkil etuvchi quydagiga teng bo‘lib qoladi.

$$E_x = -q / 2\pi\varepsilon_0 * d / (y^2 + d^2 j^{\frac{3}{2}}) \qquad (11)$$

Xq0 o‘tkazgichdagi sirt zaryadining zichligi D_n chegaraviy shartga muofiq xolda

$$\varphi = -q / 2\pi * d / (v^2 + d^2)^{\frac{3}{2}} \qquad (12)$$

ifoda bilan beriladi.

Musbat q zaryadning Xq0 o‘tkazuvchi sirt bilan o‘zaro ta’sir kuchi, bu zaryadning o‘zining ta’siri bilan o‘zaro ta’sir kuchiga teng:

$$F = -q^2 / 16\pi\varepsilon_0 d^2$$

A D A B I YO T

1. Raximov U.A., Otaqulov B.O.”Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi”1-kitob, 81-82 bet
2. Tamm I.Ye. “Osnovi teori elektrichestvo” 58-61 betlar

10-ma’ruza: ELEKTROSTATIK MAYDON ENERGIYASI

R E J A

1. Energiyaning maydon vektorlari va potensial xamda zaryad zichliklari orqali ifodalari.
2. Zaryadlar va zaryadlangan o‘tkazgichlarning energiyasi

1. Elektromagnit maydon uchun avval keltirilgan energiyaning ifodasi

$$W = 1/2\int_v (\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B})dV$$

ko‘rinishga ega edi. Shu umumiy formuladan elektrostatik maydon uchun, energiyaning maydon vektorlari orqali ifodasi quydagicha yoziladi:

$$W = 1/2\int_v \vec{E}\vec{D}dV \qquad (1)$$

bundan

$$W = 1/2 * \vec{E}\vec{D} = 1/2 * \varepsilon E^2 \qquad (2)$$

Elektrostatik maydon energiyasi zichligi ekanligini oson ko‘rish mumkin. (1) dan elektrostatik maydon energiyasi musbat kattalik bo‘lib, maydon egallangan butun xajmi bo‘yicha zichligi bilan taqsimlanadi, degan xulosa chiqarish mumkin.

Endi maydon energiyasi φ skalyar potensial va zaryadlari zichligi orqali ifodasini tanlaylik. Buning uchun

$$\vec{E} = -grad\varphi$$

Formulani e’tiborga olib (1) ni

$$W = 1/2\int_v \vec{D}grad\varphi dV \qquad (3)$$

ko‘rinishda yozamiz va vektor analizining 13-formulasidan foydalanib $(\vec{A} - \vec{D})$

$$\vec{D}grad\varphi = -\varphi\rho + div(\varphi\vec{D})dV \qquad (4)$$

bu yerda $div\vec{D} = \rho$ nazarda tutiladi (4)ni (3)ga qo‘yib

$$W = 1/2\int_v \varphi\rho dv - 1/2\int_v div(\varphi\vec{D})dV \qquad (5)$$

(5) ning o‘ng tomonidagi ikkinchi integralga Gauss-Ostrogradskiy teoremasini $(\int_v div\vec{A}dV = \oint_s \vec{A}d\vec{S})$ qo‘llab ko‘rinishini o‘zgartirish mumkin.

Lekin bundan bir muxim faktni nazardan qochirmaslik zarur. φ skalyar potensial integrallash xajmning barcha nuqtalarida uzliksiz $\vec{D}$ vektor esa zaryadlangan sirtlarda uzilishga uchraydi.Shuning uchun integrallash soxasidan $\vec{D}$ uziladigan zaryadlangan sirtlarchi o‘z ichiga oluvchi soxalarni chegirib tashlash zarur. Unda teorema qo‘llanilganda so‘ng ikkinchi xad quydagi ko‘rinishini oladi:

$$\int_v div(\varphi\vec{D})dV = \int_{s^{II}} \varphi\vec{D}d\vec{S} + \int_{S^I} \varphi\vec{D}d\vec{S} \qquad (6)$$

bunda S^{II} barcha zaryadlar va ularni maydonini o‘rovchi yopiq sirt S^{I} -xar xil zaryadlangan sirtlarni ajratuvchi S sirtni o‘rovchi yopiq sirt (1-ram)
rasm
zaryadlar va ularni xosil qilgan maydonlar chekli soxada joylashgan bo‘lsa ularni o‘rovchi S^{II} sirtini esa cheksiz katta desak $\vec{D}=0:\varphi=0$ bo‘ladi. Shu boisdan (5) ning o‘ng tomonidagi birinchi xadni nolga tenglashtirish mumkin. Xaqiqatdan xam $\varphi \approx 1/r$: $D \approx 1/r^{2}: dS \approx r^{1}$ bo‘lgan sababli integral ostidagi ifoda $1/r$ ga proportsianal bo‘ladi va $S^{II} \to \infty$ da u nolga intiladi. Yuqorida qilingan muloxazalar asosida (6) ni o‘ng tomonidan integralni quydagicha yozish mumkin:

$$\int_{S^1} \varphi \vec{D} d\vec{S} = -\int_{S} \varphi \vec{D}_2 d\vec{S} + \int_{S} \varphi \vec{D}_1 d\vec{S} = \int_{S} \varphi (D_{1n} - D_{2n}) dS \qquad (7)$$

yoki $D_{2n} - D_{1n} = \delta$ chegaraviy shartdan foydalansak oxirgi ifodani ko‘rinishi

$$\int_{S^1} \varphi \vec{D} d\vec{S} = -\int_{S} \varphi \delta dS \qquad (8)$$

buni (5) ga qo‘ysak

$$W = 1/2 \int_{V} \rho \varphi dV + 1/2 \int_{S} \delta \varphi dS \qquad (9)$$

xosil bo‘ladi. Bu integralda V xajm ostida butun fazo tushinilsa S – ostida esa fazodagi barcha zaryadlangan sirtlar tushiniladi.

Miqdoriy jixatdan (9) formula bilan bir xil natija beradi. Lekin uning fizik mazmuni biroz farq qilib, oxirgi formulaga ko‘ra elektrostatik maydonning energiyasi, zaryadlarning o‘zaro ta’sir energiyasidan iboratligini ko‘rsatadi.

ρdV zaryad elementi φ potensial maydonda joylashib $\varphi\ \rho dV$ potensial energiyaga ega bo‘ladi. Integral oldindagi ½ ga teng bo‘lgan ko‘paytma shunday ma’noga egaki, xar bir zaryad elementini energiyaga bergan xossasi 2 marta xisobga olinadi: bir marta shu zaryadni potensial energiyasi, qolgan barcha zaryadlar maydonida xisoblanayotganda, boshqa safar esa shu zaryadning maydonida qolgan barcha zaryadlarning potensial energiyasi xisoblanayotganda.

2a. Nuqtaviy zaryadlarning o‘zaro ta’sir energiyasi.

Elektr zaryadlarni ko‘chirishda ular orasidagi Kulon o‘zaro ta’sir kuchlari ma’lum A ish bajariladi. Demak biz xar qanday zaryadlar sistemasi o‘zaro ta’sir energiyasiga ....xisoblashimiz kerak.

Shu energiyani kamayishi xisobiga, aynan, o‘sha A ish bajariladi.

$$A = dW \qquad (10)$$

Shu formuladan kelib chiqib avvalo bir-biridan r masofada joylashagan ikkita $e_1 вa e_2$ nuqtaviy zaryadlar energiyasini xisoblaymiz. Faraz qilaylik e_1 zaryad o‘z o‘rnida qolib e_2 zaryadni maydonida P_1 nuqtadan P_1^1 nuqtaga siljisin. Agar $\varphi_1 = 1/4\pi\varepsilon * e_2 / r_{12}$ e_2 zaryad maydonining P_1 nuqtadagi potensiali bo‘lsa, $\varphi_1 + d\varphi_1$ esa uning P_1^1 nuqtadagi qiymati bo‘lsa, u xolda siljishda elektr kuchlarning bajargan ishi A quydagiga teng bo‘ladi:
$A = -e_1 dy$ va demak $A = -dW = -e_1 d\varphi_1$ va bundan

$$W = e_1\varphi_1 = 1/4\pi\varepsilon * e_1 * e_2 / r_{12} \qquad (11)$$

Bu yerda biz zaryadlarni o‘zaro joylanishiga bog‘liq bo‘lmagan integrallashni additiv doimiyligtnt tushirib qoldirdik.

W uchun shunday ifodani e_1 zaryadning maydonida e_2 zaryadni ko‘chirib xam va nixoyatxar ikkala zaryadlarini bir vaqtda ko‘chirib xam yuqoridagi natijaga kelar edik.
e_1 zaryadni e_2 zaryad turgan nuqtadagi potensialini $\varphi_2 (\varphi_2 = (1/4\pi\varepsilon * e_1 / r_{12})$ bilan belgilab, (11) ni o‘rniga $W = \frac{1}{4\pi\varepsilon} e_1 * e_2 / r_{12} = e_2 * \varphi_2$ deb yozish mumkin.

Bularni simmetrik ko‘rinishida yozish yana xam qulay ya’ni:

$$W = 1/2(e_1\varphi_1 + e_2\varphi_2) \qquad (12)$$

Nuqtaviy zaryadlar sistemasi uchun bu ifoda quydagicha yoziladi:

$$W = 1/2\sum_1 e_i \varphi_1 \qquad (13)$$

Bu yerda φ_i zaryad e_i joylashagan nuqtadagi potensialning qiymati. Bu formulalar faqat o‘zaro ta’sirlashuvchi bir-biridan shu zaryadlarning xususiy o‘lchamlariga nisbatan yetarli darajada katta masofalarda joylashgandagina qo‘llashga yaroqli.

Bu kamchilikdan xoli bo‘lish uchun xajmiy va sirtiy zaryadlarga o‘tiladi.

2b. Zaryadlangan o‘tkazgichlar sistemesining to‘la energiyasi.

Maydonda D ta o‘tkazgichlar joylashgan bo‘lsin, r tartib nomerli o‘tkazgichning sirti potensial va umumiy zaryadini mos ravishda S_i, φ_i va e_i lar bilan belgilaymiz. Barcha zaryadlar o‘tkazgichlarni sirtida joylashgani $(\rho = 0)$ nazarda tutib va xar bir o‘tkazgichning potensiali uning butun uzunligi bo‘ylab o‘zgarmasligini xisobga olgan xolda (9) dan

$$W = 1/2\sum_{i=1}^{II} \oint_{S_i} \varphi y dS = \sum_{I=i} \varphi i \oint_{S_i} \delta dS$$

O‘tkazgichni sirt bo‘yicha δ sirt zichligidan olingan integral shu o‘tkazgichning umumiy zaryadi e_i ga teng,

Shuning uchun

$$W = 1/2\sum_{III}^{II} e_i\varphi_i \qquad (14)$$

Zaryadlangan o‘tkazgichlarning to‘la energiyasini ifodalaydigan bu formulali shunga tashqi ko‘rinishi aynan uxshash bo‘lgan nuqtaviy zaryadlarning o‘zro energiyasini ifodolovchi (13) formula bilan alashtirib yubormaslik zarur. (13) formulada (14) dan farqi ravishda potensial e_i zaryad joylashgan nuqtadagi to’la potensial emas, balki yuqorida ko‘rganimizdek 1 tartib nomerli o‘tkazgichning potensialidan iborat. Faqat shuni takidlash juda muximki kondesatorning energiyasi uchun odatda yoziladigan

$W = e^l/2C = 1/2*C(\varphi_2 - \varphi_1)^2 = e(\varphi_2 - \varphi_1)/2$

Formula (14)formulasining xususiy xoli xisoblanadi.

A D A B I YO T

1. Raximov. U.A., Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 107-113 betlar
2. Tamm I.Ye. “Osnovi teori elektrichestvo” 79-88- betlar.
3. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 111-120-betlar

11-ma’ruza: ELEKTROSTATIK MAYDONDAGI O‘TKAZGICHLAR

R E J A

1. O‘tkazgich ichida elektrostatik maydoni mavjud emasligi
2. O‘tkazgichlarda xajmiy zaryadlarning mavjud bo‘lmasligi
3. O‘tkazgich sirti yaqinidagi maydon
4. O‘tkazgichni potensiali

1 a. O‘tkazgich ichida elektrostatik maydoni mavjud emasligi

O‘tkazgichlar deb elektr maydoni mavjudligida elektr zaryadlarning xarakati, ya’ni elektr toki yuzaga keladigan jismlarga aytiladi. O‘tkazgichlar matematik ravishda $\lambda \neq 0$ ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda λ-o’tkazuvchnlik. Elektrostatikada zaryadlar qo’zg’olmaydigan, ya’ni j=0 hol qaralganligi uchun Om qonunining differensial shakli:

$$\vec{j} = \lambda\vec{E} = 0 \qquad (1)$$

shunday yoziladi va bundan to‘g‘ridan-to‘g‘ri o’tkazgichning ichida zaryadlar xarakatlanganda ya’ni elektrostatik muvozanat xolatida uning ichidagi maydon,

$$\vec{E} = 0 \qquad (2)$$

bo‘ladi. Shuni ta’kidlash muximki, bunday xol faqat o‘tkazgichda toklar mavjud bo‘lmasdan, zaryadlar esa muvozanatda bo‘lgandagina kuzatiladi. O’tkazgich ichida toklar mavjud bo’lganda, shu toklarni yuzaga kelishiga sabab xisoblanuvchi, elektr maydoni kuchlanganligi noldan farqli bo‘ladi.

2 b. O‘tkazgichlarda xajmiy zaryadlarning mavjud bo‘lmasligi

Elektrostatik muvozanatda (ya’ni zaryadlar ko‘chishi kuzatilganda) o‘tkazgich ichida maydon bo‘lmagani uchun

$$div\vec{D} = 0 \qquad (3)$$

(3) ni Maksvellning

$$div\vec{D} = \rho \qquad (4)$$

formulasi bilan solishtirib o‘tkazgich ichidagi zaryadlarning xajmiy zichligi

$$\rho = 0 \qquad (5)$$

degan xulosaga kelish mumkin.

Zaryadlar o‘tkazgichning sirtida juda yupqa qatlamda konsentratsiyalanadi. Bu qatlamning qalinligini tasavvur qilish uchun uni atom o‘lchami bilan bir xil tartibda ekanligini eslatish kifoya. Shu sababli xam ba’zi xollarda zaryadlar to‘planadigan qatlamni atomlar qatlami deyiladi. Fizik nuqtai nazardan bu xodisa shunday yuz beradi: Agar o‘tkazgich zaryadlansa zaryadlar orasidagi itarish kuchlari tufayli ular o‘tkazgich sirti bo‘yicha shunday taqsimladilarki, natijada o‘tkazgich ichidagi maydon nolga tenglashadi. Keyin shu o‘tkazgich tashki elektrostatik maydonga kiritilsa uning sirtida zaryadlar yana qayta taqsimlanadi., bu taqsimlanish shunday ro‘y beradiki, tashki maydon va o‘tkazgichining sirtidagi zaryadlar tomonidan xosil qilinadigan maydonlarning yig‘indisidan iborat bo‘lgan o‘tkazgich ichidagi maydon yana ilgargiday nolga tengligicha qoladi.

O‘tkazgichni tashki elektrostatik maydonga kiritganda yuz beradigan zaryadning qayta taqsimlanish xodisasi elektrostatik induksiya deyiladi.

1 c. O‘tkazgich sirti yaqinidagi maydon

Bu maydon chegaraviy shartlardan topiladi. Bu shartlarni quydagi ko‘rinishga ega ekanligi mavzulardan ma’lum:

$$\varepsilon_2 E_{2n} - \varepsilon_1 E_{1n} = \delta$$
$$E_{2t} = E_{1t} \qquad (6)$$

O‘tkazgich sirtiga tashqi normal ($\bar{n}$) ni yo‘nalishini musbat deb xisoblab, 2 indeks bilan o‘tkazgichdan tashqaridagi fazoni, 1 indeks bilan o‘tkazgich ichidagi fazoni belgilab va o‘tkazgichning dielektrik doimiyligi, taxminan, vakuumining dielektrik doimiyligiga tengligini nazarda tutib (6) ni quydagicha yozamiz.

$$\varepsilon E_{2n} - \varepsilon_0 E_{1n} = \delta$$
$$E_{2t} = E_{1t} \qquad (7)$$

bunda yuqorida aytganimizdek $\varepsilon_2 = \varepsilon$ va $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$ deb olindi.

O‘tkazgichning ichida elektr maydonini nolga teng ekanligidan

$$E_{1n} = E_{1t} = 0 \qquad (8)$$

deb yozish mumkin (chunki $\vec{E}$ – vektorning nolga tengligi uning normal va tangensial tashkil etuvchilarini bir vaqtda nolga tengligini bildiradi) (8) ga asosan (6) dagi

$E_{2t} = 0 : E_{1t} = 0$ ekanligini xisobga olsak, o‘tkazgich tashqarisidagi maydon

$$E_{2n} = \delta / \varepsilon \qquad (9)$$

Shunday qilib, o‘tkazgich tashqarisidagi maydon, uning sirtida tashqi normal bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lib absalyut qiymatiga ko‘ra δ / ε ga teng.

$$\vec{E} = \delta / \varepsilon * \vec{n} \qquad (10)$$

O‘tkazgich sirti yaqinida maydonning tangensial tashkil etuvchisi nolga teng bo‘lishligi aniq. Agar u noldan farqli bo‘lganda o‘tkazgich sirti bo‘ylab zaryadni xarakatini yuzaga keltirar edi.

1 g.O‘tkazgichni potensiali

$\vec{E}$ maydonni o‘tkazgich ichida nolga tengligidan potensialini butun o‘tkazgich uzunligi bo‘ylab qiymatini doimiyligi kelib chiqadi. Masalan $\varphi(A)$ va φ(B) o‘tkazgichining A va B nuqtalarini potensiallari deyilsa,

$$\varphi(A) - \varphi(E) = \int_A^B \vec{E} d\vec{l} = 0 \text{ ya'ni } \varphi(A) = \varphi(B) \quad (11)$$

Shuning uchun o‘tkazgich potensiali xaqida gapirish mumkin. O‘tkazgichining potensiali uning shakliga, zaryadning kattaligiga va atrof fazoda joylashgan boshqa o‘tkazgichlardagi zaryadlarning taqsimlanishiga bog‘liq.

A D A B I YO T

1. Raximov. U.A., Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 98-107 betlar

2. Matveev A.N. ”Elektrodinamika” 101-111-betlar

12-ma’ruza: ELEKTROSTATIK MAYDONDAGI DIELEKTRIKLAR

REJA

1. Dielektriklarni kutblanishi
2. Dielektrik mavjud bo‘lganda sklyar potensialning ifodasi
3. Dielektrik singdiruvchanlik bilan dielektirik kirituvchanglik orasidagi bog‘lanish

1 . Dielektriklarni kutblanishi

Tashki elektr maydoniga joylashtirilgan dielektrik kutblanib $\vec{\rho} = q\vec{\ell}$ dipol momentiga ega bo‘lib qoladi. (Elektr dipoli, uning momenti va xosil qilgan maydoni ($\vec{E}$) xaqida umumiy fizika kursida batafsil ma’lumot berilgan. Shu temani takrorlab, mustaxkamlash vazifa qilib beriladi.)

Kutblashish intensinligi (kattaligi ma’nosida) $\vec{P}$ kutblanish vektori bilan xarakterlanadi. Bu vektor dielektrik xajm birligining dipol momenti sifatida aniqlanadi. Shu ta’rifga ko‘ra dielektrikning dV xajm elementidagi $d\bar{p}$ dipol momenti

$$d\bar{p} = \vec{P}dV \qquad (1)$$

formula bilan beriladi.

Fenomenologik elektrodinamika muxitlarning atom molekulyar tuzilishini e’tiborga olmagani uchun, kutblanishning molekulyar mexanizmi elektron nazariyada o‘rganiladi.

$\vec{P}$ kutblanitsh vektorining qaralayotgan nuqtadagi miqdori, shu nuqtadagi elektr maydoni $\vec{E}$ ga proporsional:

$$\vec{P} = \chi\varepsilon_0\vec{E} \qquad (2)$$

bu yerdagi o‘lchamga ega bo‘lmagan kattalik dielektrik sindiruvchanlik deyiladi.U dielektrikni kutblanuvchanlik qobiliyatini xarakterlaydi. Absalyut birliklar sistemasida

$$\chi^1 = \chi / 4\pi \qquad (3)$$

deb olinadi.

Qattiq va suyuq dielektriklarni dielektrik singdiruvchanligi odatda bir necha birliklar tartibida bo‘ladi. Gazlarning esa (ko‘pchilik gazlarniki) birning o‘n mingdan birini tashkil qiladi va deyarli xar vaqt xisobga olinmasligi mumkin. Suv va spirt uchun χ ning qiymati mos ravishda 80 bilan 25-30 ga teng. Shunday yarim o‘tkazgichlar xam mavjudki ularning singdiruvchanligi yuz ming birlikkacha boradi.

Dielektrik muxim sinfiga segnetoelektriklar deyiladi (segnet tuzi, bariy titanat va boshqalar). Ularni qutblanishi bilan tashqi maydon orasidagi bog‘lanish chiziqli xarakterga ega emas. Ko‘pchilik fotoelektriklarni dielektrik singdiruvchanligi bir necha mingga yetishi mumkin.

Moddaning kutblanishi nafaqat elektr maydoni ta’sirida balki mexanik kuchlanishlar ta’sirida xam ro‘y berishi mumkin. Bu xodisa pe’zoelektrik effekt deb ataladi. Bu xodisa qator moddalarda, masalan kvartsda kuzatiladi va texnikada keng qo‘llaniladi.

Qutblanish vektorining yo‘nalishi xar doim xam elektr maydoni vektori yo‘nalishi bilan bir xil bo‘lmasligi mumkin. Bunday anizatropiya krisstal dielektriklarda ko‘proq kuzatilgani uchun bunday muxitlar anizotropik muxitlar deyiladi. Bu xolda dielektrik singdiruvchanlikni qiymati turli yo‘nalishlarda turlicha bo‘ladi.

2. Dielektrik mavjud bo‘lganda sklyar potensialning ifodasi

Dielektrikni tashki elektrostatik maydonga kiritilganda qutblanish va buning natijasida unda xususiy elektr maydoni xosil bo‘lishi o‘z navbatida tashki maydonni o‘zgarishiga sabab bo‘ladi. Shuning uchun dielektrik mavjudligida elektr maydonidagi ikkita maydonning yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

1) dielektrikning atom va molekulalari bilan bog‘liq bo‘lmagan erkin zaryadlarni maydoni

2) dielektrikning qutblanishi xisobiga xosil bo‘ladigan maydon.

Demak shuni nazarda tutib elektr maydoni potensialini quydagi ko‘rinishda yozish mumkin.

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_D \qquad (4)$$

Bu yerda φ_0 – erkin zaryadlar elektr maydoni potensiali.

φ_D – qutblangan dielektrik tomonidan xosil qilingan maydonning poltensiali.

Yuqorida aytilganlarga asosan:

$$\varphi_0 = 1/4\pi\varepsilon_0 \int_V \rho dV/r + 1/4\pi\varepsilon_0 \int_S \delta dS/r \qquad (5)$$

Bu yerda ρ va δ lar erkin zaryadlarning xajmiy va sirtiy zichliklari. Bir qancha fizik muloxazalarga asoslanib, matematik xisoblashlarni bajargandan so‘ng (buni talabalarga mutaqil o‘tganish tavsiya qilinadi.), dielektrik moydonni potensiali uchun (5) ga o‘xshash formulani yozish mumkin:

$$\varphi_D = 1/4\pi\varepsilon_0 \int_V \rho_{bog`} / r * dV + 1/4\varepsilon_0 \int_S \rho_{bog`} / r * dS \qquad (6)$$

(5) va (6) lardan foydalanib potensialning to‘la qiymatining formulasi (4) quydagi ko‘rinishida yozilishi mumkin.

$$\varphi = 1/4\pi\varepsilon_0 \int_V \rho + \rho_{bog`} / r * dV + 1/4\pi\varepsilon_0 \int_S \delta + \delta_{bog`} / r * dS \qquad (7)$$

$\rho_{bog`}$ va $\delta_{bog`}$ kattaliklar mos ravishda bog‘langan zaryadlarning xajmiy zichligi va bog‘langan zaryadlarning sirt zichligi deyiladi. Bog‘langan zaryadlarni erkin zaryadlardan farqi shundaki ular dielektriklarda erkin ko’cha olmaydilar.

3. Dielektrik singdiruvchanlik bilan dielektirik kirituvchanglik orasidagi bog‘lanish

Yuqorida ko‘rsatilgandek dielektirikni mavjudligi erkin zaryadlar bilan bir qatorda bog‘langan zaryadlarni xam mavjudligini nazarda tutish orqali to‘la xisobga olinadi. Shuning uchun dielektirikdagi elektr maydonini bog‘langan zaryadlarini e’tiborga olgan xolda vakuumdagi maydonni xarakterlaydigan tenglamalar orqali tavsiflanishi mumkin. Masalan Maksvellni IV tenglamasi, dielektrik mavjudligida quydagicha yozilishi kerak:

$$div\vec{E} = 1/\varepsilon_0(\rho + \rho_0) \qquad (8)$$

$\rho_{bog`} = -div\vec{P}$ ni nazarda tutsak $div\vec{E} = 1/\varepsilon_0(\rho - div\vec{P})$ bo‘ladi. Oxirgi ifodani

$$div(\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}) = \rho \qquad (9)$$

ko‘rinishda yozish qulay.

Boshqa tomondan elektr mayloni induktsiyasi $\vec{D}$ uchun Maksvellning divDqρ tenglamasi bizga ma’lum. Shuning uchun oxirgi ikkala tenglamaga ko‘ra.

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} \qquad (10)$$

$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ va $\vec{P} = \chi\varepsilon_0\vec{E}$ munosabatlarni e’tiborga olib $\varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0 E + \chi\varepsilon_0\vec{E}$ ni olamiz bundan

$\varepsilon = \varepsilon_0(1+\chi)$; $\chi = \varepsilon/\varepsilon_0 - 1$ ekanligi kelib chiqadi. $\varepsilon > \varepsilon_0$ shart doim bajarilgani uchun χ doim musbat.

A D A B I YO T

1. Raximov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 98-107 betlar
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 101-111-betlar

13-ma’ruza: MAGNITOSTATIK MAYDON TENGLAMALARI VA UMUMIY XOSSALARI

R EJ A

1. Magnitostatik maydon uchun Maksvell tenglamalari .
2. Vektor potensial va uni normalash.
3. Vektor potensiali uchun tenglama.
4. Bio-Savar-Laplas qonuni.

1. Magnitostatika vaqtga bog‘liq bo‘lmagan magnit maydonlarini o‘rganadi. Bunday maydonlar doimiy magnitlar tomonidan xosil qilinadi. Elektromagnit maydonlarni vaqtga bog‘liq bo‘lmagan xolda o‘rganishda yuqorida aytilgandek elektr va magnit maydonlarini aloxida-aloxida qarash mumkin. Magnitostatik maydonlar soxasi quydagi shartlar bilan xarakterlanadi:
a) barcha kattaliklarni vaqtga bog‘liq emasligi
b) doimiy toklarning mavjudligi
shu shartlarni o‘rinli bo‘lishi tufayli Maksvell tenglamalari va chegaraviy shartlar magnitostatik maydonlar uchun quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\begin{aligned} &rot\vec{H} = \vec{j} & & B_{2n} - B_{1n} = 0 \\ &div\vec{B} = 0 \qquad \vec{B} = \mu\vec{H} & & H_{2t} - H_{1t} = i_{cupm} \end{aligned} \qquad (1)$$

Magnitostatik maydon nazariyasining eng asosiy masalalari toklar bolgan xolda ular tomonidan xosil qilinadigan maydonlarni va magnitostatik maydonlarda ta’sir qiluvchi kuchlarni aniqlashdan iborat.

2. $$rot\vec{H} = \vec{j} \qquad (2)$$

Tenglama elektrostatik maydondan farqli ravishda magnitostatik maydonni potensial xarakterga ega emasligini ko‘rsatadi (chunki uning o’ng tomonidagi xad nolga teng emas).

$$div\vec{B} = 0 \qquad (3)$$

Tenglama esa aval xam aytib o‘tilgandek, magnit maydonini xosil qiluvchi magnit maydonlarini yo‘qligini ko‘rsatadi. (chunki uning ung tomoni nolga teng).

Vektor analizidan ma’lumki xar qanday vektor rotorining divergensiyasi 0 ga teng. Bunda (3) tenglamani umumiy yechimi $\vec{B}$ vektorini qandaydir $\vec{A}$ vektorning rotoriga teng ko‘rinishda yozish mumkin degan xulosani qilish mumkin, ya’ni:

$$\vec{B} = rot\vec{A} \qquad (4)$$

$\vec{A}$-vektor magnit maydonning vektor potensiali yoki oddiy qilib vektor potensiali deyiladi.

Vektorning potensiali berilgan $\vec{B}$ maydon tomonidan bir qiymatli ravishda aniqlanmaydi. Agar $\vec{A}$-vektor (4) formulaga ko‘ra B maydonni aniqlasa

$$\vec{A}' = \vec{A} + gradx \qquad (5)$$

Formula ham $\vec{B}'$ maydonni emas $\vec{B}$ maydonni aniqlaydi. Bu yerda x-koordinatalarning ixtiyoriy funksiyasi. Bu fikrimizning isboti quydagicha:

$$\vec{B}' = rot\vec{A}' = rot(\vec{A} + grad\kappa) = rot\vec{A} + rotgrad\kappa = rot\vec{A} = \vec{B} \qquad (6)$$

Bunda gradientning rotori xar doim nolga teng ekanligi xisobga olingan. Demak bir-biridan ixtiyoriy funksiyaning gradienti bilan farq qiluvchi $\vec{A}$ va $\vec{A}'$ potensiallar bitta maydonni tavsiflaydi.

Potensialni tenglashdagi shu ixtiyoriylikdan foydalanib, unga qandaydir qo‘shimcha shart qo‘yish mumkin. Magnitostatikada bunday qo‘shimcha shart sifatida

$$div\vec{A} = 0 \qquad (7)$$

olinadi. Vektor potensial yordamchi kattalik bo‘lib, xech qanday fizik ma’noga ega emas, lekin magnit maydonlariga doir masalalarni yechishda (umuman elektromagnit maydonlariga doir masalalarni yechishda xam) katta qulaylik tug’diradi.

3. Vektor potensial uchun tenglama - (4) ni (2) ga qo‘yish yo‘li bilan keltirilib chiqariladi. Bunda bira to‘la $\vec{B} = \mu\vec{H}$ ekanligini xam nazarda tutamiz, va natijada:

$$rotrot\vec{A} = \mu\vec{j} \qquad (8)$$

xosil bo‘ladi. Vektor analizining formulalaridan biriga ko‘ra

$$rotrot\vec{A} = graddiv\vec{A} - \Delta\vec{A} \qquad (9)$$

(9) ning o‘ng tomonidagi birinchi xadi vektor potensialning matematikadagi normalash (kalibrlash) shartiga ko‘ra nolga teng. Shuni xisobga olib vektor potensali uchun tenglamani ifodasini quyidagi oxirgi ko‘rinishda yoziladi.

$$\Delta\vec{A} = -\mu\vec{j} \qquad (10)$$

Bu yerda: $\Delta -$Laplas operatori yoki Lapasian deyilishi va uni nabla operatori ∇ bilan bog‘lanishi $\Delta = \nabla^2$ ekanligi avval aytib o‘tilgan.

Oxirgi vektor tenglama $\vec{A}$ va $\vec{j}$ vektorlarning tashkil etuvchilari uchun uchta skalyar tenglama ko‘rinishida xam yozilishi mumkin, ya’ni:

$$\Delta A_x = -\mu j_x : \Delta A_y = -\mu j_y : \Delta A_z = -\mu_z \qquad (11)$$

Shunday qilib vektor potensial Puasson tenglamasiga bo‘ysunadi. Uning yechimi sklyar potensial uchun Puasson tenglamasini yechimiga o‘xshash quyidagi ko‘rinishida yozilishi mumkin:

$$A_x = -\mu/4\pi\int_V j_x dV/r : A_y = -\mu/4\pi\int_V j_y = -dV/r : A_z = -\mu/4\pi\int_V j_z dV/r$$

yoki vektor ko‘rinishida

$$\vec{A} = -\mu/4\pi\int_V \vec{j}dV/r \qquad (12)$$

Bu yerda: A- maydon xisoblanayotgan nuqtadagi vektor potensialining qiymati. $\vec{j} - dV$ integrallash xajm elementidagi tok zichligi. $r -$integrallash xajmi elementi dV dan potensial xisoblanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa.

4. Endi Bio-Savar Laplas qonunining matematik ifodasini keltirib chiqarish juda oson. Bio va Savarlar ekspremententator olimlar bo‘lib, juda ko‘p tajribalar o‘tkazish yo‘li bilan tokli o‘tkazgichlarni xosil qiladigan magnit maydonlarini o‘rganishib qonuniyatini aniqlashganu, lekin matematik ifodasini chiqarishga qiynalib Laplasni taklif qilishgan. Uchchovlari xamkorlikda shu magnitostatikaning eng asosiy qonunini ixcham matematik ko‘rinishda olishga muvoffiq bo‘lishgan. Uni keltirib chiqarish uchun (12) dan $\vec{A}$ ni qiymatini (4) ga qo‘yamiz:

$$\vec{B} = rot\vec{A} = \mu/4\pi\int_V rot(\vec{j}/r)dV \qquad (13)$$

(13) ni yozishda rotor operatsiyasi integrallash soxasiga tegishli bo‘lmagan maydon aniqlanayotgan nuqta koordinatalari ustida bajarilgani sababli, rotor belgisini integral ostiga kiritilgan. Integral ostidagi ifodani vektor analizining

$rot\varphi\vec{A} = \varphi rot\vec{A} + \left[grad\varphi, \vec{A}\right]$ formulasida foydalanib $(\varphi = 1/r : \vec{A} = \vec{j})$ o‘zgartirsak

$$rot(\vec{j}/r) = 1/r * rot\vec{j} + [[grad 1/r, \vec{j}]] \qquad (14)$$

va $\vec{j}$ vektor bilan rotor operatsiyasi o‘zaro bog‘liq bo‘lmagan kattaliklarga bog‘liqligi uchun $rotj = 0$ bo‘lishini va $grad 1/r = -r/r^3$ ekanligini xisobga olsak (14) quydagi ko‘rinishni oladi:

$$B = \mu/4\pi \int_V [\vec{j} * \vec{r}]/r^3 * dV \qquad (15)$$

$\vec{B} = \mu\vec{H}$ munosabat asosida (15) dan

$$\vec{H} = 1/4\pi \int_V [\vec{j} * \vec{r}]/r^3 * dV \qquad (16)$$

formulani olamiz. (14) va (15) formulalarda r – radiusi vektor - integrallash xajmi elemantidan maydon aniqlanayotgan nuqtaga o‘tkazilgan. Oxirgi ifodadan ko‘rinadiki, qaralayotgan toklar tomonidan xosil qilingan magnit maydoni kuchlanganligi $\vec{B}$ ning qiymati muxitga bog‘liq emas. Ya’ni qaralayotgan o‘tkazuvchanlik toki vakuumda xam, muxitda xam bir xil $\vec{H}$ ga teng bo‘lgan maydon xosil qiladi. Bu fakt magnit xodisalari nazariyasida $\vec{H}$ vektor elektr maydoni nazariyasidagi $\vec{D}$ vektor bilan bir xil rol o‘ynaydi. Shu nuqtai nazardan $\vec{H}$ vektorni magnit maydonini induksiya vektori deb atash to‘g‘riroq bo‘lar edi. Lekin tarixan bu nom $\vec{B}$ vektor bilan bog‘lanib qolgan. Xolbuki $\vec{B}$ vektor magnit xodisalari nazariyasida $\vec{E}$ vektor elektr maydoni nazariyasida qanday rol o‘ynasa shunday rol o‘ynaydi. Shundan dielektrik singdiruvchanlik elektr maydoni nazariyasida ε bo’lsa, magnit maydoni nazariyasida μ kattalik emas, balki $\frac{1}{\mu}$ kattalik bo’lishligi kelib chiqadi.

A D A B I YO T

1. Raximov. U.A., Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 123-127
2. Mallin R.X. “Klassik elektrodinamika” 89-91 betlar
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 145-147-betlar

14-ma’ruza: O‘ZGARMAS MAGNIT MAYDON (davomi)

R E J A

1. Xajmiy va chizig‘iy o‘tkazgichlardagi stansionlar toklarning magnit maydoni.
2. Magnitlanish. Magnitlanish vektor va momenti

1.Avvali ma’ruza keltirib chikarilgan magnit maydoni induksiyaci $\vec{B}$ va kuchlanganligi $\vec{H}$ uchun formulalar.

$$\vec{B} = \mu / 4\pi \int_V \left[\vec{j} * r\right] / r^3 * dV : \vec{H} = 1/4\pi \int_V \left[\vec{j} * \vec{r}\right] / r^3 * dV \qquad (1)$$

Xajmiy o‘tkazgichlardagi statsionar toklarning magnit maydoni ifodalaydi. Shu sababali ularni integrallash chegarasi xajm bo‘yicha. Xajm bo‘yicha integrallash o‘z tarkibiga uchta chiziqli integrallashni olgani uchun yuqoridagi formulalardan foydalanib maydonini xisoblash prinipi jixatdan mumkin bo‘lsa xam ammo matematik xisoblash nuqtaiy-nazaridan anchagina noqulaylik va ko‘p xisoblashlarni bajarish bilan bog‘liq.

Lekin shu bilan birga amaliyotda ma’lumki statsionar toklar juda ingichka o‘tkazgichlarning ko‘ndalang kesimi bo‘ylabbir xil zichlik bilan oqadi. Bunday toklar zichlikli toklar deyiladi. Bunday toklarni chiziqli toklar deb atash uchun ulardan maydon aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa o‘tkazgichning ko‘ndalang kesimini chiziqli o‘lchamidan juda katta bo‘lishi shart.

Bio-Savar qonunining (1) chiziqli toklarga qo‘llansa uning ko‘rinishi ancha soddalashadi.O‘tkazgichni dI elementini qaraylik. Bu elementni xajmi

$dV = SdI$

gat teng. Bu yerda S – o‘tkazgich ko‘ndalang kesimini yuzi. Shuning uchun:

$$\vec{j}dV = \vec{j}sd\ell = jsd\vec{\ell} = jd\vec{\ell} \qquad (2)$$

bu yerda: $I = jS$ – o‘tkazgichdan o‘tuvchi tok kuchi , $d\vec{I}$ – o‘tkazgich uzunligi elementi bo‘lib, uning yo‘nalishi o‘tkazgichdagi tok yo‘nalishi bilan bir xil (2) ifoda ko‘ndalang kesim bo‘yicha integrallashni o‘z ichiga oladi. O‘tkazgichning ko‘ndalang kesimini chiziqli o‘lchamlarni maydon xisoblanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofadan juda ko‘p marotaba kichik deb qaralayotgani uchun, bu kesimdagi turli tok elementlarigacha bo‘lgan masofoni o‘zgarishini xisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun (1) formuladagi chiziqli toklarga o‘tish oddiy

$$\vec{j}dV \to Id\vec{I} \qquad (2a)$$

ko‘rnishdagi almashtirishlar orqali amalga oshiriladi. Bunda r – o‘zgarmas deb karaladi. Bundan so‘ng butun o‘tkazgich o‘tkazgich bo‘ylab $d\vec{I}$ bo‘yicha integrallash operatsiyasi bajariladi. Va o‘tkazgich ning turli ko‘ndalang kesimlarida tok kuchi bir xil bo‘lganligi uchun tok kattalaigi I ni integral belgisi ostidan chiqarish mumkin. Shunday qilib chtiziqli toklari uchun (1) formuladan quydagi ko‘rinishni oladi:

$$\vec{B} = \mu / 4\pi \oint_l Id\vec{I} * \vec{r}d / r^3 \quad (3)$$

$$\vec{H} = 1/4\pi \oint_l Id\vec{I} * \vec{r}d / r^3 \qquad (4)$$

Bu urda: V – o‘tkazgich xajmi. I – o‘tkazgichining chiziqli konturi.

1. Magnitostatik maydondagi mogneteklar. Magnitlanish vektori va momenti.

Magneteklar deb magnit maydonlariga kiritilganda uni paydo qilish yoki ko‘rinishini o‘zgartirish yo‘li bilan ta’sir ko‘rsatish qobiliyatiga ega bo‘lgan moddalarga aytiladi.

Bunday moddalarni tashqi magnit maydoniga joylashtirilsa ular magnit momentiga ega bo‘lib qoladilar yoki, boshqacha aytganda magnitlanadilar. Magnitlanish intensivligi magnitlanish vektori $\vec{I}$ bilan xarakterlanadi, u magnit xajm birligining magnit momenti sifatida aniqlanadi. Shunday qilib magnitlanganligi $\vec{I}$ magnetlanganlik vektori bilan xarakterlanuvchi magnetikning dv xajm elementini magnit momenti $d\vec{M}$ quydagiga teng bo‘ladi.

$$d\vec{M} = \vec{I}dV \qquad (5)$$

Xar bir xajm elementi o‘z magnit momentiga ega bo‘lganligi uchun magnit momenti

$\vec{B} = \mu / 4\pi * rot * \left[\vec{M} * \vec{r}\right] / r^3 = \mu 4\pi \left\{3(\vec{M}\vec{r})\vec{r} / r^3 \vec{M} / r^3\right\}$

Formulaga mos ravishda qo‘shimcha magnit maydonini xosil qiladi. Oxirgi formula berk tokini yetarli darajada katta masofalarda xosil qilgan magnit maydonidan iborat.

Shunday qilib magnetiklarni magnitlanishini magnit maydoniga ta’siri dielektriklarni qutblanishini elektr maydoniga ta’siriga o‘xshash ketadi. Lekin bu yerda muxim farq xam yo‘q emas. Dielektriklarda qo‘shimcha elektr maydoni xar doim dastlabki tashqi maydonning yo‘nalishiga qarama-qarshi yo‘nalgan. Shu tufayli dielektriklarda to‘la maydon dastlabki maydondan kichik bo‘ladi. Magnitiklarda qo‘shimcha maydon dastlabki maydonga magnetikni xossasiga qarab, yo qarama-qarshi yoki maydon bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lishi mumkin.

Qo‘shimcha magnit maydon dastlabki maydonga qarama-qarshi yo‘nalgan magnetiklar dielektriklar. Qo‘shimcha magnit maydoni dastlabki maydon yo‘nalishi bilan bir xil bo‘lgan magnetiklar parametniklar deyiladi. Shunday qilib diemagnetiklar dastlabki maydonni susaytiradi, paramagnetiklar esa kuchaytiradi. Barcha diemagnetiklar va ko‘pchilik paramagnetiklar uchun qo‘shimcha magnit maydoni dastlabki magnit maydoniga nisbatan juda kichik. Tashki magnit maydoni yo‘qolsa qo‘shimcha magnit maydoni xam yo‘qoladi ya’ni diemagnetiklar va paramagnetiklar to‘la magnetsizlanadi. Lekin magnetiklarning 3-turi xam mavjudki tashqi magnit maydon yo‘qolganda ularda qo‘shimcha magnit maydoni saqlanib qoladi. Demak bunday magnetiklar qoldik magnetiklanish xususiyatiga ega. Ular tashqi maydon ko‘rinishini o‘zgartirishgina emas, balki mustaqil ravishda paydo qilish xususiyatiga xam ega. Bunday magnetiklar ferromagnetiklar deb ataladi. Klassik elektrodinamika doirasida ferromagnetiklarni magnetlanishning aniq nazariyasini ko‘rish imkoniyati yo‘q. Chunki bu magnitlanish kvant fizikasi qonuniyatlariga bo‘ysunadi. Shuning uchun elektrodinamika kursida beriladigan magnetiklar nazariyasi diemagnetiklar va paromagnetiklarga qo‘llanishi mumkin xolos.

Magnitlanish vektori I ning kattaligi, dastlabki maydon bilan

$$\vec{I} = \ell\vec{H} \qquad (6)$$

Formula bilan bog‘langan. X-koeffitsent magnit singdiruvchanlik koeffitsenti deyiladi.

2a. Magnetiklar mavjudligidagi vektor potensial.

Yuqorida aytilganlarga asosan xulosa qilish mumkinki m agnetiklar mavjudligida to‘la magnit maydoni ikkita maydonlarning yig‘indisidan iborat bo‘ladi. Bularning birinchisi o‘tkazuvchanlik toklarini xosil qilgan magnit maydoni (uni vektor potensiali $\vec{A}_0$ – deb olamiz) va ikkinchisini magnetiklar magnitlanishi oqibatida paydo bo‘ladigan magnit maydoni (uni vektor potensiali $\vec{A}_0$ – deb olamiz) Shuning uchun to‘la magnit maydoni potensiali $\vec{A}$ quydagicha yoziladi:

$$\vec{A} = \vec{A}_0 + \vec{A}_m \qquad (7)$$

Bu yerda

$$\vec{A}_0 = \mu / 4\pi \int_V \vec{j} dV / r \qquad (8)$$

Bu yerda $\vec{j}, V$ xajmda oquvchi o‘tkazgichlarning formulari quydagicha

$$\vec{A}_m \mu / 4\pi \int_V d\vec{j} + \vec{d} / r^3 + dV \qquad (9)$$

((9) formulani isbotsiz keltirildi. Buni mustaqil o‘rganishga beriladi.)

Avval aytib o‘tkanimizdek Maksvell tenglamalridan magnit zaryadlarini mavjud emasligi kelib chiqadi. Magnit maydon faqat toklar tomonidan xosil qilish mumkin. Shu sababali magnitlanish qo‘shimcha magnit maydonini xosil qilish uchun qandaydir toklarning paydo bo‘lishi bilan bog‘langan bo‘lishi shart. Lekin bu toklar o‘tkazuvchanlik toklaridan farqli ravishda (bunday toklar zaryadlarini mikraskopik masofalarga siljish bilan bog‘liq) zaryadlarning mikraskopik soxalaridagi xarakati bilan bog‘langan bo‘ladi, ya’ni molekulalardagi zaryadlar xarakati bilan. Shuning uchun bu toklar molekulalar toklar deyiladi. Shunday qilib magnetlanish molekulyar toklar bilan bog‘liq. Yana bir karra shuni takidlash joyizki bu yerda gap paramagnetiklar va diemagnetiklar ustida bormoqda, ferromagnitiklarni xossalari elektronlarni magnit xossalari bilan bog‘liqligi uchun, uni molekulyar toklar bilan tushintirib bo‘lmaydi.

Shu aytilganlarga ko‘ra (9) ni quydagi ko‘rinishda yozish maqsadga muvofiq:

$$\vec{A}_m \mu / 4\pi \int_V < \vec{j}_{ma} > / r * dV + \mu / 4\pi \int_S < \vec{j}_{сиртлал} > / r * dS \qquad (10)$$

Bu formulaga asosan magnetiklar tomonidan xosil qilingan magnit maydoni magnetiklarning xajmi va sirti molekulyar toklari tomonidan xosil qilinadi.

2b. Magnit singdiruvchanlik bilan magnit kirituvchanlik orasidagi bog‘lanish.

O‘tkazuvchanlik toklari tomonidan xosil qilinadigan maydon Maksvellning

$$rot\vec{B} = \mu_0 \vec{j} \qquad (11)$$

Tenglamasi bilan tavsiflanadi.

Magniteklarni mavjudligini xisobga olish uchun oxirgi formulada $\vec{j}$ o‘tkazuvchanlik toklari bilan bir qatorda molekulyar toklarni xam

$$\vec{j}_{ma} rot\vec{j} \qquad (12)$$

xisobga olish zarur. Shuning uchun $\vec{B}$ vektorini magnitik mavjudligidan magnit induksiyasi vektor deb qaralsa (2) quydagi ko‘rinishni oladi.

$$rot\vec{B} = \mu\vec{j} rot\vec{I} \qquad (13)$$

$rot\vec{j}$ ni (13)ni chap tomoniga olib o‘tib va xar ikkala tomonni μ_0 ga bo‘lib

$$rot(\vec{B}/\mu_0 - \vec{I}) - \vec{j} \qquad (14)$$

ni olamiz. Ikkinchi tomondan

$$rot\vec{H} = \vec{j} \qquad (15)$$

Maksvell tenglamasi mavjud bo‘lganda xam o‘rinli. Shuning uchun (14) va (15) larni bitta magnit maydonini tavsiflashini nazarda tutib

$$\vec{B}\mu_0 = \vec{I} - \vec{H} \qquad (16)$$

deb yozish mumkin. (16)ga

$$\vec{H} - \mu\vec{H} \text{ ga } \kappa\vec{H} \qquad (17)$$

larni qo‘ysak.

$$\mu = \mu_0(1+\kappa) : \kappa = \mu - \mu_0 / \mu \qquad (18)$$

bog‘lanishni olamiz.

Gauss birliklar sistemasida

$$\kappa^1 = \kappa / 4\pi \qquad (19)$$

Buni va $\mu = \mu^1 \mu_0$ (19) va (18) ga qo‘yib, Gauss birliklar sistemasida

$$\mu^1 - I + 4\pi\kappa^1 \qquad (20)$$

bu bog‘lanishni ifodalarini topamiz.

Kattalik musbat yoki manfiy bo‘lishi mumkin. Shuning bog‘liq ravishda magnetikning magnit singdiruvchanligi vakuumning magnit singdiruvchanligida katta yoki kichik bo‘lishi mumkin.

Diemagnitiklar uchun $\kappa < 0 : \mu < \mu_1$ (21)
Paramagnetiklar uchun $\kappa >_0 : \mu > \mu_0$ (22)
Ferromagnitlar uchun $\mu \to \mu_0$

A D A B I YO T.

1. Raximov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 126-128
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 159-170-betlar

15-ma’ruza: KVAZISTATSIONAR ELEKTROMAGNIT MAYDONLAR

R E J A

1. Kvazistatsionarlik shartlari.
2. Asosiy tenglamalar**.**

Etarli darajada sekin o‘zgaruvchi elektromagnit maydon kvazistatsionar maydon deyiladi. Maydonning kvazistatsionarlik shartlari ikkita:

a) Elektromagnit maydon shu darajada sekin o‘zgaradiki, o‘tkazuvchanlik tokiga nisbatan siljish tokini xisobga olmaslik mumkin bo‘lib qoladi:

$$\left|\vec{j}_{сил} I_{мах} << \right|\vec{j} I_{мах} \qquad (1)$$

Agar elektromagnit maydon ωchastota bilan o‘zgarayotgan bo‘lsa, ya’ni

$$\vec{E} = E_0 e^{i\cot} \qquad (2)$$

ko‘rinishga ega bo‘lsa, u xolda

$$\vec{j}_{сил} = \partial D / \partial t = 1\omega\varepsilon_0 E_0 e^{iwt} \qquad (3)$$

$j = \lambda E = E_0 e^{iwt}$

Demak (1) tengsizlik o‘rinli bo‘lishi uchun

$$\left|\vec{j}_{сил} I_{мах}\right| \vec{j} I_{мах} \frac{ca\varepsilon_0}{\lambda} << I \qquad (4)$$

Ostida o‘tkazgich uchun $\varepsilon \approx \varepsilon_0 \lambda \approx$ .... ekanligini nazarda tutib

$$\omega = \lambda / \varepsilon_0 \approx 4\pi^{18} * / co \qquad (5)$$

Chastota........ siljish toklari axamiyatga ega emasligini ko‘rish mumkin. Bu ....qismiga mos keluvchi tebranishlar chastotasigacha bo‘radi. Chatota ....siljish toklarini axamiyatga ega emasligini ko‘rishi mumkin. Bu sektrning .... qismiga mos keluvchi tebranishlar chastotasigacha boradi.

Bu taxminiy baxolash yuqori chastotalarda muxim rol o‘ynovchi muxitning inersial xossalarini xisobga olmaydi. Moddaning inersial xossalarini xisobga olish, bu baxoni bir muncha (bir necha tartibga kamaytiradi, lekin shundan keyin xam o‘zgaruvchan toklarga nisbatan olmasa bo‘ladigan chastotalar .... ancha kattaligicha qoladi.

Maydonni o‘zgarishi shunchalik sekin ro‘y beradiki fazoning qaralayotgan soxasida elektromagnit to‘lqinlarining tarqalish tezligi .... bilan bog‘liq bo‘lgan cheksiz effektni xam xisobga olmaslik mumkin.

X o‘qi bo‘ylab ye tezlik bilan tarqalayotgan yassi to‘lqinni xarakterlovchi kattaliklarini quydagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$E(x.t) = F_0 e^{i\cot(t - \frac{x}{v}) = F_0 e^{iat} . e^{-i\omega\frac{x}{v}}} \qquad (6)$$

Oxirgi potensial qo‘layotmani qatorga yozsak:

$$E(x.t) = E_0 e^{iat}(1 - i * \omega / c * x + ...) \qquad (7)$$

xosil bo‘ladi. Bundan ko‘rindiki o‘ng tomondagi xadning X ga bog‘liq qismini xisobga olinmasa kechikish effektini xam xisobga olmaslik mumkin. Bunda

$$\omega / c * x << 1 \qquad (8)$$

tengsizlik o‘rinli bo‘lishi talab qilinadi.

$$\omega / c = 2\pi\sigma T = 2\pi / 1 \qquad (9)$$

Ekanligini xisobga olib (bu yerda 1-to‘lqin uzunligi) (8) tengsizlikni
$\{X << 1$ ko‘rinishda yozio‘ mumkin. (10)

Ya’ni elektromagnit tolqinlarini tarqalish tezligini cheksiz deb xisoblab, kechikish effektini xisobga olmaslik uchun, qaralayotgan soxaning chiziqli o‘lchamlari to‘lqin uzunligidan ko‘p marotaba kichik bo‘lishi kerak. Masalan 50 gs chastotali oddiy tokni oladigan bo‘lsak, unga mos keluvchi to‘lqin uzunligi $(1 = cT = 2\pi c/\omega)$ bir necha ming klometrga teng bo‘ladi, bu xolda kechikish effektini xatto nisbatan ancha katta o‘lchamga ega bo‘lgan soxalar qaralganda xam xisobga olmaslik mumkin.

Aytilganlarga ko‘ra elektrotexnikada qaraladigan maydonlarning aksariyati va radiotexnikada qaraladigan maydonlarning ko‘plari kvazistatsionar elektromagnit maydonlaridan iborat deb xulosa qilish mumkin.

2. Asosiy tenglamalar.

2a. Kvazistatsionar soxa uchun Maksvell tenglamalari quydagi ko‘rinishni oladi:

$$rot\vec{H} = \vec{j} : rot\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$$

$$div\vec{B} = 0 : div\vec{D} = \rho \qquad (11)$$

Bu yerda

$$\vec{B} = \mu\vec{H} : \vec{D} = \varepsilon\vec{E} : \vec{j} = \lambda(\vec{E} + \vec{E}^{bel})$$

Bu tenglamalardan kvazistatsionar maydonlar soxasida elektr va magnit maydonlarini aloxida qarash mumkin emas degan xulosa kelib chiqadi. Shunday bo‘lsa xam ulardan faqat Faradeyning elektromagnit induksiya xodisasi tufayli yuzaga keladigan asosiy bog‘lanish xisobga olinadi xolos. Bunga qaraganda maydonlar orasida siljish toki tufayli yuzaga keladigan bog‘lanish kamroq axamiyatga ega bo‘lgani uchun kvazistatsianar maydonlarni qarashda xisobga olinmaydi.

2b. Elektr maydoni kuchlanganligini potensiallar orqali ifodasi.

Yarimi yo‘q

$$\vec{E} = grad\varphi - \partial\vec{A}/\partial t$$

(18) dagi ikkinchi xad faradeyning elektromagnit induksiyasi qonunini xisobga oladi va kvazistatsionar xolda elektr maydoni potensial maydon bo‘lmasligiga sabab bo‘ladi. Shu xadning mavjudligi tufayli, zaryadni ikki nuqta orasida ko‘chirishda bajarilgan ish umuman aytganda, ko‘chish yo‘lining shakliga bog‘liq bo‘lib qoladi.

2v. Oklyar potensial uchun tenglamalar.

Bir jinsli muxit ($\varepsilon = ...$)ni ko‘ramiz.Bunda $div\vec{D} = \rho$ Maksvell tenglamasini quydagicha yozish mumkin bo‘ladi.

$$div\vec{D} = \varepsilon div\vec{E} = \rho \qquad (19)$$

Bunga (18) ni qo‘ysak

$$div(-grad\varphi - \partial\vec{A}/\partial t) - \rho/\varepsilon \qquad (20)$$

$$divgrad\omega = \nabla^2\psi \text{ va } div\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}div\vec{A} \qquad (21)$$

Demak skelyar potensial uchun tenglama quydagicha yoziladi.
$\nabla^2\varphi = \Delta\varphi = -\rho/\varepsilon$

Bu tenglama statik maydonlar uchun olingan tenglama bilan bir xil. Buning sababi kvazistatsionar maydonlar soxasida kechikish effektini xisobga olinmagani uchun sklyar potensialning vaqtning qandaydir daqiqasidagi qiymati, vaqtning aynan o‘sha daqiqadagi zaryadlarning butun fazodagi taqsimoti bilan aniqlanadi va zaryadlarning xarakati xech qanday rol o‘ynamaydi. Shuning uchun sklyar potensial zaryadlar qo‘zg‘almaganda qanday ko‘rinishga ega bo‘lsa, shunday ko‘rinishni saqlab qoladi.

2g. Vektor potensial uchun tenglama.

Barcha xisoblashlar statik maydon vektor potensial tenglamasini keltirib chiqarishda qanday bo‘lsa aynan takrorlanadigan bo‘lgani uchun.

$$\Delta\vec{A} = -\mu\vec{j} \qquad (22)$$

deb yozish mumkin. Vakuum qaralganda bu tenglamadagi

demak, xulosa qilish mumkinki kvazistatsionar maydonlar uchun sklyar va vektor potensialining tenglamalari, stansionar maydonlar uchun keltirib chiqarilgan tenglamalar bilan bir xil ekan.

A D A B I YO T

1. Raxitmov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 107-113 betlar
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 200-204 betlar
3. Tamm I.Ye. “Osnovi teori elektrichestvo” 403-409 betlar
.

16-ma’ruza: KVAZISTATSIONAR ELEKTROMAGNIT MAYDONLAR (davomi)

R E J A

1. Elektromagnit induksiyani xisobga olgan xolda Om qonunini integral shakli
2. Xarakatdagi o‘tkazgich va muxitda induksiya qonuni.

1. Elektromagnit induksiyasi xodisasi turli o‘tkazgichlardan oqayotgan toklarni o‘zaro ta’sirini va bitta o‘tkazgichdan oqayotgan tokni elementlari o‘zaro

ta’sirini keltirib chiqaradi. Shu sababli zanjirni biror qismidan oqayotgan tokni, uning qolgan qismlaridan oqayotgan toklardan va boshqa zanjirlardan oqayotgan toklardan ajratilgan (izolyatsiyalangan) xolda qarash mumkin emas. Induksion aloqada bo‘lgan barcha toklar majmuasini birgalikda qarash zarur.

1a. Chiziqli o‘tkazgichlar majmuasini qaraymiz. Ularga differensial shakldagi Om qonuni

$$\vec{i} = \lambda(\vec{E} / \vec{E}^{bel}) \qquad (1)$$

$\kappa -$taritbli o‘tkazgichga qo‘llaymiz. Buning uchun (1) ni xar ikkala tomonini λ ga bo‘lamiz chiziqli o‘tkazgichning uzunlik elementi dI ga ko‘paytiramiz va qaralayotgan o‘tkazgichning berk konturi bo‘yicha integrallaymiz.

$$\oint_{Lk} \vec{j} d\vec{I} / \lambda = \oint_{Lk} \vec{E} d\vec{I} + \oint_{Lk} \vec{E}^{bel} d\vec{I} \qquad (2)$$

xosil bo‘ladi. Bu yerda .... tartibli o‘tkazgichni konturi (2)ning chap tomonidagi integral ostidagi ifodani ko‘rinishini quydagicha o‘zgartirish mumkin.

....(3)

Bu yerda birinchidan chiziqli o‘tkazgichda vektor $\vec{j}$ ning yo‘nalishini $d\vec{I}$ vektorni yo‘nalishi bilan bir xilligini ikkinchidan $dR = dI / S - dI$ uzunlikdagi o‘tkazgich qismning qarshiligi ekanligi xisobga olingan. S o‘tkazgichning .... $I = jS -$o‘tkazgichdan oqayotgan tok Shunday qilib

....(4)

Bu yerda berk, o‘tkazgichdan .... ko‘ndalang o‘tayotgan bir xil bo‘lgandagi uchunintegral ostida chiqarilgan ....qarshiligi Integral

$$\int_{L_k} \vec{E}^{bel} d\vec{I} = \varepsilon_k^{\ bel} \qquad (5)$$

ya’ni (2) ning o‘ng tomonidagi ikkinchi xad. K tartibli o‘tkazgichga qo‘yilgan tashqi elektr yurituvchi kuchdan iborat. (2) o‘ng tomonidagi birinchi integral quydagicha tasavur qilishimizmumkin.

$$\oint_{L_k} \vec{E} d\vec{I} = \oint_{L_k} ....\varphi..\vec{H} \oint \partial\vec{A} / \partial t * \vec{H} \qquad (6)$$

Bunda $E = -grad\varphi - \partial\vec{A} / \partial t$ ekanligi xisobga olingan.

(6) ning o‘ng tomonidagi birinchi integral L_k kontur berk bo‘lganligi uchun nolga teng.

$$\oint_{L_k} grad\varphi * d\vec{I} = \oint_{L_k} d\varphi = 0$$

(6) o‘ng tomonidagi ikkinchi xad esa quydagi ko‘rinishda o‘zgartilib yozilishi mumkin.

$$\oint_{L_k} \partial\vec{A}/\partial t * d\vec{I} = d/di \oint_{L_k} \vec{A}d\vec{I} = d/dt \int_{S_K} rot\vec{A}d\vec{S} = d/dt \int_{S_K} BdS = d\phi/dt \qquad (7)$$

Bu yerda $\phi_k = \int_{S_x} \vec{B}d\vec{S}$ $-\kappa$ o‘tkazgichning L_k konturaga tortilgan S sirt orqali magnit induksiyasi oqimidan iborat:

(7)da L_k kontur qo‘zg‘almas bo‘lganligi uchun, vaqt bo‘yicha xosila integral oldiga chiqarilgan xolda Stoks teoremasidan foydalanilgan. Shunday qilib (4), (5) va (7) larni xisobga olgan xolda (2) ni

$$j_k R_k = \varepsilon_k^{beg} - d\phi_k/dt \qquad (8)$$

Ko‘rinishda yechish mumkin. Shu elektromagnit induksiyasi qonuni xisobga olgan xoldagi Om qonunini ko‘rinishdan iborat. (8) formulada bu qonunio‘ng tomondagi ikkinchi xad orqali xisobga olngan.

2. Shu vaqtga qadar elektromagnit induksiyasi qonunini o‘rganishda L konturni qo‘zg‘almas va magnit maydoni oqimi F ning o‘zgarishi faqat magnit maydoni kattaligini vaqt bo‘ycha o‘zgaruvchanligida deb qarab keldik.

Endi tashqi magnit maydoni $\vec{B}$ da ixtiyoriy tarzda xarakatlanuvchi yopiq chiziqli o‘tkazgich L ni qaraymiz. Bunda o‘tkazgichning shaklini differmatsiyalanishi xam e’tiborga olinadi.

Agar $\vec{B}$ magnit maydonda tok elementi $d\vec{I}, \vec{V}$ tezlik bilan xarakatlansa, $d\vec{I}$ elementdagi xar bir elektronga Lorens kuchi ta’sir qiladi:

$$\vec{B} = e[\vec{V}, \vec{B}] \qquad (9)$$

Bu kuch elektronni tartibli xarakatini, ya’ni elektr tokini paydo qiladi. Shu nuqtai nazardan aytish mumkinki o‘tkazgichda qandaydir effektiv elektr maydon yuzaga keladi:

$$\vec{E}_{эф} = [\vec{V}, \vec{B}] \qquad (10)$$

Bu maydon o‘z navbatida induksion elektr yurituvchi kuchni xosil qiladi:

$$\varepsilon^{...} = \oint \vec{E}_{эф} d\vec{I} = \oint [\vec{V}, \vec{B} I d\vec{I}] \qquad (11)$$

$\vec{r} - dI$ tok elementining radiusi vektori deb faraz qilaylik L konturni oralig'idagi ikki xolatni ko'raylik. Bu vaqt oralig'ida $di -$ kontur elementi masofaga siljiydi, bunda

$$\vec{V} = Iim \phi r / \varphi t \qquad (12)$$

ga teng bo'ladi.

Rasm

Shuning uchun (11) ifodani quydagi ko'rinishda tasavvur qilish mumkin.

$$\varepsilon^{...} = Iim \ 1/\delta t \int_L ([\delta\vec{r} / \vec{B}] d\vec{I}) \qquad (13)$$

Aralash ko'paytmada quydagi ko'patuvchilarini o'rinlarini davriy almashtirish mumkinligi uchun:

$$([\delta\vec{r}, \vec{B}] d\vec{I}) = ([d\vec{I}, \delta\vec{r}] \vec{B}) \qquad (14)$$

ni yozishimiz mumkin:

$$[d\vec{I} \delta\vec{r}] = d\vec{S}_{ён} \qquad (15)$$

ekanligini xisobga olamiz, bu yerda $d\vec{S}_{ён} - d\vec{I}$ elementni $\delta\vec{r}$ masofaga siljiganda xosil bo'ladigan yuzacha vektori. U S_1, S_2 va $S_{ён}$ sirtlar bilan urilgan xajmga o'tkazilgan tashqi normal bilan bir xil yo'nalishga ega. Vektor $\vec{B}$ ning xar qanday sirt orqali oqimi nolga teng (buning sababi $div\vec{B} = 0$)

$$+\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \int_{S_1} \vec{B} d\vec{S} + \int_{S_2} \vec{B} d\vec{S} + \int_{S_{ён}} \vec{B} d\vec{S} = 0 \qquad (16)$$

Demak

$$-\int_{S_{ён}} \vec{B} d\vec{S} - \int_{S_{ён}} [\vec{B}, / \partial\vec{I} . \delta\vec{r}] = \int_{S_1} \vec{B} d\vec{S} + \int_{S_2} \vec{B} d\vec{S} \qquad (17)$$

bu yerda (16) dan va (14) dan foydanilgan.

Xarakatlanuvchi konturga tortilgan sirtga o'tkazilgan musbat normal sifatada, shunday normalni tanlash kerakki uning yo'nalishi tenglangan obxod yo'nalishi bilan o'ng vint sistemasini xosil qilsin 1-rasmga ko'ra bunday shartga $\vec{B}$ normalning yo'nalishi mos keladi. Shuning uchun o'ng tomondagi integrallar uchun quydagilarni yozish mumkin:

$$\int_{S_1} \vec{B}d\vec{S} - \phi(t): \quad \int_{S_2} \vec{B}d\vec{S} - \phi(t + \varphi t) \qquad (18)$$

(-) ishora $\vec{D}_2$ normal $\vec{D}_1$ ga qarama-qarshi yo‘nalganligi uchun paydo bo‘ldi. Shunday qilib (17) ni quydagicha yozish mumkin:

................................(19)

Bu yerda $\delta\phi - I$ konturga tortilgan sirt orqali magnit induksiya oqimning qontur xarakati va defermatsianishi tufayli o‘zgarishi (19) ni (13) ga qo‘yib

$$\varepsilon^{...} = \lim_{\delta t \to 0} \delta\phi / \delta t = -d\phi / dt \qquad (20)$$ ni olamiz.

Bu formula tashqi ko‘rinishga ko‘ra elektromagnit induksiyasi qonunining oddiy formulasi bilan bir xil. Lekin uning mazmuni butunlay boshqacha. Induksiya qonunining dastlabki formulasidagi qo‘zg‘almas kontur orqali magnit induksiyasi oqimning o‘zgarishi magnit maydonini vaqt bo‘yicha o‘zgarishi tufayli yuzaga kelgan edi.(20) formulaga ko‘ra bu o‘zgarish magnit maydon o‘zgarmaganda qonturning xarakati, deformatsiyalanishi tufayli paydo bo‘ladi. Demak,

$$\varepsilon^{инд} = -d\phi / dt \qquad (21)$$

Formula F ning kattaligini qaysi sababga ko‘ra o‘zgarishidan qa’tiy nazar qo‘llashga yaroqli. Shuning uchun amaliyotda ko‘proq konturni xarakatlantirish usulidan foydalaniladi.

A D A B I YO T

1. Raximov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 176-178 betlar.
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” betlar.

17-ma’ruza: SKIN SAMARASI VA UNING ELEMENTAR NAZARIYASI

R E J A

1.Xodisaning moxiyati.
2. Elementar nazariyasi.
3.O‘tkazgich Omik qarshiligi va o‘zinduksiya koeffitsientini chastotaga bog‘liqligi.

1.Xodisaning moxiyati.

Bio-Savar-Laplas qonunini o‘rganish jarayonida doimiy tok o‘tkazgichdan ko‘ndalang kesim bo‘yicha bir tekis taqsimlangan xolda o‘tishligi aytilgan edi. O‘zgaruvchan toklar manzara butunlay o‘zgarib tokning zichligi o‘tkazgich sirtida ortib, markazda esa kamayadi. O‘tkazgich sirtida tokning konsentratsiyasi ortib, markazga tomon kamayib borish xodisasi Skin-samara deyiladi (skin-ingilizcha teri). Skin-samara tok elementlarining o‘zaro ta’siri tufayli paydo bo‘ladi. Ya’ni elektronning maydonning o‘tkazgich ko‘ndalang kesimi bo‘ylab notekis taqsimlanib, uning markazidan sirti tomon kattalashib borishi skin-samara sabab bo‘ladi.Dastlab bu xodisani sifat tomonidan qarab chiqaylik. Buning uchun cheksiz uzun, to‘g‘ri slindrik o‘tkazgichdan o‘tuvchi tok kuchining yo‘nalishi berilgan vaqt daqiqasida 1-rasmda ko‘rsatilgandek bo‘lib, u ortayotgan bo‘lsin. $(dI/dt>0)$. Bu tokning xosil qilgan magnit maydoni kuch chiziqlarining yo‘nalishi markazi silindr o‘qidan o‘tuvchi kotsentrik aylanalardan iborat bo‘ladi.

Rasm

Tok kuchi ortganda ularning shakli o‘zgarmaydi, lekin xar bir nuqtada magnit maydoni kuchlanganligi mos ravishda ortib boradi. Demak tok kuchi o‘zgarganda magnit maydoni kuchlanganligi xar bir nuqtada yo‘nalishi saqlab qolingan xolda absolyut qiymatini o‘zgartiradi. Shuning uchun $\partial\vec{B}/\partial t$ xosila, magnit maydonining mos kuch chizig‘iga urinma bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi. Elektromagnit induksiya qonunga ko‘ra o‘zgaruvchi magnit maydoni uyurmali elektr maydonini paydo qiladi. Bunda xosil bo‘lgan elektr maydoning kuch chiziqlari $\partial\vec{B}/\partial t$ vektorga perpendikulyar tekislikda yotadi.Elektr maydoni kuch chiziqlari bo‘ylab obxod yo‘nalishi va $\partial\vec{B}/\partial t$ vektorning yo‘nalishi o‘zaro (avval aytib o‘tgandek) chap vint sistemasini xosil qiladi. Rasmda yakkol ko‘rinib turgandek Ye uyurmali maydonni yo‘nalishi shundayki o‘tkazgich sirtida tokni kuchaytirib, ichkarisida kamaytiradi. Chunki sirtda dI/dt va $\vec{E}$ vektorlarning yo‘nalishlari bir xil, ichkarida qarama-qarshi. Shu tufayli tok zichligi o‘tkazgich sirtida ortib, markazga tomon kamadi. Osonlik bilan ishonch xosil kilish mumkinki tok kamayaaetganda uyurmali yelektr maydonini shunday yunaladiki natijada tok zichligi o‘tkazgich markazida sirtiga tomon ortib boradi.

2. Skin- samaraning elementar nazariyasi.

Xisoblashlarni soddalashtirish maqsadida o‘tkazgich bir jinsli ($\varepsilon,\mu,\lambda=const$) va $y>0$ yarim fazoni egallaydi deb faraz qilamiz (2-rasm). Tok X o‘qi yo‘nalishida o‘tkazgichning x,z tekislik bilan ustma-ust tushuvchi sirt bo‘ylab oqayotgan bo‘lsin. Bu xolda dastlabki tenglamalar quydagi ko‘rinishda bo‘lsin.

Rasm

$$rot\vec{H}=\vec{j}=\lambda\vec{E} \qquad (1)$$

$$rot\vec{E}=\partial\vec{B}/\partial t=-\mu\partial\vec{H}/\partial t \qquad (2)$$

Bunda om qonunining differensial shakliga ko‘ra

$$\vec{j} = \lambda \vec{E} \tag{3}$$

ekanligi xisobga olingan. (1) ni ikkala tomoni vaqt bo‘yicha differensiallab va (2) ni yordamida $\partial / \partial t * \vec{H}$ ni almashtirib

$$-1/\mu * rot.rot\vec{E} = \lambda \partial \vec{E} / \partial t \tag{4}$$

ni xosil qilamiz.
$rot.rot\vec{E} = graddiv\vec{E} - \Delta\vec{E}$
bo‘lganligi uchun va bir jinsli o‘tkazgichda erkin zaryadlarning bo‘lmasligi tufayli $div\vec{E} = 0$ ni e’tiborga olib Ye vektori uchun quydagi tenglamaga ega bo‘lamiz:

$$\Delta\vec{E} = \lambda\mu * d\vec{E} / dt \tag{5}$$

Shunga aynan o‘xshash yo‘li bilan $\vec{H}$ vektor uchun xam tenglamani keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta\vec{H} = \lambda\mu d\vec{H} / dt \tag{6}$$

Biz tok X o‘qi bo‘ylab oqishdi, deb faraz qilayotganimiz uchun

$j_x = j_x(v,t) : j_y = j_z = 0$ bo‘ladi: (7)

Demak, (3) ga asosan

$$E_x = E_x(y,t) : E_y = E_x = 0 \tag{8}$$

deb yozish mumkin. Shuning uchun (5) tenglama quydagi ko‘rinishni oladi:

$$d^2 E_x / dv^2 = \lambda\mu \partial I / \partial t \tag{9}$$

Agar o‘zgaruvchan tokning chastotasi ω bo‘lsa, u xolda (3) ning yechimini quydagicha ko‘rinishda izlanadi.

$$E_x(y,i) E_{xo}(v) e^{iat} \tag{10}$$

(10) ni (9) ga qo‘yib , vaqt bo‘yicha differensilab va ye ga qisqartirib olamiz.

.... (11)

Bu tenglamalar quydagi ko‘rinishda ega bo‘lgan umumiy yechimga ega.

.... (12)

Bu yerda

.... (13)

Shunday qilib (13) dan k ni qiymatini (12)ga qo‘yamiz

.... (14)

ni xosil qilamiz. $y \to \infty$ dan .... kattalashgani uchun fizik ....emas. Shuning uchun $A_0 = 0$ deb olamiz. (14) ni (10) qo‘yib

$$E_x = e^{-ru} B_0 \cos(iot - ru) \qquad (15)$$

ga ega bo‘lmasa, bu foydani xaqiqiy qismi

$$E_x = e^{ru} B_0 cjs(iot - ru) \text{ bo‘ladi.} \qquad (16)$$

Endi (16) ni xisobga olish xolda (3) ni

$$j_x = e^{-ru} j_0 \cos(iot - ru) \qquad (17)$$

ko‘rinishda yozamiz. Bu yerda j – o‘tkazgich sirtitdagi tok zichligining mapletudasi.

Shunday qilib tok zichligi o‘tkazgich sirtidan uzoqlashgan sari kamayib boradi. Kamayish tezligi e^{ru} eksponensial ko‘paytma bilan xarakterlanadi. O‘tkazgich sirtidan

.... (18)

Masofada tok zichligi ye marotaba kamayadi.

Shuning uchun butun tok o‘tkazgichni Δ kattalikda ega bo‘lgan sirtda mujasamlashgan deyish mumkin.

(11) ga ko‘ra r ning $1/2 * \mu\kappa\delta$ tenglikni e’tiborga olsak bu masofani

$$\Delta = \sqrt{T/..\mu\lambda} \qquad (19)$$

sifatida tasavvur qilish mumkin. Bu yerda T-tebranish davri. Shunday qilib chastota ortishi bilan .... kuchayib boradi va tok kuchi o‘tkazgich sirtida mujasamlanadi. (10), da T .. teskari proporsialligi shunda ko‘raylik ...turibdi. Sken-samara o‘tkazgichning o‘tkazuvchanligi ...., ya’ni solishtirma qarshilik kamayganda xam kuchayishi oxirgi formuladan ko‘rinib turibdi.

Δ kattalikni tartibini chamalab ko‘raylik. Metallar uchun bunday chamalashda $\mu \approx \mu_{0\lambda \approx 19^7 1/см*ь}$ deb oldik $E \approx 10^{-3}$ da

....

ga chastota marta ortsa

$\Delta = 0.5mm$

ga teng bo‘ladi. Shunday qilib $T = 10^{-5}$ sek davr $I = cT - 3km$ to‘lqin uzunlikka to‘g‘ri kelib, butun tok yarim milimetr qarshilik orqali oqadi. Keltirilgan baxolash shundan darak beradiki yetarli darajadagi katta chastotalar soxasida sken-samara o‘tkazgichning ko‘ndalang kesimi bo‘yicha tokning muxim xisoblanuvchi qayta taqsimlanishga olib keladi.

Xisoblashlari soddalashtirish maqsadida Bio ...-effektni cheksiz yarim fozoni egallagan tokli o‘tkazgich uchun aniqladik. Olingan natijalar ixtiyoriy shakldagi, xususan silnd shakldagi o‘tkazgichlar uchun xam chiqarilishi mumkin. Faqat bu xisoblashlar ko‘p vaqt va joy talab qilinganligi uchun bu faqat yuqorida bayon qilingan xol bilan chegaralandik.

3. O‘tkazgich omik qarshiligi, uning ko‘ndalang kesimi yuzasiga teskari proportitsianal kin-samara tufayli tok to‘laligicha o‘tkazgichning sirti yaqinida konsentratsilanadi. Bu tok kovak ... sirti bo‘ylab oqimi xodisasiga ekvivalent . Shuning uchun o‘tkazgichning bu xoldagi qarshiligi, silndr to‘la bo‘lgan xoldagi qarshilikdan katta bo‘ladi. Chastota ortganda tok oquvchi silndrning sirt katlamining .... ya’ni karshiligi ortadi. Shuning uchun katta chastotalar bilan ish ko‘rilganda tok o‘tkazgichning juda yupqa sirti katlami bo‘ylab oqadi. Bu esa o‘z navbatida silindrsimon o‘tkazgichning yupqa qalinlikka ega bo‘lgan o‘tkazuvchanligi katta bo‘lgan qimmatboxo metaldan yasalib, uning o‘zagini tok o‘zidan yomon o‘tkazadigan arzon metalldan yasash mumkinligini ko‘rsatadi. Bunda faqat o‘zak o‘tkazgichni mustaxkamligini orttirish uchun zarur bo‘ladi. Bunday o‘tkazgichlardan foydalanish xam iqtisodiy va texnikaviy afzalliklarga ega.

Shuningdek sekineffekt tufayli uzinduksiya koeffitsenti L xam kamayadi. Chunki

....

Formulaga ko‘ra energiyani kamayishi L ni kamayishi xisobiga ro‘y beradi. Buning qiymati tokni qanday slindr orqali o‘tishiga bog‘liq. G‘ovak slindrdan okanda xam, to‘la slindr orqali okkanda ko‘p. Ya’ni chastota ortsa skin-samara kuchayadi, bu o‘z navbatida L ni kamayishiga olib keladi.

A D A B I YO T.

1. Raxitmov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 172-176 betlar
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 216-221 betlar.

18-ma'ruza: O'ZGARUVChAN ELEKTROMAGNIT MAYDONLAR VA ULARNING TENGLAMALARI

R E J A

1. Umumiy muloxazalar.
2. Vektor va sklyar potensiallar va ularni ....
3. Vektor va sklyar potensiallar uchun tenglamalar.
4. ....

1. Kvazistatsionlar elektromagnit maydonlarini o'rganishda elektr va magnit maydonlari orasidagi bog'lanish bir tomonlama xisobga olinadi. Elektr va magnit maydonlari orasidagi o'zaro ta'sirini to'la xisobga olish elektromagnit to'lqinlarining fizik moxiyatining ochishga imkon beradi.

Statsionar maydonlar xam doim elektr zaryadlari va toklar bilan birgalikda mavjuddirlar. Ular zaryadlar va toklardan aloxida mavjud bo'lmaydilar va o'z navbatlaridan "uzilmaydilar" Faqat elektromagnit to'lqin ko'rinishidagina elektromagnit maydon to'la mustaqillikka ega bo'lib, u o'zini xosil qilgan zaryadlar va toklardan "uziladi" va keyinchalik bu zaryadlar va toklarda qanday o'zgarishlar bo'lishidan qat'iy nazar mustaqil ravshda mavjudligicha qoladi.

2. O'zgaruvchan elektromagnit maydonlari qarashda, maydonlarni o'zgarish tezligiga xech qanday chek qo'ymaymiz.

Tabiyki bunda Maksvellning tenglamalar sistemasining to'la ko'rinishi o'rinli bo'ladi. Bu xol kvazistatsionar maydonlar xolidan siljish tokini xisobga olishi bilan farq qiladi. Lekin siljish tokini xisobga olishi potensiallarni maydon vektorlarida bog'lanishlarini ko'rishga xech qanday ta'sir ko'rsatmaydi.

$$\vec{B} = rot\vec{A} \qquad (1)$$

$$\vec{E} = -grade\frac{d\vec{A}}{dt} \qquad (2)$$

(1) va (2) formulalar $\vec{E}$ va $\vec{B}$ elektronlarni berilgan ko'paytmalaridan kelib chiqqan

(2) xolda potensiallarni,bir qiymatda ravishda kiritishga imkon beradi. ....

qo‘shimcha shartni, aynan shu ko‘rinishda tanlashda maqsad potensiallar uchun tenglamalarni maksimal darajada soddalashtirishdan iborat.

3. Muxit bir jinsli $.. = const : a = const$ bo‘lgan xolni qaraylik. (1) va (2) larni

$$rot\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Maksvell tenglamasiga qo‘yib $rotrot\vec{A} = \mu \vec{j} + \varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial t}(-grad\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t})$ ni xosil qilamiz. Vektor analizining $rotrot\vec{A} = graddiv\vec{A} - \nabla\ \vec{A}$ formulasidan foydalanib $\Delta\vec{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t} = 0$ deb olish zarur. Shu shart Lorens shartini ko‘rinishini belgilaydi. Shunday qilib,vektor potensiali uchun tenglama quydagi oxirgi ko‘rinishni oladi.

$$\Delta\vec{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{j} \qquad (5)$$

Sklyar potensial uchun tenglama quydagicha keltirib chiqariladi. Buning uchun

$$\partial tv\vec{D} = \rho$$

Maksvell tenglamasiga (2) dan $\vec{E}$ ni qiymatini qo‘yamiz va $\mu = const$ ekanligini nazarda tutamiz.

$$div(-grad - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

Yoki $\Delta\varphi + \frac{\partial}{\partial t} div\vec{A} = -\frac{\mu}{\varepsilon}$

φ va $\vec{A}$ lar Lorens shartini qanoatlantirishini xisobga olsak.

(ya’ni $div\vec{A} = -\varepsilon\mu \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ ekanligini)

$$\Delta\varphi - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad (6)$$

4. Vektor va sklyar potensiallar uchun tenglamalar quydagi ko‘rinishga ega.

$$\Delta\varphi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -f(x, y, z, t) \qquad (7)$$

Bu Dalamber tenglamasidir. $f=0$ da bir jinsli Dlamber tenglamasi xosil bo‘ladi.

$$\Delta\varphi - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0 \qquad (8)$$

Xususiy xosilali differensial tenglamlar nazariyasida (8) tenglama 0 tezlik bilan tarqaluvchi to‘lqinini tavsiflaydi. Soddalik uchun bir o‘lchovli xolni qaraylik. Tenglama bu xol uchun quydagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0 \qquad (9)$$

Bu tenglama argumentlari $t - \frac{x}{v}$ yoki $t + \frac{y}{v}$ lardan iborat bo‘lgan ixtiyoriy ϕ funksiya qanoatlantiradi.

Masalan: $\phi = \varphi(t - \frac{x}{v})$ (10)

Isboti:

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} = \phi^1(-\frac{1}{v}); \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} = \phi^{11}\frac{1}{v^2}; \frac{\partial\phi}{\partial t} = \phi^1; \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} - \phi^{11} \qquad (11)$$

shuni (9) ga qo‘ysak,

$$\phi^{11}\frac{1}{v^2} - \frac{1}{v^2}\phi^{11} = 0$$

Demak xaqiqatdan xam (10) ifoda (9) ni qanoatlantirar ekan. Bu yerda shtrix bilan funksiyadan uning argumenti $(t - \frac{x}{v})$ dan olgan xosila belgilangan.

Argument $t - \frac{x}{v}$ ni quydagicha yozib

$$t = \frac{x}{v} = t + \Delta t - \frac{x + \Delta x}{v}; \quad \Delta t = \frac{\Delta x}{v}$$

ϕ funksiyaning $t + \Delta t$ daqiqa va $x + \Delta x$ nuqtadagi qiymati t vaqt va x nuqtadagi qiymati bilan birday. Demak aytish mumkinki biz x o‘qini isbot yo‘nalishi bo‘ylab v tezlik bilan tarqalayotgan talqiniga ega ekanmiz.

Aynan, yuqoridagi muloxaza va xisoblashlarni tkrorlab

$$\phi = \phi(t + \frac{x}{y}) \qquad (12)$$

Ixtiyoriy funksiya xam (9) ni yechimi ekanligini ko‘rsatishimiz mumkin. Bu yechim v tezlik bilan x o‘qini manfiy yo‘nalishi bo‘ylab tarqaluvchi to‘lqinlarga mos.

(5), (6) lekin (7) va (8) lar bilan taqqoslab ko‘rish mumkin.

$$n = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon 0 \mu 0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon^1 \mu^1}} \qquad (13)$$

Bu yerda $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon 0 \mu 0}}$ yorug'likni vakuumdagi tezligi.

$\varepsilon^1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ va $\mu^1 = \frac{\mu}{\mu_0}$ muxitning nisbiylik dielektrik va magnit singdiruvchanliklari.

Agar (7) ning o'ng tomonidagi f funksiya noldan farqli bo'lsa uning yechimi
....
....(14)
dan iborat bo'ladi. Bu yerda dv^1, dy^1, dz^1-integrallash xajmi elementi $r - \sqrt{(x-x^1)^2 + (y-y^1)^2 + (z-z^1)^2}$ -integrallash nuqtani bilan ϕ funksiyaning qiymati xisoblanayotgan nuqta orasidagi masofa (14) ning eng asosan tomon shundaki ϕ va 1 funksiyalardagi vaqtlar farqli
$f -$funksiya maydonni xosila qiluvchi manbai xarakterlaydi.funksiya orqali esa maydonni tasvirlaydi.
(14) formula elektromagnit o'zaro ta'sirining tarqalish tezligini chekliligini xisobga olsa $t + \frac{r}{v} -$ yechim esa ilgarlovchi yechimdir. Lekin oxirgi ko'rinishidagi yechim, aniq fizik ma'noga ega emas. Shuning uchun u juda kam qo'llaniladi.
(7) ni yechimi (14) dan iborat bo'lgani uchun (5) va (6) larni yechimlari quydagicha yoziladi.
1) kechikuvchi potensiallar ko'rinishda

$$\vec{A}(x,y,z,t) = \frac{\mu}{4\pi}\int_v \frac{\vec{f}(x^1, y^1, z^1, t - \frac{r}{v}}{r} dv \qquad (15)$$

$$\varphi(x,y,z,t) = \frac{1}{4\pi}\int_v \frac{\vec{f}(x^1, y^1, z^1), t - \frac{r}{v}}{r} dv \qquad (16)$$

2) ilgarlovchi potensiallar ko'rinishidagisida
$t - \frac{r}{\vartheta};\ t + \frac{r}{\vartheta}$ ga almashadi.

Elektromagnit to'lqinlarni mavjudliligi, nazariy ravshda elektromagnit potensiallari, yechimi to'lqin ko'rinishida bo'lgan Dalamber tenglamasini qanoatlantirishdan kelib chiqadi.Maksvell shu xisoblashlar asosida elektromagnit to'lqinlarini mavjudliginioldindan aytgan.

A D A B I YO T.

1. Raximov. U.A. , Otaqulov V.O. "Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi" 179-184 betlar.

19-ma'ruza: ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARINI DIELEKTRIKLARDA TARQALISHI

R E J A

1. Yassi monoxromatik to'lqinlar.
2. Elektromagnit maydon .... uchun tenglamalar.
3. Yassi elektromagnit to'lqinlar uchun ...... vektori.

1. Yassi elektromagnit to'lqinlar deb elektromagnit maydon kuchlanganligi vektorlari to'llqinning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyarqilib olingan ixtiyoriy tekislikning xar qanday nuqtalardan birday qiymatga ega bo'ladigan to'lqinlarga aytiladi. Bu ta'rifdan yassi to'lqinlarda o'zgarmas fazo sirtlari sifatida to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar qilib olingan xar qanday tezliklar qaralishi mumkin ekanligi sezilib turadi.

Agar elektromagnit maydon kuchlanganliklari vektorlari ma'lum chastota bilan garmonik qonun asosida o'zgarsa bundlay to'lqin monoxromatik to'lqin deyiladi.

Masalan, yassi elektromagnit to'lqin Z o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsa, u xolda to'lqin maydonining kuchlanganlik vektorlari quydagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}(+z)e^{1\omega t}; \quad \vec{H}(z,t) = \vec{H}(z)e^{1\omega t} \qquad (1)$$

1. Zaryadlar mavjud emas deb xisoblab bir jinsli ($\varepsilon - const \quad \mu - const$) , cheksiz muxitni qaraylik O'tkazuvchanlik $\lambda = 0$ deb xisoblaymiz. Bu xol uchun Maksvell tenglamalari quydagicha yoziladi.

$$rot\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad (2)$$

$$rot\vec{E} = \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad (3)$$

(3) ni xar ikkala tomonini vaqt bo'yicha differensiallab va $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ xosilani qiymatini xosil bo'lgan ifodani chap tomoniga qo'yib

$$-\frac{1}{\mu} rotrot\vec{E} = \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad (4)$$

ifodani olamiz. (4) ni chap tomonini vektor analizining $rotrot\vec{A} = grad\vec{A} - \nabla^z \vec{A}$ formulasidan foydalanib va zaryadlar yo'qligida $div\vec{E} - 0$ ekanligini nazarda tutib

$\Delta\vec{E}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0$ (5) ni topamiz. (2) va (3) tenglamalar simmetrik tenglamalar bo‘lganligi uchun, $\vec{H}$ vektorni tenglamasi xam shunga o‘xshash ko‘rinishga ega bo‘ladi, ya’ni

$$\Delta\vec{H}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}=0 \qquad (6)$$

Shunday qilib, elektr va magnit maydon kuchlanganliklari bir xil tarqalish tezligi

$$\nu=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}=\frac{0}{\sqrt{\varepsilon^1\mu^1}} \qquad (7) \text{ ga}$$

Ega bo‘lgan bir xil to‘lqin tenglamasini qanoatlantiradi. Bu yerda ε^1 va μ^1 – muxitning nisbiy singdiruvchanliklari, s-yorug‘likning vakuumdagi tezligi

3. Z o‘qini yo‘nalishini shunday tanlaymizki uning yo‘nalishi elektromagnit to‘lqinning tarqalish yo‘nalishi bilan ustma-ust tushsin. Misol tariqasida $\vec{E}$ uchun yozilgan tenglamani qaraylik. (1) dan $\vec{E}$ ni qiymatini (5) ga qo‘yamiz va vaqt bo‘yicha differensialashdan so‘ng xamda vaqtning ekspensiyasi ko‘paytmasi ($e^{1\cot}$) ga qisqartirib,

$$\frac{\partial^2\vec{E}(Z)}{\partial z^2}+k^z\vec{E}(Z)=0; \qquad k=\omega\sqrt{\varepsilon\mu} \qquad (8)$$

ni olamiz. Oxirgi ifodani umumiy yechimi

$$\vec{E}(z)=\vec{э}1e^{ikz}+\vec{э}2e^{ik} \qquad (9)$$

ko‘rinishga ega, (9)ni (1) ga qo‘yib

$$\vec{E}(z,t)=\vec{э}1\varepsilon^{1(\omega e-kz)}+\vec{э}2e^{1(\omega t+k)} \qquad (10)$$

ni olamiz.

Avval aytib, o‘tganimizdek (10) ning o‘ng tomonidagi birinchi xad z o‘qini musbat yo‘nalishida tarqaluvchi to‘lqindan iborat. Buni yana shunda xam ko‘rish mumkinki, o‘zgarmas fazoning nuqtasi

$$\omega t-kz=const \qquad (11)$$

z o‘qini ortib borish tomoniga qarab xarakterlanadi, ya’ni t ortganda z xam ortib boradi (agar shart bajarilmasa (11) ni o‘ng tomoni o‘zgarmasilik xususiyatini saqlab qola olmaydi). Shunga aynan o‘xshash muloxazalar (10) ning o‘ng tomonidagi ikkinchi xadni z o‘qini manfiy yo‘nalishi bo‘ylab tarqaluvchi to‘lqinligini bildiradi. (6) tenglamani yechimi xam shunga o‘xshash topiladi.Shuning uchun z o‘qini musbat yo‘nalishida tarqalayotgan elektromagnit to‘lqining qo‘langanlikvektorlari uchun quydagi ifodalarni yozish mumkin.

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_0 e^{(1\omega t - kz)}, \qquad \vec{H}(z,t) - \vec{H}_0 e^{1(\omega t - kz)} \qquad (12)$$

$\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ lar maydon kuchlanganliklari ampletudalari bildiradi, (12) formuladan ko‘rindikki yassi to‘lqinlar bir jinsli dielektriklarda ampletudalar o‘zgarmagan xolda ya’ni so‘nishsiz tarqalar ekan. To‘lqinlarni fazo tezligi (11) ifodani vaqt bo‘yicha differensiallab topiladi. $\omega t - kz = const$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{0}{\sqrt{\varepsilon^1 \mu^1}} = \vartheta \qquad (13)$$

To‘lqin uzunligi $\ell, k -$kattalik bilan quydagi tenglik orqali bog‘langan:

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu = \frac{\omega}{\sigma} = \frac{2\pi}{\vartheta \cdot T} = \frac{2\pi}{\ell}} \qquad (14)$$

(12) formulalar z o‘qini yo‘nalish to‘lqining tarqalish yo‘nalishi bilan bir xil, deb qarab keltirib chiqarilgan. Bu cheklanganlikdan qutilish uchun yo‘nalish jixatidan to‘lqin tarqalish yo‘nalishi bilan ustma-ust tushivchi va kattaligi () bilan beriladdigan k to‘lqin vektori tushinchasini kiritamiz. Yassi to‘lqinning yuqorida berilgan ta’rifiga ko‘ra $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlarini qiymatlari z o‘qini yo‘nalishiga perpendikulyar qilib olingan tekislikning barcha nuqtalarida bir xil. Shunday o‘zgarmas fazo tekislikning qandaydir bir nuqtasini radius- vektori $\vec{r}$ bo‘lsin, tabiiyki bunda $kz = k\vec{r}$ bo‘ladi, demek (12)ni o‘rniga yozish mumkin:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 e^{1(\phi t - k\vec{r})}, \quad \vec{H}(r,t) = \vec{H}_0 e^{(\omega t - k\vec{r})} \qquad (15)$$

Bu formulalar ixtiyoriy k vektori yo‘nalishi bo‘lib tarqalayotgan yassi elektromagnit to‘lqinlari ifodalaydi. Bu to‘lqinning chastotasi (ω) va uzunligi (ℓ) (14) formula bilan berilgan.

Yassi to‘lqinlarni o‘rganish uchun (15) ni Maksvellning tenglamasiga qo‘yamiz $(div\vec{E}) - 0$

Vektor analizida

$$\vec{\nabla} = \vec{1}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z} \qquad (16)$$

$\vec{V}$-vektori operatori qaraladi. Shu operator yordamida qandaydir bir $\vec{A}$ vektoriga nisbatan qo‘llanilgan divergensiyalash va rotorlash operatsiyalarini o‘sha vektorga mos ravishda sklyar va vektor ko‘paytmalari shaklida yozilishi mumkin, ya’ni

$$div\vec{A} = (\vec{V}\vec{A}), \quad rot\vec{A} = \left[\vec{V}\vec{A}\right] \qquad (17)$$

(17) ni to‘g‘riligi (16) ni bevosita xisobga olgan xolda oson tekshiriladi.

Xisoblashlar

$$\vec{\nabla}e^{-1\vec{k}r} = -1\vec{k}e^{-1\vec{k}r} \tag{18}$$

natijaga olib keladi.

Qaralayotgan xolda xajmiy zaryadlar mavjud bo‘lmaganligi uchun $div\vec{E} = 0$. $\vec{E}$ ni qiymatini (15) dan (17) va (18) larni xisobga olgan xolda qo‘ysak:

$$div\vec{E} = (\vec{\nabla}\vec{E}) = -1(\vec{k}\vec{E}) = 0$$

Shuningdek bir jinsli muxitida $div\vec{H} = 0$ ekanligini xam xisobga olib:

$$div\vec{H} = (\vec{\nabla}\vec{H}) = -1(\vec{k}\vec{H}) = 0$$

$$(\vec{k}\vec{E}) = 0, \quad (\vec{k}\vec{H}) = 0 \tag{19}$$

ifodalar yassi to‘lqinlarda, $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlari to‘lqinining tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar tekislikda yotishligini ko‘rsatadi.

(4) Maksvell tenglamasiga (15) dan $\vec{E}$ va $\vec{H}$ larning ifodalarini qo‘ysak

$$-1\left[\vec{k}\vec{E}\right] = -1\omega\mu\vec{H} \tag{20}$$

musbat xosil bo‘ladi.

Faraz qilaylik $\vec{n}$ – to‘lqinning tarqalish yo‘nalishidagi birlik vektor bo‘lsin, u xolda (8) ifodaga asosan

$$\vec{k} = k\vec{n} = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}\vec{n}$$

Bundan $\vec{k}$ ni qiymatini (20) ga qo‘ysak

Davomi yo‘q

A D A B I YO T

1. Raxitmov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 210-214 betlar
2. Madlich R. X “Klassik elektrodinamika” 141-148 betlar
3. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 251-265 betlar
3. Tamm I.Ye. “Osnovi teori elektrichestvo” 476-481 betlar

20-ma’ruza: IKKI MUXIT CHEGARASIDA YASSI ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLARINI SINISHI VA QAYTISHI

R E J A

1. Elektromagnit to‘lqinlari uchun chegaraviy shartlar.
2. Qaytish va sinish chastotasining o‘zgarmasligi.
3. Tushish, qaytish va sinish burchaklari orasidagi munosabatlar. Snellius qonuni.

1. To‘lqinlarning qaytish va sinishi xaqidagi masala biz avval umumiy xolda tanishib o‘tgan chegaraviy shartlar yordamida xal qilinadi.

Farz qilaylik ikki muxit bir-biridan yassi chegara orqali ajratilgan va shu chegara sirtiga birinchi muxitidan elektromagnit to‘lqin kelib tushayotgan bo‘lsin. Rasm

Chegarada bu to‘lqinning bir qismi 1-muxitga qaytadi va yanabir qismi sinib 2-muxit o‘tkazadi. Shunday qilib 1-muxitda tushgan va qaytgan to‘lqinlar, 2- 2-muxitda esa faqat birgina singan to‘lqinlar mavjud bo‘ladi. Tushgan qaytgan va sinish to‘lqinlariga tegishli kattaliklarni mos ravshda 10.11 va 12 indekslar bilan belgilaymiz, u xolda tushuvchi, qaytgan va singan to‘lqinlarning elektr maydon kuchlanganliklari uchun quydagi ifodalarni yozish mumkin:

$$\vec{E}_{10}(\vec{r},t) = \vec{E}_{10}{}^{(0)} e^{1(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \qquad (1)$$

$$\vec{E}_{11}(\vec{r},t) = \vec{E}_{11}{}^{(0)} e^{1(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \qquad (2)$$

$$\vec{E}_{12}(\vec{r},t) = \vec{E}_{12}{}^{(0)} e^{1(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \qquad (3)$$

Magnit maydoni kuchlanganligi vektori xam, aynan, shunga o‘xshash ko‘rinishga ega bo‘ladi.

Qaralayotgan xol uchun elektr maydoni kuchlanganligi vektorining tangensial tashkil etuvchisi chegaraviy shart $(E_{1t} = E_{gt})$ quydagicha yoziladi.

$$\vec{E}_{10t}{}^{(0)} e^{1(\omega t - \vec{k}\vec{r})} + \vec{E}_{11t}{}^{(0)} e^{1(\omega t - \vec{k}\vec{r})} = \vec{E}_{12t}{}^{(0)} e^{1(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \qquad (4)$$

2. Soddalik uchun (4)ni quydagicha yozamiz.

$$ae^{1\omega t} + be^{1\omega t} = ce^{1\omega t} \qquad (5)$$

Bu yerda a, b va s kattaliklar vaqtga bog‘liq emas. (5) ni xar ikkala tomonini t bo‘yicha differensiallab,

$$1_{\omega 10} ae^{1\omega t} + 1\omega_{11} be^{1\omega t} = 1\omega_{12} ce^{1\omega t} \qquad (6)$$

ni xosil qilamiz. Agar (6) ni chap tomonidagi $ce^{1\omega t}$ ni (5) dagi qiymati bilan almashtirsak

$$1a(\omega_{10} - \omega_{12}) e^{1\omega t} = 1b(\omega_{12} - \omega_{11}) e^{1\omega t} \qquad (7)$$

tenglik kelib, bu tenglik faqat

$$\omega_{10} = \omega_{11} \qquad (8)$$

Shart bajaralgandagina o‘rinli bo‘lishi ko‘rinib turibdi. Shunga o‘xshash (6) dagi $be^{1\omega t}$ ni (5) dagi qiymati bilan elementirib, yuqoridagi muloxazani takrorlab

$$\omega_{10} = \omega_{12} \qquad (9)$$

Tenglikni xam olish mumkin. (8) va (9) larga asosan endi

$$\omega_{11} = \omega_{12} = \omega_{10} \qquad (10)$$

da yozish mumkin:

Shunday qilib qaytish va sinish to‘lqin chastotasi o‘zgarmaydi.

Shunga o‘xshash yo‘l bilan, geometrik optikaning qonunlaridan biri xisoblanuvchi tushuvchi, qaytgan va singan nurlarni bir tekitslakda yotishini xam isbotlash mumkin, (mustaqil o‘rganish tavsiya qilinadi.) Bu xolda chegaraviy shartni quydagicha yoziladi:

$$a^1 e^{1\vec{k}\vec{r}} + b^1 e^{-1\vec{k}\vec{r}} - c^1 e^{-1\vec{k}\vec{r}} \qquad (11)$$

Bu yerda a^1, b^1 va c^1 kattaliklar r ga bog‘liq emas.

Darvoqe (4) dagi $\vec{r}$ ajralish sirti nuqtasining radius-vektori edi. (11) shuning uchun agar koordenatalar boshini ajralish sirti nuqtalarining birida tanlasak u xolda $\vec{r}$ vektor to‘lalicha muxitlarning ajralish sirtida yotadi. (11) dagi $\vec{r}$ chegara sirtida yotuvchi vektor

(11) ni xar ikkala tomoniga

$$(\vec{r}\vec{\nabla}) = x\frac{\partial}{\partial y} + y\frac{\partial}{\partial y} + z\frac{\partial}{\partial t}$$

Operatsiyani qo‘llaymiz.

$$(\vec{r}\vec{\nabla})e^{-1\vec{k}\vec{r}} = -1(\vec{k}\vec{r})e^{-1\vec{k}\vec{r}}$$

ligini nazarda tutib,

$$-1a^1(\vec{k}_{10}\vec{r})e^{-1\vec{k}}{}_{10}r - 11b^1(\vec{k}_{11}\vec{r})e^{-1\vec{k}_{11}\vec{r}} - 1c^1(\vec{k}_{12}\vec{r})e^{-1\vec{k}_{12}\vec{r}} \qquad (12)$$

ni olamiz. (12) ni o‘ng tomonidagi $c^1 e^{-1\vec{k}_{11}\vec{r}}$ kattalikni (11) dan foydalanib yo‘qotsak, quydagi munosabatga kelamiz.

$$1a^1\left\langle(\vec{k}_{10}\vec{r}) - (\vec{k}_{12}\vec{r})\right\rangle e^{-1\vec{k}\vec{r}} = 1b^1\left\langle(\vec{k}_{12}\vec{r}) - (\vec{k}_{11}\vec{r}) - \right\rangle e^{-1\vec{k}_{11}\vec{r}} \qquad (12a)$$

Bu tenglik ajralish sirtida yetuvchi xar qanday ixtiyoriy $\vec{r}$ vektorlar uchun o‘rinli faqat bunda quydagi tenglik bajarilishi shart.

$$(\vec{k}_{10}\vec{r}) = (\vec{k}_{11}\vec{r}) \qquad (13)$$

(12) dan $b^1 e^{-1\vec{k}_{11}\vec{r}}$ ni (11) yordamida yo‘qotsak

$$(\vec{k}_{11}\vec{r}) = (\vec{k}_{12}\vec{r}) \qquad (14)$$

ni olamiz. Demak (13) va (14) ga asosan,

$$\vec{k}_{11}\vec{r} = \vec{k}_{12}\vec{r} = \vec{k}_{10}\vec{r} \qquad (15)$$

da yozish mumkin.

Bundan $\vec{k}_{10}\vec{k}_{11}$ va $\vec{k}_{12}$ vektorni bir tekislikda yotishligi kelib chiqadi. Xaqiqatdan xam $\vec{r}$ vektori ajralish sirtida yotadi, lekin qolgan barcha xollarda ixtiyoriy. Uni yo‘nalishini to‘lqin vektorlaridan birining yo‘nalishiga masalan $\vec{k}_{10}$ ga perpendikulyar qilib tanlaylik, u xolda (15) ifoda quydagi kshrinishni oladi.

$(\vec{k}_{10}\vec{r}) = 0 = (\vec{k}_{11}\vec{r}) = (\vec{k}_{12}\vec{r})$

Oxirgi ifodadan ko‘rindiki $\vec{k}_{11}$ va $\vec{k}_{12}$ vektorlar xam $\vec{r}$ ga perpendikulyar.

Shunday qilib quydagicha xulosa chiqarish mumkin: tushuvchi qaytgan va singan nurlar bir tekislikda yotadi.

3. Endi geometrik optikaning keyingi qonunlarini isbotlash uchun aniq koordinat sistemasiga o‘tamiz. Koordinata boshini dielektriklarni ajralish sirtida, qaralayotgan nurning kelib tushish nuqtasida tanlaymiz. XZ tekslikning barcha nurlar yotuvchi tekislik bilan ustma-ust tushiramiz. Z o‘qi ajralish sirtiga perpendikulyar va X o‘qi sirti bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lsin. $\vec{k}^{(0)}{}_{10}$, $\vec{k}^{(0)}{}_{11}$, va $\vec{k}^{(0)}{}_{12}$, lar mos nurlarni yo‘nalishini xarakterlovchi birlik vektorlar, - deb faraz qilaylik.

Ana shu rasmda turli burchaklarning qiymatlari ko‘rsatilgan. (15) ifoda boshi muxitlarni ajralish sirtida yotuvchi xar qanday ixtiyoriy koordinat sistemasi uchun o‘rinli. Bu xolda $\vec{r}$ ni yo‘nalishi X o‘qini musbat yo‘nalishi bilan mos tushadi: Demak

$(\vec{k}_{10}\vec{r}) = k_{10} r \cos \propto 10;$ $(\vec{k}_{11}\vec{r}) = k_{11} r \cos \propto 11;$ $(\vec{k}_{12}\vec{r}) = k_{12} r \cos \propto 12;$ shkning uchun (15) ifoda quydagi ko‘rinishni oladi.

$$k_{10} \cos \propto 10 = k_{11} \cos \propto 11 = k_{12} \cos \propto 12 \qquad (16)$$

$\vartheta_{10}, \vartheta_{11}, \vartheta_{12}$ lar bilan mos ravishda tushuvchi, qaytgan va singan to‘lqinlarni va tezliklarini belgilaymiz:

$$k_{10} = \frac{\omega}{\vartheta_{10}}; \quad k_{11} = \frac{\omega}{\vartheta_{11}}; \quad k_{12} = \frac{\omega}{\vartheta_{12}}; \qquad (17)$$

Bu yerda xar uchala to‘lqinlarning chastotalari bir xil ekanligi nazarda tutilgan. Endi tushuvchi va qaytgan to‘lqinlar bitta muxitda tarqalishini xam xisobga olib:

$\vartheta_{10} = \vartheta_{11}; \quad k_{10} = k_{11}$

deb yozish mumkin: Unda (16) ifoda quydagi tengliklarni yozishga imkon beradi.

$\cos\propto_{10} = \cos\propto_{11} \quad \propto_{10} = \propto_{11}$

Bunda $\quad 0_{10} = 0_{11} \quad$ (18)

Bu qaytish burchagi sinish burchagiga tengligini bildiradi. Yana (16) va (17) ni xisobga olgan xolda

$$\frac{1}{\vartheta_{10}}\cos\propto_{10} = \frac{1}{\vartheta_{12}}\cos\propto_{12} \tag{19}$$

$\cos\propto_{10} = \sin_{10}$; $\quad \cos\propto_{12} = \sin_{12}$; munosabatlarni xisobga olgan xolda (19) ni quydagicha tasavvur qilish mumkin:

$$\frac{\sin\theta_{10}}{\sin\theta_{12}} = \frac{\vartheta_{10}}{\vartheta_{12}} \tag{20}$$

$\theta_{10} = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}}$: $\quad \theta_{12} = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}$ ligini nazarda tutsak:

$$\frac{\sin\theta_{10}}{\sin\theta_{12}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2\mu_2}{\varepsilon_1\mu_1}} = n_{12} \tag{21}$$

Ya’ni tushish burchagini sinusining sinish burchagi sinusiga nisbatan o‘zgarmas kattalik bo‘lib, ikkinchi muxitining sindirish ko‘rsatkichini birinchi muxitiga sindirish ko‘rsatkichiga nisbatan teng. Bu Snellius qonunidan iborat.SinelliusV. Golland olimi (1580-1626 yillar) mustaqil ravishda sinish qonunini Dekart xam ochgan. Lekirn uni isboti xato edi. (1596-1650). Keyinchalik geometrik optikaning bu qonuni “Ferma prinsipi” asosida o‘z isbotini topdi. Per Ferma (1601-1665) fransuzmatematigi.

A D A B I YO T.

1. Raximov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 215-219 betlar
2. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 265-269 betlar
3. Tamm I.Ye. “Osnovi teori elektrichestvo” 431-436 betlar
4. Landau. L. D. Lifshits Ye M “Elektrodinamika splonik sred” 346-352 betlar
5. Filonovich S R “Samaya bolshayaya skrosta” Vilestichka kvant vo‘pusk27, Moskva «Yazuka», 1963god.

21-ma'ruza: IKKI MUXIT CHEGARASIDA YASSI ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARINI SINISHI VA QAYTISHI (davomi)

R E J A

1. Tushgan, qaytgan va singan to'lqinlar ampletudalari orasidagi munosabat.
2. Frenel formulalari.
3. Qaytish va sinish energiyasini saqlanishi.

1. Yuqoridagi masalalani yanada batafsilroqo'rganish shu uchala to'lqin ampletudalar orasidagi munosabatni xarakterlaydigan formulalarni, bu formulalardan foydalanib esa intensizliklar orasidagi munosabatni xamda qaytish va sinish energiyani o'zgarmasligini isbotlash imkonini beradi.Buning uchun eng sodda, ya'ni muxitlar chegarasiga to'lqin normal yo'nalishida kelib tushadaigan xolni qaraymiz. Umumiy xolni qarash xam prinsip jixatidan qiyinchilik tug'dirmaydiyu, lekin ko'proq xisoblashni talab qiladi.Bu xolni shu matnga tavsiya qilingan adabiyotlardan foydalanib o'rganish mumkin.

Z o'qini yo'nalishini to'lqining yo'nalishi bilan bir xil qilib tanlaymiz. U ajralish sirtiga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. x va y o'qlari esa muxitlarning ajralish sirtida yotadi.

Rasm

Tushuvchi to'lqinning $\vec{E}_{10}$ vektor (y) o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Shunday qilib tushuvchi to'lqin uchun quydagi tengliklarni yozishga xaqlimiz.

$$E_x = E_{10}^{(0)} e^{1(\omega - kz)}; E_y = E_z = 0 \quad (1)$$

$$H_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_{10}^{(0)} e^{1(\omega t - k_{02})}, H_x = H_z = 0 \quad (2)$$

(1) va (2) larni yozishda () munosabat xisobga olingan.

Singan to'lqinlar uchun maydon vektorlarini quydagicha tasavvur qilish mumkin.

$$E_x = E_{12}^{(0)} e^{1(\omega - k_{12} z)}; E_y = E_z = 0 \quad (3)$$

$$H_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_{12}^{(0)} e^{1(\omega t - k_{12})}, H_x = H_z = 0 \quad (4)$$

Qaytgan to'lqinlar uchun $\vec{E}$ va $\vec{H}$ larni ifodalarini yozishda quydagi ikki xolni nazarda tutish zarur. Birinchidan qaytgan to'lqin Z o'qini manfiy yo'nalishi bo'ylab xarakatlanishni va ikkinchidan $\vec{E}, \vec{H}$ va $\vec{k}$ vektorlari xar doim o'ng vint sistemasini xosil qilgani uchun to'lqinni tarqalishi yo'nalishi o'zgarishligiga dastlabki ikki vektordan birining yo'nalishi o'zgarishi kifoya. Qaytgan to'lqinda $\vec{H}$

vektori o‘z yo‘nalishini qarama-qarshi tomonga o‘zgartiradi. Shularni xisobga olib qaytgan to‘lqin maydoni kuchlanganlik vektorlari quydagicha yoziladi.

$$E_x = E_{11}^{(0)} e^{1(\omega - k1z)}; E_y = E_z = 0 \qquad (5)$$

$$H_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_{11}^{(0)} e^{1(\omega t - k_{01})}, H_x = H_z = 0 \qquad (6)$$

Elektr va magnit maydoni kuchlanganliklari uchun chegaraviy shartlar $(z = 0)$ quydagicha yoziladi.

$$E_{10}^{(0)} + E_{11}^{(0)} = E_{12}^{(0)} \qquad (7)$$

$$\sqrt{\varepsilon_1 E_{10}^{(0)}} \quad \sqrt{\varepsilon_1 E_{11}^{(0)}} \quad \sqrt{\varepsilon_2 E_{12}^{(0)}} \qquad (8)$$

Bu yerda chegara xosil qiluvchi muxitlar dielektriklardan iboratligida $\mu_1 \approx \mu_2 \approx \mu_0$ bo‘lishi nazarda tutilgan (7) va (8) ifodalar ikki nomalumli $E_{10}^{(0)} \text{ва} E_{12}^{(0)}$ ikkita algebrait tenglamalar sistemasidan iborat ekanligi yaqqol ko‘rinib turibdi. Bu sistemaning yechimi quydagicha yoziladi.

$$E_{12}^{(0)} = \frac{2}{1+n_{12}} E_{10}^{(0)} \qquad (9)$$

$$E_{11}^{(0)} = \frac{1-n_{12}}{1+n_{12}} E_{10}^{(0)} \qquad (10)$$

Bu yerda $n_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$ ikkinchi muxitning sindirish ko‘rsatkichini birinchi muxitnikiga nisbatidan iborat.

(9) va (10) ifodalar tushayotgan to‘lqin empletudasi bilan singan va qaytgan to‘lqinlarning empletudalar orasidagi sho‘aro munosabatni bildiradi. Bu formulalardan foydalanib tushayotgan to‘lqin empletudasi ma’lum bo‘lsa, singan va qaytgan to‘lqinlarning empletudalari aniqlash mumkin.

2. To‘lqin intensivligi Poyntning vektorning absalyut qiymati bilan xarakterlanadi:

$\left|\vec{P}\right| = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E^2$ bu yerda $\mu \approx \mu_0$ va $\vec{E} = \left[\vec{E}\vec{H}\right]$ xamda, $(\hbar)$ formulalar xisobga olingan.

To‘lqin vektorlari $\vec{E}$ va $\vec{H}$ lar garmonik qonuniyat asosida o‘zgarganliklari sababli, bu vektorlarning davr bo‘yicha o‘rtacha qiymatlari ularning ampletudalari $\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ lar bilan quydagi tenglamalar orqali belgilangan bo‘ladilar.

Demak to‘lqin intensizligini davr bo‘yicha o‘rtacha qiymati to‘lqin ampletudasi bilan quydagi munosabat orqali bog‘langan bo‘ladi.

$$<\left|\vec{P}\right|>= S = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E^2 0$$

Shunday qilib qaytgan va singan to‘lqinlarning davr bo‘yicha o‘rtacha intensivliklari uchun quydagilarga ega bo‘lgan.

$$S_{10} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_0}} E_{10}^{(0)z} \tag{11}$$

3 Qaytgan to‘lqin intensivligining, tushgan to‘lqin intensivligiga nisbati (r) qaytarish koeffitsenti deyiladi (11) va (12) larga asosan u quydagiga teng bo‘ladi.

$$r = \frac{S_{11}}{S_{10}} = \left[\frac{1 - n_{12}}{1 + n_{12}}\right]^2 \tag{14}$$

Sindirish koeffitsenti (X_{sin}) xam shunga o‘xshash, singan to‘lqin intensivligining, tushgan to‘lqin intensivligiga nisbati orqali topiladi.

$$X_{син} = \frac{S_{10}}{S_{12}} = \frac{4n_{12}}{(1 + n_{12})^2} \tag{15}$$

(11) va (12) formulalarda ko‘rinibturibdiki

$$S_{11} + S_{12} = S_{10} \tag{16}$$

Oxirgi ifoda tushayotgan to‘lqinning energiyasi to‘lalitgicha qaytgan va singin to‘lqinlar energiyasiga o‘tishini ya’ni dielektriklar chegarasida qaytish va inish jarayonida elektromagnit maydon energiya elektromagnit maydon energiyasini boshqa turdagi energiyaga aylanmasligini ko‘rsatadi. Ya’ni energiya elektromagnit maydon energiyasi ko‘rinishida to‘la aniqlanadi.

A D A B I YO T

1. Raximov. U.A. , Otaqulov V.O. “Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi” 219-226 betlar
2. Madlich R. X “Klassik elektrodinamika” 161-173 betlar
3. Matveev A.N.”Elektrodinamika” 161-173 betlar
4. Landau. L. D. Lifshis Ye. M. “Elektrodinamika splonik sred” 346-352 betlar