

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA
MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

**T. M. MO‘MINOV, A. B. XOLIQULOV,
SH. X. XUSHMURODOV**

ATOM YADROSI VA ZARRALAR FIZIKASI

**Oliy o‘quv yurtlarining fizik
bakalavr ta‘lim yo‘nalishi talabalari
uchun o‘quv qo‘llanma**

**O‘ZBEKISTON FAYLASUFLARI MILLIY JAMIYATI NASHRIYOTI
TOSHKENT–2009**

22.383

M99

Taqrizchilar: SamDU Yadro va kosmos nurlari
fizikasi kafedrası professori,
fizika-matematika fanlari doktori **B. M. Mahmudov**

O'zMU qoshidagi Amaliy fizika
ilmiy-tadqiqot instituti katta ilmiy xodimi,
fizika-matematika fanlari nomzodi **I. X. Xolboyev**

Mo'minov, Tolib Musayevich.

Atom yadrosi va zarralar fizikasi. O'quv qo'llanma./

T.M.Mo'minov, A.B. Xoliqulov, Sh. X. Xushmurodov; Mas'ul muharrir U.S. Solihboyev; O'zR Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi. – Toshkent: «O'zbekiston faylasuflari jamiyati», 2009-yil, 288 bet.

I. Xoliqulov, Amiriddin Bobobekovich.

II. Xushmurodov, Shaymon Xolmonovich.

Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining «Uzluksiz ta'lim tizimini darslik va o'quv adabiyotlari bilan ta'minlashni takomillashtirish to'g'risida»gi 2009-yil-5 yanvar 4-son qaroriga muvofiq oliy o'quv yurtlarining fizik-bakalavr (B 440100) mutaxassisligi bo'yicha ta'lim olayotgan talabalarga mo'ljallangan.

Mazkur o'quv qo'llanmada atom yadrosining asosiy xususiyatlari, yadro kuchlarining xususiyatlari, radioaktivlik, yadro modellari, yadroviy reaksiyalar va tezlatgichlar, yadroviy nurlanishlarning moddalar bilan o'zaro ta'siri, elementar zarralar to'g'risida bayon etilgan.

O'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlari fizik-bakalavrlari bilan birgalikda magistrlar, aspirantlar hamda shu sohaga qiziquvchi mutaxassislarga mo'ljallangan.

ББК 22.383я73+22,36я73

ISBN 978–9943–319–81–3

© O'zbekiston faylasuflari milliy jamiyati, 2009.

KIRISH

Yadro fizikasi – atom yadrosining tuzilishi, xususiyatlari va yadro ichida yuz beradigan jarayonlarni o‘rganuvchi fandır.

XIX asr oxirlariga qadar atom tuzilishi haqida hech narsa ma’lum emas edi.

1896-yilda A.Bekkerel radioaktivlikni kashf etdi. Radioaktiv nurlanishlarning fotoplastinkaga ta’sir etishini va ionlashish xususiyatlarini aniqladi. Ikki yildan so‘ng P. Kyuri va M. Skladovskaya Kyurilar uran tuzlarining ham radioaktivlik xususiyatiga ega ekanligini aniqladilar. Radioaktivlik yemirilish vaqtida uch xil (α , β , γ) nurlanish vujudga kelishi va nurlanish intensivligi tashqi ta’sirlarga (temperatura, elektromagnit maydon ta’siri, deformatsiya) bog‘liq emasligini aniqladilar.

1900-yili Kyuri, E.Rezerford, F.Soddilar radioaktiv namunalardan chiquvchi α -nur ikki marta ionlashgan geliy atomi, β -nur tez elektronlar oqimi, γ -esa qisqa elektromagnit to‘lqin ekanligini aniqladilar. Bu radioaktivlik hodisalarini atom, molekullarda bo‘ladigan jarayonlar deb tushuntirib bo‘lmaydi, balki yangi bir soha – yadroda deyishlikni taqozo etadi.

J.J.Tomson 1897-yil 29-aprelda elektronni kashf etdi. 1904-yilda esa o‘zining atom modelini tavsiya etdi. Unga ko‘ra, atom o‘lchami $R = 10^{-8}$ sm bo‘lgan shar, bunda musbat zaryad va massasi tekis taqsimlangan, elektron ma’lum konfiguratsiya bilan joylashib, Kulon qonuni bo‘yicha alohida bo‘laklari bilan ta’sirlashib turadi. Elektron atomda ma’lum muvozanat holatda bo‘lib, agar u muvozanatdan siljisa, kvazielastik kuchlar elektronni muvozanat holat atrofida tebranishga majbur etadi va nurlanish yuzaga keladi.

Atomdagi musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanish xarakterini o‘rganish maqsadida E.Rezerford va uning xodimlari α -zarrachalarning moddalarda sochilishini o‘rgandilar. Tajriba natijasida α -zarralar o‘zlarining dastlabki yo‘nalishini turli burchak ostida o‘zgartirgan. Ba’zilar juda katta (deyarli 180° gacha) burchakka sochilgan. Olingan natijalarga asoslanib, Rezerford atom ichida juda kichik hajmga to‘plangan va katta massaga tegishli kuchli musbat elektr maydon (yadro) mavjud bo‘lgandagina α -zarralar shunday katta burchakka sochilishi mumkin, degan xulosaga keladi va 1911-yilda o‘zining sayyoraviy

modelini yaratdi. Bu modelga ko'ra, elektronlar yadro atrofida joylashadi. Elektronlar soni esa shundayki, ularning yig'indi manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadini neytrallab turadi. Atomning bunday sayyoraviy modeliga ko'ra, uning deyarli butun massasi kattaligi (o'lchami) taxminan 10^{-12} sm ga teng bo'lgan atomning markazi – yadrosida to'plangan.

Rezerford sochilgan α -zarralar sonini aniqlashda atom yadrosi zaryadi Ze ni va α -zarraning zaryadi $Z_\alpha e$ ni nuqtaviy deb, ular orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni Kulon qonuni

$$F = \frac{Z_\alpha eZe}{r^2}$$

ga bo'ysunadi deb hisobladi, bunda r –zaryadlar orasidagi masofa. Energiya va harakat miqdori momentining saqlanish qonuniga ko'ra sochilish uchun quyidagi formulani yaratdi

$$dN(\theta) = n_0 \frac{N_0 t}{16r^2} \left(\frac{2Ze^2}{\frac{1}{2} m_\alpha \vartheta \frac{4}{\alpha}} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (1)$$

Bu yerda: dN – sochilish nuqtasidan r –masofadagi $d\Omega$ -fazoviy burchakka to'g'ri kelgan va Θ burchak ostida sochilgan α -zarralar soni;

θ – α -zarraning sochilishdan oldingi va keyingi yo'nalishi o'rtasidagi burchak; N_0 – sochuvchi yaproqchaga tushayotgan dastadagi α -zarralar soni; t – sochuvchi yaproqcha qalinligi; n_0 – sochuvchi moddaning 1 sm^3 dagi yadrolari soni; $m_\alpha, \vartheta_\alpha$ – mos ravishda zarraning massasi va boshlang'ich tezligi.

(1) formuladan:

$$\frac{dN}{d\Omega} \sin^4 \frac{\theta}{2} = const. \quad (2)$$

Tajribalar (2) formulaning to'g'ri ekanligini tasdiqladi, ya'ni α -zarralar moddadan o'tayotganda og'ir zaryadli zarralardan kulon kuchi ta'sirida sochilishligini hamda α -zarralar bilan sochuvchi yadro orasidagi masofa 10^{-12} sm bo'lganga qadar to'g'ri ekanligini tasdiqlaydi.

Rezerford taklif etgan atomning sayyoraviy modeli atomning barqarorligini, spektarning diskretligini tushuntira olmaydi. Chunki atom qobig'ida elektron yadro atrofida aylanib turar ekan zaryadli zarra elektrodinamika qonunlariga ko'ra, o'z energiyasini nurlab borishi lozim va nihoyat elektron yadroga kelib tushishi kerak.

Bu qarama-qarshilikni 1913-yilda daniyalik olim N. Bor o'z postulatlarini bilan bartaraf etdi. N. Bor postulatlariga ko'ra, atomda elektronlar aniq barqaror orbitalarda (K, L, M, ...) harakatlanadi. Har bir orbita bir-biridan muayyan masofada joylashgan aniq energiyaga egadir, bunda atom energiya yutmaydi ham, chiqarmaydi ham. Energiya yutish va chiqarish faqatgina elektronning bir orbitadan ikkinchisiga o'tishida ro'y beradi.

N. Bor o'z postulatlarini bilan atom yadrosidagi jarayonlarni klassik tasavvurlashdan kvant tasavvurlashga asos soldi.

Shunday qilib, klassik fizika qonunlaridan kvant fizikasiga o'tish davri boshlandi.

1926-yili Geyzenberg va Shredinger mikroduyo jarayonlarini kvant mexanikasi qonunlariga ko'ra tushuntira boshladilar. Kvant mexanikasiga ko'ra, zarralar harakatini o'rganishda ularning harakat trayektoriyasini, bir vaqtda turgan joyi va tezliklarini aniq bilish mumkin emas.

Geyzenberg noaniqlik prinsipini, Shredinger kvant fizikasining to'liq nazariyasini ishlab chiqdi. 1919-yilda Aston mass-spektograf yaratdi va atomning massalarini aniq o'lchash imkoniyatini berdi. Element massalari har xil bo'lgan izotoplar aniqlandi. Rezerford birinchi marotaba alfa-zarralar

bilan azot 4_7N yadrosini bombardimon qilib ${}^4_2\alpha + {}^{14}_7N \rightarrow {}^{17}_8O + {}^1_1H$ yadro reaksiyasini amalga oshirdi. Bu hodisa insoniyatning tabiat kuchlari ustidan erishgan dastlabki g'alabasi edi.

Reaksiyada vujudga kelgan vodorod atomining yadrosi barcha yadrolar tarkibiga kiruvchi elementar zarra ekanligi aniqlandi va **proton** (p) deb nom berildi. «Proton» so'zi «birinchi» degan (yadro tarkibiga kiruvchi birinchi zarra) ma'noni anglatadi. Protonning massasi $m_p = 1836,1m_e$ ga, zaryadi $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl miqdor jihatdan elektron zaryadiga teng, ishorasi esa unga qarama-qarshi.

Proton kashf etilgandan so'ng yadroning proton-elektron modeli yaratildi, lekin bu model yadro momentlarini tushuntira olmadi.

Yadroning ichki sirlarini o'rganish uchun yuqori energiyali tezlatkichlar qurila boshlandi. Shu maqsadda Van-de-Graf tomonidan elektrostatik generator E.Lourens tomonidan esa siklotron yaratildi.

1932-yilda D.Chedvik (1891–1974) zaryadsiz, massasi protonnikiga yaqin bo'lgan $m_n = 1838,6m_e$ massali neytral zarra–neytronni kashf etdi.

Neytron kashf etilgach, D.D.Ivanenko va Geyzenberg atom yadrosining proton-neutron modelini tavsiya etishdi. Bu modelga ko'ra, atom yadrolari proton va neytronlardan tashkil topgan deb qaraladi. Hozirgi kungacha ham shunday tasavvur saqlanib kelmoqda.

D.Kokroft va E.Uolton sun'iy tezlashtirilgan protonlar bilan birinchi yadro reaksiyasini amalga oshirdi. K.Anderson kosmik nurlar tarkibida **pozitron** (e^+) ni kashf etdi.

Kosmik nurlar va yadro nurlanishlarni o'rganish uchun Vilson kamerasi va fotoemulsiya usullari yaratildi.

Yadro tarkibini o'rganish bilan bir vaqtda yadro kuchlarning xususiyatlarini aniqlashga jiddiy e'tibor qaratildi. I.E.Tamm (1895–1971), D.D.Ivanenko (1907–1981) va keyinchalik 1935-yilda yapon olimi X.Yukava yadro kuchlar oraliq mezon zarralar yordamida amalga oshadi deb qarab, o'zlarining mezon nazariyasini ishlab chiqishdi.

1934-yilda I.Kyuri va F.Jolio-Kyuri sun'iy radioaktivlik hodisasini, E.Fermi β -yemirilish nazariyasini yaratdi.

1937-yilda K.Anderson va S.Nedermeyer tomonidan kosmik nurlar tarkibida μ -mezon zarralar mavjudligi ochildi. Bu vaqtga kelib ko'plab elementar zarralar va bu zarralarning bir-birlariga o'tishliklari o'rganila boshlandi.

1939-1945-yillarda og'ir yadrolarning neytronlar ta'sirida bo'linishi, bunda katta energiya ajralishi aniqlandi, ya'ni yadro zanjir reaksiyalari amalga oshirildi.

Yadro bo'linish nazariyasini 1939-yil Ya.I.Frenkel, N.Bor va J.Uylerlar tomchi modeliga asosan ishlab chiqishdi. E.Fermi boshchiligida AQSHda 1942-yil 2-dekabrda atom reaktori ishga tushdi.

1944 – 1945-yillarda V.I.Veksler va E.Mak-Millan zaryadli zarra tezlatgichlariga avtofazirovka prinsipini ishlab chiqdilar, bu esa o'z navbatida tezlatgichlar energiyasini bir necha o'n marta oshirish imkoniyatini berdi.

1946-yildan boshlab ko‘plab (betatron, sinxrotron, sinxrofazotron, chiziqli rezonans) tezlatgichlar qurila boshlandi.

Tezlatgichlar yaratilishi ko‘plab elementar zarralar (mezonlar, adronlar, giperonlar, rezonans zarralar) ochilishiga va ularning xususiyatlarini o‘rganish, bundan tashqari, turli yadro reaksiyalarini o‘tkazish imkoniyatini berdi.

Bu davrga kelib ko‘plab yadro modellari yaratildi.

1954-yil 27-iyunda sobiq SSSRda birinchi atom elektr stansiyasi (AES) ishga tushirildi. Bu bilan yadro energiyasidan tinchilik maqsadida foydalanish davrini boshlab berdi, hozirgi vaqtda yuzlab AESlar ishlab turibdi.

Yadroning ichki energiyalaridan foydalanishning yana bir turi – yengil yadrolar qo‘shilishi (sintez) reaksiyalari, ya‘ni termoyadro reaksiyasi hisoblanadi. Hozirgi vaqtda termoyadro reaksiyasini boshqarish eng aktual muammo bo‘lib, bu muammo hal etilsa, insoniyatning energiyaga bo‘lgan ehtiyoji to‘la qondirilgan bo‘lar edi.

Yadro fizikasi tez rivojlanib borayotgan sohadir. Ayniqsa, keyingi yillarda texnika taraqqiyoti ko‘p yo‘nalishlar bo‘yicha ilmiy izlanishlar olib borish, bu bilan barcha elementlar yadrolarining kvant xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi.

Hozirgi vaqtda yadro fizikasi fani oldida yadro kuchlar tabiatini, elementar zarralar xususiyatlarini hamda termoyadro reaksiyasini boshqarish kabi eng muhim muammolar turibdi.

Bu xil muammolarni hal etishda, yagona nazariyani yaratishdagi asosiy qiyinchilik shundan iboratki, yadrodagi nuklonlar orasidagi o‘zaro ta’sirlashuv kuchlarini bilmaymiz (yadro kuchlari tabiatda eng katta kuch, bu kuchdan katta kuchga ega emasmiz, ta’sirlashuv qisqa masofada – $R \sim 10^{-13}$ sm, ta’sirlashuv vaqti $t = 10^{-23}$ s bo‘lganligi uchun). Ikkinchi tomondan nuklonlar orasidagi ta’sirlashuvni bilganimizda ham ta’sirlashuv qiymatini hisoblash uchun matematik hisoblash imkoniyatiga ega emasmiz, chunki yadro ko‘p nuklonli sistema. Hozirgi zamon EHM ham ularni hisoblash uchun ojizlik qiladi.

Shuning uchun hozirgi yaratilayotgan nazariyalar tajriba natijalarini umumlashtirishga asoslangan fenomenologik xususiyatga egadir.

Yadro fizikasi fani hozirgi zamon tezlatkiclari, qayd qiluvchi detektorlar, kameralar, EHMlar, elektron avtomatik qurilmalar yordamida rivojlanib bormoqda.

Yadro fizikasi taraqqiyoti natijalari energetika, geologiya, tibbiyot, avtomatika, ekologiya kabi ko'plab sohalarda keng qo'llanilmoqda.

Respublikamizda yuqori malakali yetuk mutaxassislar tayyorlash muammosini o'quv muassasalarida o'quv ishlari sifatini yaxshilash, ayniqsa, kerakli o'quv qurollari va adabiyotlar bilan ta'minlash bilan erishish mumkin.

Shu sababdan ham hozirgi kunda Davlat tilida yozilgan har bir ma'ruza matni, o'quv adabiyotlari muhim ahamiyatga egadir.

Atom yadrosi va zarralar fizikasi umumiy fizika kursining eng yosh bo'limlaridan bo'lib, o'tgan XX asr boshlarida yaratilib shiddat bilan rivojlandi va rivojlanmoqda. Hozirgacha bakalavrlar o'quv dasturi va Davlat ta'lim standarti asosida yozilgan adabiyotlar mavjud emas, unga yaqin adabiyotlar juda kam, xorijiy tillarda yozilganlari esa u yoki bu mavzuga tegishli.

Qo'llanmani yozishda mavjud adabiyotlardan tashqari mualliflarning ko'p yillar davomida Samarqand Davlat universiteti fizika fakultetida «Atom yadrosi va zarralar fizikasi» kursidan o'qigan ma'ruzalari va ish tajribalaridan ham foydalanildi.

Qo'llanmani yozishda fizik kattaliklar, ular orasidagi bog'lanishlar, fizik ma'nolarni tushuntirishga e'tibor qaratildi. Kattaliklarni hisoblash formulalari soddaxam holatga keltirildi.

Ushbu qo'llanma birinchi marotaba chop etilayotganligi uchun ba'zi bir kamchiliklarga ega bo'lishi mumkin. Shuning uchun mualliflar o'quv qo'llanma to'g'risidagi o'z fikr-mulohazalarini bildirgan barcha hamkasblarga oldindan o'z minnatdorчилиgini bildiradi.

Nazorat savollari:

1. Radioaktivlik jarayoni atom, molekula yoki kristallarda bo'ladi deb tushuntirish mumkinmi?
2. Tomson modeli va uning kamchiligi nimadan iborat?
3. Rezerfordning sayyoraviy modeli va kamchiligini aytib bering.
4. N.Bor postulatlarini va muhimligini tushuntirib bering.
5. Yadroning proton-elektron (pe^-) modeli va bu modelning yaroqsizligi nimadan iborat?
6. Yadroning proton-neytron modeli nima? Bu modelning yaroqlilik sababini tushuntiring?

I BOB. ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI

1.1-§. Yadroni tashkil etuvchi proton va neytronlarning xususiyatlari

Atom yadrosi ikki xil elementar zarralar – proton va neytronlardan iboratdir.

Protonning massasi (m_p) taxminan neytronning massasi (m_n)ga teng, elektron massasi (m_e)dan ~2000 marta katta:

$$m_p = 1836,15m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

$$m_n = 1838,68m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Proton musbat zaryadli, zaryad miqdori elektron zaryadiga teng, ishorasi qarama-qarshi.

Neytron – zaryadsiz neytral zarra.

Proton va neytronlar xususiy momentga, spinga ega ($s = 1/2$) bo'lgan Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunuvchi fermionlardir.

Atom fizikasidan ma'lumki, zaryadli, massali elektron mexanik momentga ega bo'lishi bilan bir vaqtda magnit momentga ham ega bo'lishi kerak.

Protonning zaryadi, spini elektron zaryadi va spiniga teng, massasi esa katta bo'lgani uchun magnit momenti Bor magnetonidan kichik bo'lishi kerak:

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ Erg} / \text{g} \cdot \text{s} \text{ (Bor magnetoni)}$$

Proton magnit momenti qiymat jihatdan yadro magnetoniga teng bo'lishi kerak:

$$\mu_{yam} = \frac{eh}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ erg} / \text{g} \cdot \text{s}$$

$$\mu_B = 1836,1 \mu_{yam}$$

Lekin protonning magnit momenti kutilgan qiymatdan – $1 \mu_{yam}$ dan katta bo'lib $2,79 \mu_{yam}$ ekanligini ko'rsatadi.

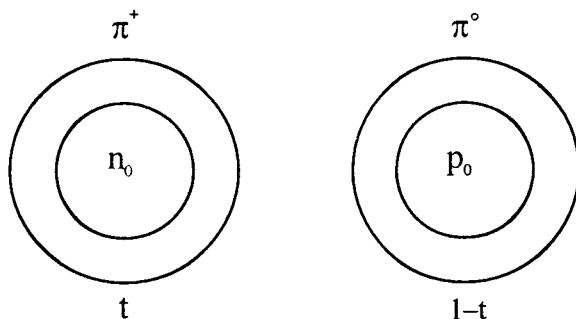
Neytron ham neytral zarra bo'lishiga qaramasdan magnit momentga ega ekan. Neytronning magnit momenti $\mu_n = -1,91 \mu_{yam}$. Magnit momentining

ishorasi manfiyiligi spin yo‘nalishiga qarama-qarshi yo‘nalishda ekanligini bildiradi.

Proton va neytronlar magnit momentlarining boshqacha bo‘lishligi bu zarralarning murakkab tuzilishga ega ekanligini ko‘rsatadi.

Proton va neytronlar magnit momentlarini proton va neytronlar markazlarida yalong‘och proton (neytron) va atrofida mezon buluti bor, ular bir-birlariga uzviy almashinib turadi deyilsa tushunarli bo‘ladi. Masalan, protonning magnit momentini tushuntirish uchun markazida yalong‘och neytron n_0 , atrofida π^+ -mezon holatida t vaqt tursa, $(1-t)$ vaqtda markazida yalong‘och proton p_0 , atrofida π^0 -mezon holatida (1.1-rasm) bo‘lsin, u holda o‘rtacha magnit momenti

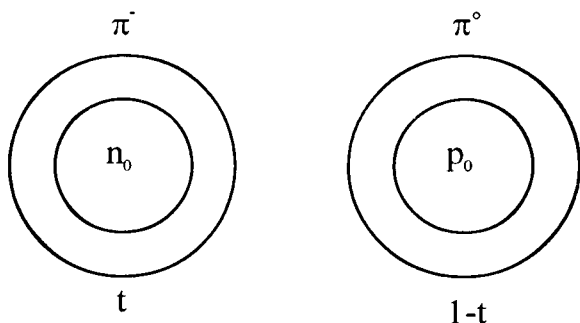
$$\begin{aligned} \bar{\mu}_p &= (\mu_{n_0} + \mu_{\pi^+})t + (\mu_{p_0} + \mu_{\pi^0})(1-t) = \mu_{\pi^+}t + \mu_{p_0} - \mu_{p_0}t = \\ &= (6,6\mu_{yam} + \mu_{yam} - \mu_{yam})t > \mu_{yam} \end{aligned} \quad (1.1.1)$$



1.1-rasm.

Bunda yalang‘och proton p_0 ning magnit momenti $\mu_p = 1m_{yam}$, π^+ -mezon massasi proton massasidan 6,6 marta kichik bo‘lgani uchun magnit momenti $6,6\mu_{yam}$ da teng. n_0 , π^0 -mezonlar magnit momentlari nolga teng. (1.1.) formuladan ko‘rinib turibdiki, proton o‘rtacha magnit momenti yadro magnetonidan katta. Xuddi shuningdek, neytronning magnit momentini

ham t vaqt ichida yalang'och n_0 va π^0 – mezon buluti va $(1-t)$ vaqtda yalang'och p_0 va π^- -mezon bulutidan iborat deb qarash mumkin (1.2-rasm).



1.2-rasm.

Neytronning o'rtacha magnit momenti:

$$\bar{\mu}_n = (\mu_{p_0} + \mu_{\pi^-})t + (\mu_{n_0} + \mu_{\pi^0})(1-t) = (\mu_{yam} - 6,6\mu_{yam})t < 0. \quad (1.2)$$

Demak, neytron magnit momenti nol bo'lmisdan manfiy $(-1,91 \mu_{yam})$ bo'lishligi, protonning magnit momenti $1 \mu_{yam}$ bo'lmisdan $2,79 \mu_{yam}$ bo'lishligi tushinarli.

Erkin holatda p -barqaror, n -esa radioaktiv ~ 12 minutdan keyin $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$ yemiriladi. Yadro ichida neytron, protonlar bir-biriga o'tib turadi. Proton va neytronlarning spinlari teng, massalari deyarli teng, bir-birlariga uzviy almashinib turadi, yadro kuchlari ham teng bir xil zarralar hisoblanadi, bir so'z bilan ular **nuklon** deb ataladi. Nuklonlar uchun yadro kuchlari bir xil bo'lgan faqat elektromagnit maydonga nisbatan ikkita erkinlik darajasiga ega bo'lgan aynan bir xil (zaryadli proton, zaryadsiz neytron) zarralardir.

Yadro kuchlari ta'sirida proton va neytronlar birikib, turli yadrolarni hosil qiladi.

Atom yadrosining asosiy xususiyatlari. Atom yadrosi turg'un (barqaror) yoki radioaktiv bo'lishi mumkin. Bu yadrolar massa soni A , elektr zaryadi Z , massasi M , massasiga bog'liq to'la bog'lanish energiyasi E_b , radiusi (o'lchami) R , spini I , magnit momenti μ , elektr kvadrupol momenti Q ,

izotopik spini T va shu yadroning to'liq funksiyasiga xos bo'lgan juftligi π bilan xarakterlanadi. Radioaktiv yadrolar yana yemirilish turi, yarim yemirilish davri, yemirilish natijasida hosil bo'lgan α , γ , β nurlarning energiyasi bilan ham xarakterlanadi.

Atom yadrolari yana o'zlarining energetik holatlari bilan xarakterlanib, eng kichik energiyali holatiga yadroning asosiy holati va undan yuqori energiyaga ega bo'lgan holatlarga **uyg'ongan holatlar** deb ataladi. Yuqorida sanab o'tilgan yadro xususiyatlarining deyarli hammasi yadroning asosiy holatlari uchun ham, uyg'ongan holatlari uchun ham xosdir. Massa soni A va zaryadi Z dan tashqari hamma xususiyatlari holat energiyasi o'zgarganda o'zgarishi mumkin. Uyg'ongan holatdagi yadro xususiyatlariga yana yadroning bir energetik holatdan ikkinchisiga o'tish usuli, yadroviy reaksiyalar ko'rilganda zarraning yadro bilan yoki yadrolarning o'zaro ta'sirlashish kesimi va yadroviy reaksiyalarda ajralgan energiya, ikkilamchi zarralarning burchak taqsimoti va boshqa kattaliklar bilan xarakterlanadi.

1.2-§. Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi

Atom yadrosi proton va neytrondan tashkil topganligi aniqlangach, protonlar soni Z va neytronlar soni N birgalikda **massa soni A** deb atala boshlandi. Bunda: $A = Z + N$. Barcha yadroviy reaksiyalarda massa soni saqlanadi. Bunda nuklonlar yoki barion soni saqlanishi deb ham ataladi.

Yadroni belgilashda kimyoviy belgisi quyidagicha ifodalanadi: ${}^A_Z X$.

Bunda: X – kimyoviy belgisi; A – massa soni; Z – yadro zaryadi.

Masalan, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, bunda geliyning massa soni – 4, zaryadi – 2, neytronlari – 2. Kislorodda massa soni – 16, zaryadi – 8, neytronlari – 8. Uranda massa soni – 235, zaryadi – 92, neytronlari – 143 ta.

Massa soni massa atom birligida hisoblangan yadro massasidan ~1% gacha farq qilishi mumkin.

Atom yadrosining yana muhim xususiyati zaryaddir. Yadro zaryadi yadroni tashkil etgan zarralar zaryadlari yig'indisiga teng bo'lishi kerak.

Yadro proton va neytronlardan iborat ekan, neytron zaryadsiz neytral zarra. U holda yadro zaryadi protonlar zaryadlari yig'indisiga teng bo'ladi. Proton

zaryadi musbat miqdor jihatdan elektron zaryadiga teng: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl. Shunday qilib, tartib nomeri Z bo'lgan biror element atomining yadrosi Ze zaryadga ega.

Masalan: 1_1H — vodorod yadrosi uchun $Z = 1$, zaryad miqdori $+e$;

4_2He — geliy yadrosi uchun $Z = 2$, zaryad miqdori $+2e$;

${}^{16}_8O$ — kislorod yadrosi uchun $Z = 8$, zaryad miqdori $+8e$;

${}^{235}_{92}U$ — uran yadrosi uchun $Z = 92$, zaryad miqdori $+92e$.

Yadro zaryadi yadroda protonlar sonini xarakterlaydi, lekin yadroda zaryad taqsimotini anglatmaydi.

Yadro zaryadi yadrodagi protonlar soniga o'z navbatida atom qobig'idagi elektron soniga (atom har doim neytral bo'lgani uchun) yoki Mendeleevning elementlar davriy sistemasidagi tartib raqamiga teng.

Yadro zaryadini aniqlashning ko'pgina usullari mavjud:

1. 1913-yilda kashf etilgan ingliz olimi Mozli qonuniga ko'ra, yadro zaryadi ushbu yadro atomi qobig'idan chiqayotgan xarakteristik rentgen nurlar chastotasi ν quyidagi bog'lanishga ega:

$$\sqrt{\nu} = AZ - B.$$

Xarakteristik rentgen nurlanishi atomning ichki (masalan, K , L , M va h.k.) qobiqlarida hosil bo'lgan bo'sh o'rinlarni yuqori qobiqdagi elektronlar egallaganda hosil bo'lar edi. Nurlanish seriyalardan iborat bo'lib, berilgan nurlanish seriyasi uchun A va B o'zgarmas koeffitsientlar element turiga bog'liq emas. Demak, A va B koeffitsientlar ma'lum bo'lsa, xarakteristik rentgen nurlanish chastotasini (ν) tajribada o'lchab, elementning tartib nomeri Z ni aniqlash mumkin.

2. Atom yadrosining zaryadini 1920-yilda Chadvik qo'llagan usul bilan ham aniqlash mumkin. Bunda α -zarralarning yupqa metall yaproqcha (plyonka)lardan sochilishi uchun Rezerford keltirib chiqargan formuladan foydalaniladi:

$$\frac{dN}{N_0} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_a g} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.2.1)$$

bunda: $dN - \theta$ burchak yoʻnalishidagi $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochilgan α -zarralar soni:

N_0 – zarralarning dastlabki soni;

n – muhitning hajm birligidagi yadrolar soni;

d – muhit qalinligi.

Berilgan radioaktiv preparat uchun α -zarralarning tezligi \mathcal{g} maʼlum. Rezerford tajribasi (1.2.1) formula yordamida sochilgan α -zarrachalarni hisoblab, sochuvchi yadro zaryadini topish mumkin.

3. Elektr zaryadning miqdori barcha yadro jarayonlarda saqlanadi. Bunga elektr zaryadning saqlanish qonuni deb ataladi. Shunga koʻra, yadro reaksiyalar va yemirilishlarida zaryad balansiga koʻra aniqlash mumkin.

Yadro massasi. Massa moddiy obyektning eng muhim xususiyatlardan biri boʻlib, jismning inersiya, gravitatsiya va energiya oʻlchamlari boʻlib xizmat qiladi. Yadro massasi atom massasi birligida oʻlchanadi. Maʼlumki, atom neytral holatda boʻladi. Bir massa atom birligi tariqasida ^{12}C massasining $1/12$ qismi olingan.

$$1 \text{ m.a.b.} = \frac{1}{12} {}^{12}\text{C} = \frac{1}{12} \frac{12}{N_A} = \frac{1}{6,025 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

Eynshteyn qarashiga koʻra, massa bilan energiya orasidagi bogʻlanish qonuniga asosan har qanday M massali obyektga shu massaga mos $E = mc^2$ energiya va aksincha, E energiyaga $M = E/s^2$ tenglik bilan ifodalanuvchi massa toʻgʻri keladi.

1 m.a.b.ga mos keluvchi energiya

$$E = mc^2 = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot 9 \cdot 10^{20} \frac{\text{sm}^2}{\text{s}^2} = 14,94 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 931,5 \text{ MeV}.$$

Yadro fizikasida massa va energiya eV (elektronvolt) larda oʻlchanadi.

$$1 eV = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} \frac{1}{300} B = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}:$$

yoki

$$1 eV = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 1 V = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

1 eV dan katta birliklari keV , MeV , GeV va h.k. Bunda:

$$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV};$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV};$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}.$$

Nisbiylik nazariyasiga asosan massa bilan tezlik orasidagi bog‘lanish:

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} \quad (1.2.2)$$

Bu yerda M va M_0 – g tezlik bilan harakat qilayotgan va tinch holatdagi jismlar massasi.

Relyativistik mexanikaga asosan g tezlik bilan harakat qilayotgan jismning to‘la energiyasi

$$E = M_0 c^2 + T \quad (1.2.3)$$

bo‘ladi, bunda $M_0 c^2$ jismning tinch holatdagi energiyasi, T – uning kinetik energiyasi.

Ikkinchi tomondan $E = Mc^2 = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}}$ bo‘lgani uchun harakatdagi

jismning kinetik energiyasi:

$$T = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (1.2.4)$$

Yadro fizikasida yana quyidagi formula ham ishlatiladi.

$$E = \sqrt{M_0^2 c^4 + P^2 c^2} \quad (1.2.5)$$

Bu formulada

$$P = Mv = \frac{M_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

M – massali jismning relyativistik impulsidir uni $E = Mc^2$ dan keltirib chiqarish mumkin.

Haqiqatan:

$$E^2 = M^2 c^4 = \frac{M_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{M_0^2 c^4 + M_0^2 \beta^2 c^4 - M_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{M_0^2 c^4 (1 - \beta^2) + M_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = M_0^2 c^4 + P^2 c^2.$$

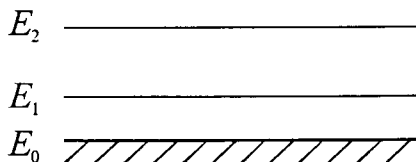
Relyativistik holat uchun kinetik energiya T va impulsi P orasidagi bog‘lanishni (1.2.3), (1.2.5) formulalarga ko‘ra, keltirib chiqarish mumkin:

$$M_0 c^2 + T = \sqrt{M_0^2 c^4 + P^2 c^2} \text{ yoki}$$

$$T(2M_0 c^2 + T) = P^2 c^2 \quad (1.2.6)$$

Atom yadrosi nuklonlardan iborat murakkab sistema bo‘lgani uchun uning energiyasi nuklonlar ichki harakat energiyasi bilan belgilanadi. Nuklonlar ichki harakat energiyasi qancha katta bo‘lsa, shuncha tinch holatdagi massasi $M_0 = E/c^2$ katta bo‘ladi. Yadroning asosiy holatiga tinch holatdagi massaning va energiyasining eng minimal qiymati mos keladi. Ya’ni nuklonlar harakatining minimum harakati (chastotasi) **asosiy holat** deyiladi. Yadro tashqaridan energiya qabul qilsa, energiyasi ortadi, natijada yadro diskret

uyg‘ongan E_1, E_2, \dots holatlarga o‘tadi, mos ravishda massasi ham $\Delta M = \frac{E_1}{c^2}$ ga ortadi (1.3-rasm).



1.3-rasm. Yadroning asosiy va uyg‘ongan holatlari.

1.3-rasmda E_0 energiya yadroning asosiy holati, E_1, E_2 lar uyg‘ongan holat energiyalari. Har bir yadro o‘ziga xos uyg‘onish energiyalariga ega bo‘ladi, yadroning uyg‘onish energiyasi qanday yo‘l bilan uyg‘onishiga bog‘liq emas.

Barcha yadro jarayonlari energiyaning saqlanishi bilan ro‘y beradi.

Atom massalarining aniq qiymati mass-spektrometrik texnika yordamida tajribada aniqlanadi. Mass-spektrometrlarning har xil turlari mavjud. Odatda musbat zaryadlangan ionlarning zaryadi ularning massasiga bo‘lgan nisbati e/m , magnit va elektr maydonlarning umumiy ta‘siri natijasida ionlar dastasining og‘ish kattaligi orqali aniqlanadi.

Hozirgi zamon mass-spektrometrlari vodoroddan tortib hamma elementlarning massalarini millionning 0,02 ulushi qadar aniqlikda o‘lchash imkonini beradi.

Atom yadrolari massasini boshqa usullarda ham yuqori aniqlikda o‘lchash mumkin. Masalan, yadroviy reaksiyalar, radioaktiv yemirilishlarda energiya balansini tahlil qilishlik va radiospektroskopik, mikroto‘lqin va boshqa usullar.

Yadrodagi nuklonlar miqdorlariga qarab, izotop, izobar, izoton, ko‘zguli yadrolar deb ataladi.

Bir xil zaryadga (Ze), ya’ni bir xil sonli protonga, ammo har xil massa soni A ga ega bo‘lgan yadrolarga **izotoplar** deb ataladi.

Masalan, ${}^{16}_8O$, ${}^{17}_8O$, ${}^{18}_8O$ protonlar soni bir xil, neytronlar soni turlicha, bu yadrolar elementlar davriy sistemasida bir joyda joylashadi. Izotoplar bir xil kimyoviy va optik xususiyatlarga egadir. Lekin fizik xususiyatlari massa soni, toq-juftliklari va hokazolari turlichadir.

Massa soni A bir xil, zaryadlari har xil yadrolarga **izobar yadrolar** deb ataladi.

Masalan: ${}^{10}_4Be$, ${}^{10}_5B$, ${}^{10}_6C$

Izobarlarning kimyoviy xususiyatlari turlicha, fizik xususiyatlari, nuklon soni bir xil bo‘ladi. Lekin massa sonlari bir xil bo‘lganda ham izobar yadrolar massalari birmuncha farq qiladi.

Birinci yadroning protonlari ikkinchi yadroning neytronlariga, ikkinchi yadroning protonlari birinchi yadroning neytronlariga teng bo‘lsa, **ko‘zguli yadrolar** deb ataladi.

Masalan: ${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p$, ${}_1^3H_2 \rightarrow {}_2^3He_1$, ${}_4^7Be_3 \rightarrow {}_3^7Li_4$

Ko‘zguli yadrolardan biri radioaktiv bo‘ladi. Har qanday o‘zgarishlardan so‘ng bir–biriga o‘tadi.

Bu yadro xususiyatlari bir–biriga ancha yaqin. Ko‘zguli yadrolar yadro kuchlar tabiatini va yadro kuchlarga elektromagnit maydonning hissasini aniqlashda keng qo‘llaniladi. Neytronlari bir xil bo‘lgan yadrolarga **izotonlar** deb ataladi.

Masalan: ${}^{15}_7N_8, {}^{16}_8O_8, {}^{17}_9F_8$.

1.3-§. Yadrolarning o‘lchami va zichligi

Yadro o‘lchami – yadroning mavjudlik sohasi yoki yadro kuchlarning ta’sir sferasidir.

Yadroning o‘lchami (radiusi) $R \sim 10^{-15}m$ bo‘lib, atom radiusidan 10^5 marotaba kichikdir.

Yadro o‘lchamini tajribada aniqlashning ko‘pgina usullari bor. Masalan, elektron va neytronlarning atom yadrosidan sochilishiga ko‘ra, undan tashqari yadro radiusini «ko‘zgu» yadrolarga, protonlarning elektrostatik ta’sir energiyasini o‘rganish, μ -mezonlar rentgen nurlanishni o‘rganish va alfa radioaktiv yadrolarning yemirilish qonunini o‘rganish yo‘li bilan ham aniqlash mumkin. Yuqorida sanab o‘tilgan usullar yadroviy kuchning o‘zaro ta’sir sohasini yoki elektromagnit o‘zaro ta’sir sohasini aniqlashga asoslangan. Turli usullar yadro taxminan shar shaklida ekanligi va aniq chegaraga ega ekanligini hamda radiusi

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (1.3.1)$$

massa soniga bog‘liq ravishda o‘trib borishligini ko‘rsatadi. Bu yerda R_0 – doimiy kattalik. Uning qiymati yadro radiusini turli usullarda aniqlashga ko‘ra, $R_0 = (1,2 \div 1,4)F$ ga teng (1 Fermi = $10^{-13}sm$).

Tez neytronlarning sochilishiga oid tajribalardan $R_0 = 1,4F$, α - parchalanish natijalaridan $R_0 = 1,3F$, zaryadli zarralar ta’sirida bo‘ladigan yadro reaksiyalari natijalariga ko‘ra $R_0 = 1,6F$.

Yadroni shar shaklida deb qarab, (1.3.1) ifodadan hajm birligidagi zarralar sonini topamiz:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3} = \frac{3}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-39} sm^3} \approx 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{sm^3}.$$

Yadro zichligi hajm birligidagi nuklonlar sonining massasi m_N ga ko‘paytmasiga teng:

$$\rho = nm_N = 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{sm}^3} = 100 \cdot 10^6 \frac{\text{t}}{\text{sm}^3}.$$

Hajm birligidagi nuklonlar sonini bilgan holda ular orasidagi masofa quyidagicha hisoblanadi:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{V}{A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi R_0^3 A}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}} \cdot R_0 = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ sm}.$$

Ko‘rinib turibdiki, yadro hajm birligidagi nuklonlar soni, yadro zichligi, nuklonlar orasidagi masofa ham o‘zgaras, yadro turiga bog‘liq emas.

Demak, yadro nuklonlari orasidagi masofa barcha yadrolar uchun o‘zgaras ekan, yadro siqilmaydi, massa soni ortishi bilan hajmi o‘trib boradi. Yadro kuchlari qisqa masofada katta kuch bilan ta‘sir etadi.

1.4-§. Bog‘lanish energiyasi

Yadro bog‘lanish kuchlari tufayli A nuklondan, ya‘ni Z proton va $N = A - Z$ neytrondan tashkil topgan sistemadan iborat. Agar yadroni uni tashkil qiluvchi nuklonlarga ajratmoqchi bo‘lsak, bog‘lanish kuchining ta‘siriga qarshi ish bajarish kerak. Bu ishning kattaligi bog‘lanish energiyasi yoki yadro barqarorligining o‘lchamidir.

Bog‘lanish energiyasi deb, nuklonlarga kinetik energiya bermasdan nuklonlar orasidagi bog‘lanishni (o‘zaro aloqani) uzish uchun kerak bo‘lgan energiyaga aytiladi.

Bu energiyani yadrodagi nuklonlarning o‘zaro ta‘sir (yadro kuchlar) qonuniyati hozircha noma‘lum bo‘lsa ham, energiyaning saqlanish qonuni va nisbiylik nazariyasining massa bilan energiya orasidagi bog‘lanish ifodasi $E = mc^2$ dan foydalanib topish mumkin.

Agar yadroning massasi — $M(A, Z)$ ni, uni tashkil qilgan nuklonlar massa soniga to‘g‘ri keluvchi massalari yig‘indisi $[Zm_p + Nm_n]$ ga solishtirsak, birinchi massa ikkinchisidan biroz Δm ga kichik ekanligini ko‘ramiz. Bu massalarning farqi **massa defekti** deb ataladi.

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]$$

Bu yerda Zm_p – protonlar massasi, $(A - Z)m_n$ – neytronlar massasi, $M(A, Z)$ – yadroning massasi.

Massa defektiga to'g'ri keluvchi energiya nuklonlarni birlashtirib, yadro hosil qilishga mos keluvchi energiyani, ya'ni bog'lanish energiyasini ifodalaydi:

$$E_{bog'l} = \Delta m \cdot c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2.$$

Hozirgi vaqtda yadro massasini yuqori aniqlikda o'lchashlik defekt massani, ya'ni yadro bog'lanish energiyasini katta aniqlikda hisoblash imkoniyatini yaratdi.

Bog'lanish energiyasi formulasini neytral atomlar massalari orqali ifodalash qulaydir, chunki odatda jadvallarda atom massalari keltiriladi. Buning uchun proton massasi shu yadro atomining massasi bilan almashtiriladi va atomdagi tegishli elektronlarning massasi hisobga olinadi:

$$\begin{aligned} E_{bog'l} &= \{ZM_{at}({}^1_1H) - Zm_e + (A - Z)m_n - [M_{at}(A, Z) - Zm_e]\}c^2 = \\ &= [ZM_{at}({}^1_1H) + (A - Z)m_n - M_{at}(A, Z)]c^2 \end{aligned}$$

Yadro bog'lanish energiyasining bitta nuklonga to'g'ri keluvchi qiymati **solishtirma bog'lanish energiyasi** deb ataladi:

$$\varepsilon = \frac{E_{bog'l}}{A}.$$

Yadroning mustahkamligini xarakterlashda bog'lanish energiyasidan tashqari zichlashish koeffitsienti ishlatiladi. Har bir nuklonga to'g'ri keluvchi defekt massaga **zichlashish (upakovka) koeffitsienti** deb ataladi.

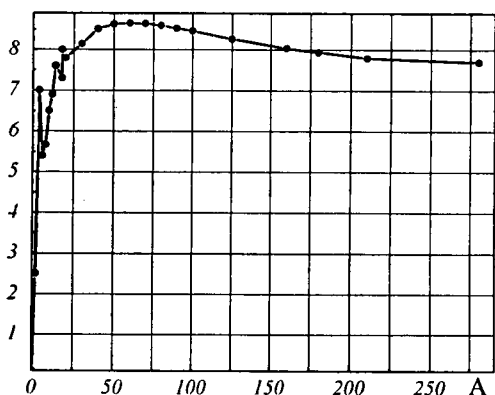
$$f = \frac{\Delta m}{A}.$$

Mavjud yadrolar solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqlik grafigi 1.4-rasmda keltirilgan.

Solishtirma bog'lanish energiyasi juda yengil elementlardan tashqari barcha elementlar uchun taxminan bir xildir. Massa soni $A > 11$ bo'lgan yadrolarda o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 7,4 dan 8,8 MeV gacha. Eng katta qiymat ($\sim 8,8$ MeV) massa sonlari $A = 60$ (temir va nikel)ga yaqin sohasiga to'g'ri keladi. Argon $A = 40$ dan qalay $A = 120$ gacha bo'lgan oraliqda $E = 8,6$ MeV deyarli o'zgarmaydi. Og'ir elementlar tomoniga borgan sari egrilikning maksimumdan pasayishi ancha sekin sodir bo'ladi. Nihoyat,

eng og'ir yadrolarda bir nuklonga to'g'ri keladigan o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi taxminan $7,5 \text{ MeV}$ ni tashkil etadi. Ancha yengil elementlar tomon pasayishi A ning kamayib borishi bilan tezroq sodir bo'ladi. Solishtirma bog'lanish energiyasi yadrodagi nuklonlarning (proton va neytronlarning) toq yoki juftligiga bog'liq ekan. Odatda juft-juft yadrolarning

$E \text{ (MeV)}$



bog'lanish energiyasi toq-toq yadrolarning $E_{bog'l}$ energiyasidan sezilarli katta bo'ladi. Juft-toq yoki toq-juft yadrolarning $E_{bog'l}$ energiyasi ham juft-juft va toq-toq yadrolar bog'lanish energiyalaridan farq qiladi. Eng katta bog'lanish juft-juft yadrolarga, eng kuchsiz bog'lanish toq-toq yadrolarga to'g'ri keladi.

1.4-rasm. Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soni orasidagi bog'liqligi.

Haqiqatan, har xil element izotoplarining barqarorligi Z va N larning juft yoki toqligiga bog'liq. Masalan, turg'un izotoplarning ko'pchiligida A juft bo'ladi. Juft-toq va toq-juft yadrolarning turg'unligi juft-juft yadrolarnikiga nisbatan kamroq. Toq-toq yadrolarning ko'pchiligi beqarordir. Tabiatda faqat

4 ta turg'un toq-toq yadrolar uchraydi ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$. Proton va neytronlar soni "sehrli" (magik) sonlar deb nom olgan 2, 8, 20, 50, 82, 126 sonlarga teng bo'lganda yadrolar, ayniqsa, katta turg'unlikka ega bo'lib, tabiatda keng tarqalgan. Protonlar va neytronlar soni "sehrli" songa teng bo'lsa, yadrolar, ayniqsa, juda katta turg'unlikka ega bo'lib, ular ikki karra "sehrli" yadrolar deb ataladi. Tajribada aniqlangan yadro bog'lanish energiyasini tahlil qilishlik ko'pgina yadro xususiyatlari to'g'risida xulosalar chiqarish imkoniyatini beradi.

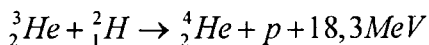
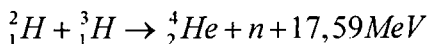
1. O'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi ko'pgina yadrolar uchun 8

$MeV/nuklonga$ teng. Bu elektronning atomda bog‘lanish energiyasidan juda katta. Masalan, vodorod atomida elektronning bog‘lanish energiyasi (ionizatsiya potentsiali) $13,6 eV$. Eng og‘ir element atomlarida ham K -elektronning bog‘lanish energiyasi $0,1 MeV$ dan oshmaydi. Demak, yadro kuchlar ta’siri tufayli nuklonlar yadroda bir–biri bilan juda qattiq bog‘langan. Shuning uchun ham tabiatda uchraydigan gravitatsiya, elektromagnit va kuchsiz o‘zaro ta’sirlardan farqli ravishda yadroviy **kuch kuchli o‘zaro ta’sir etuvchi kuch** deb ataladi.

2. Solishtirma bog‘lanish energiyasining o‘rtacha qiymati ($8 MeV/nuklon$) o‘zgarmas bo‘lishligi yadro kuchlar qisqa masofada ta’sirlashuv xarakteriga ega deyishlikka asos bo‘ladi. Ta’sir sferasi nuklonlar o‘lchamidan, hatto, undan ham kichik, yadroda har bir nuklon o‘ziga yaqin turgan nuklonlar bilangina ta’sirlasha oladi deb qaraladi. Haqiqatan ham, yadrodagi A nuklon qolgan $(A-1)$ nuklonlar bilan ta’sirlashganda bog‘lanish energiyasi $E \sim A(A-1)$ massa soni A^2 ga bog‘liq bo‘lgan bo‘lar edi. Aslida bog‘lanish energiyasi $E = \varepsilon A$ massa sonining A^1 birinchi darajasiga bog‘liq, demak, yadro kuchlar to‘yinish xarakteriga ham ega ekan.

3. Yadro energiyasi qaysi jarayonlarda vujudga kelishligi qancha energiya ajratishligini bilish mumkin. Yengil yadrolar qo‘shilib (sintez) og‘irroq yadrolar hosil qilishsa, solishtirma bog‘lanish energiyalari farqiga to‘g‘ri keluvchi energiya ajraladi (termoyadro reaksiyasi):

Masalan:



Bundan tashqari, og‘ir yadrolar bo‘linishidan o‘rta yadrolar hosil bo‘lsa ham yadro energiyalari ajralishi mumkin ekanligi aniqlandi.

1.5-§. Yadro bog‘lanish energiyasi uchun Veyszekkerning yarimempirik formulasi

1935-yilda K. Veyszekker tajriba natijalariga asosan yadroni suyuq tomchi deb qarab, yadro bog‘lanish energiyasi uchun yarimempirik formulasini yaratdi. Yadroning siqilmasligi, nuklonlar orasidagi ta’sirlashuv qisqa

masofada katta parametr bilan bo'lishligi, solishtirma bog'lanish energiyasining doimiyligi yadro moddasining suyuq tomchiga o'xshaydi deyishlikka asos bo'ladi. Yadro bog'lanish energiyasi massa soni bilan chiziqli bog'langan:

$$E_{bog'l} = \alpha A \quad (1.5.1)$$

Bu yerda α – solishtirma bog'lanish energiyasi, A – massa soni. Birinchi ifodada A nuklondan tashkil topgan yadroda hamma nuklonlar bir xil bog'lanish energiyasi bilan bog'lanib turibdi deb qaraladi. Aslida bunday emas, chunki yadro suyuq tomchi shar shaklida bo'lsa, sirtida joylashgan nuklonlar to'la sirti bilan ta'sirlasha olmaydi, faqatgina ichki tomondan ta'sirlashadi. Shuning uchun sirt energiyasiga tuzatma kiritishlik lozim.

Shar sirti uchun sirt energiyasi

$$E_{bog'l} = \sigma \cdot 4\pi R^2 \quad (1.5.2)$$

bunda σ – sirt taranglik koeffitsienti.

$$\text{Yadro uchun } \sigma_{yadro} = 10^{24} \text{ erg} / \text{sm}^2 = 10^{17} \frac{\text{J}}{\text{sm}^2}$$

$$\text{Suv uchun } \sigma_{suv} \approx 10^2 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}$$

Yadro sirt taranglik koeffitsientining suvnikiga nisbatan juda katta bo'lishligi yadro bog'lanish energiyasining yuqori ekanligini ko'rsatadi. Yadroni suyuq tomchi deb qaralsa, yadro sirt energiyasi

$$E_b = \sigma \cdot 4\pi R_0^2 A^{2/3} = 4\pi\sigma R_0^2 A^{2/3} = \beta A^{2/3}$$

bunda R – yadro radiusi.

Yadroning hajmi massa soni A ga proporsional, sirt energiyasi $A^{2/3}$ tartibda o'trib borsa, yadro o'lchami o'trib borishi bilan sirt yuzining hajmga nisbati kamayadi, demak og'ir yadrolarda bog'lanish energiyasining sirt energiyasi hisobidan kamayishi pasayadi. Sirt energiyasi $E_s \sim A^{2/3}$ tartibda bog'lanish energiyasini kamaytiradi:

$$E_{bog'l} = \alpha A - \beta A^{2/3}$$

Yadro zaryadlangan shar deb qaralsa, yadrodagi protonlarning o'zaro

Kulon itarilish energiyasi hisobidan ham bog'lanish energiyasi kamayishini e'tiborga olish lozim. Bu energiya Z^2 bogliq bo'lganligi sababli og'ir yadrolarda yetarli darajada katta bo'ladi. Elektrodinamikadan ma'lumki, tekis zaryadlangan shar uchun Kulon energiyasi

$$E_k = \frac{3(Ze)^2}{5 \cdot 4\pi\epsilon_0 R} = \frac{3e^2}{20\pi\epsilon_0} \frac{Z^2}{R_0 A^{1/3}} = \gamma Z^2 A^{-\frac{1}{3}}$$

Yadro bog'lanish energiyasi yadrodagi proton va neytronlarning farqiga ham bog'liq bo'lib, proton va neytronlar soni teng bo'lganda yadrolar turg'un bo'ladi. Protonlar soni neytronlar soniga teng bo'lgan yadrolar uchun $Z = A/2$ dir va bu tenglikdan har ikki tomonga o'zgarishi yadroning bog'lanish energiyasini kamayishiga sabab bo'ladi. Proton bilan neytronlarning o'zaro teng bo'lmashligini $(A-2Z)^2$ miqdor xarakterlaydi. Shuning uchun yadro bog'lanish energiyasining nuklonlar

simmetrikligi tufayli kamayishini hisobga oluvchi $-\xi \frac{(A-2Z)^2}{A}$ had kiritilishi lozim.

Bu hadda A^{-1} ko'paytuvchi shuning uchun kiradiki, neytron proton juftining paydo bo'lishi bilan bog'lanish energiyasiga kiritiladigan o'sish shunday juftning berilgan hajmda bo'lish ehtimoligiga chiziqli bog'liq: bu ehtimollik esa yadro hajmiga teskari proporsional. Bu tuzatmani yadro tomchi modeli bilan tushuntirib bo'lmaydi, uni Pauli prinsipiga ko'ra, fermi-gaz modeli bilan tushuntiriladi.

Yadro bog'lanish energiyasiga yana bir tuzatma — bu nuklonlarning juft yoki toqligiga ko'ra, bog'lanish energiyasining o'zgarishiga tuzatmadir. Juft protonli va juft neytronli juft-juft yadrolar eng turg'un (163 ta yadro), juft-toq yoki toq-juft yadrolarning (50-55 ta) bog'lanish energiyasidan kamroq va nihoyat toq-toq yadrolardan to'rttagina yadro

$$\left({}_1^2H, {}_3^6Li, {}_5^{10}B, {}_7^{14}N \right) \text{ turg'un.}$$

Juft-juft yadrolarning mustahkam bog'lanishligini va tabiatda ko'p tarqalganligini ikki bir xil nuklon qarama-qarshi yo'nalgan spinlarining juftlashishi va energetik sathni to'ldirishga intilishi bilan tushuntirsa bo'ladi. Shunday qilib, nuklonlar juft-toqligiga $\delta A^{-3/4}$ tuzatma kiritiladi.

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{juft-juft yadro uchun;} \\ 0 & A\text{-toq, juft-toq, toq-juft yadro uchun;} \\ -|\delta| & \text{toq-toq yadro uchun.} \end{cases}$$

Yuqoridagi tuzatmalarni hisobga olganda, bog‘lanish energiyasi uchun K. Veyszekker formulasi

$$E_b = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \xi \frac{(A-2Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}. \quad (1.5.3)$$

Bunda birinchi had — αA hajm energiyasini, ikkinchi had — $\beta A^{2/3}$ had sirtini, uchinchi had $\gamma Z^2 A^{-1/3}$ Kulon energiyalarini ifodalaydi. To‘rtinchi va beshinchi hadlar — nuklonlar simmetriklilik va toq juftliklariga tuzatmalar. Formuladagi beshta: α , β , γ , ξ , δ koeffitsientlar beshta massalari aniq o‘lchangan yadrolarni qo‘llash bilan aniqlanadi.

Bog‘lanish energiyasini bilgan holda yadro massasini quyidagi formula yordamida hisoblash mumkin:

$$M(A, Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - E_b = Zm_p + (A-Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}. \quad (1.5.4)$$

Dastlab, 1954-yilda amerikalik fizik Grin ko‘plab tajriba natijalariga ko‘ra, koeffitsientlarni aniqladi. Hozirgi vaqtda koeffitsientlar quyidagicha qiymatga ega:

$$\alpha = 15,7 \text{ MeV}, \beta = 17,8 \text{ MeV}, \gamma = 0,71 \text{ MeV}, \xi = 23,7 \text{ MeV}, \delta = 34 \text{ MeV}.$$

Bu formula yordamida istalgan (Z va A) yadroning massasini, bog‘lanish energiyasini $\sim 10^{-4}$ aniqlikda hisoblash mumkin. Bundan tashqari α -yemirilish, proton, neytronlarni yadrodan ajratish, bo‘linish va sintez reaksiyalarida ajraladigan energiyalarni katta aniqlikda hisoblash imkoniyatini beradi.

1.6-§. Yadro spin va magnit momenti

Atom yadrosi massa, zaryadga ega bo'lish bilan birga harakat miqdori momenti — spinga va unga bog'liq bo'lgan magnit momentga ham ega bo'lish kerak. Yadroning spinga ega bo'lishligini 1928-yilda Pauli bashorat qilgan edi. Haqiqatan ham, yadroning spinini spektral chiziqlarning o'tanozik strukturasi bilan tushuntirildi. Birinchi spektral chiziqlarning o'tanozik strukturasi 1891-yilda Maykelson o'zining interferometrida kuzatdi, keyinchalik Fabri va Pero, Lummer (1860–1925), Gerks (1878–1960) davom ettirdi.

Ayrim spektral chiziqlar bir-biriga yaqin bo'lgan o'nlab komponentalardan iborat, komponentalar orasidagi masofa 0,01–0,02 nm. Hatto, 0,002 nm gacha bo'lib, ajralish asosiy chiziq'larga nisbatan 10^3 marotaba kichik. Spektral chiziqlarning o'tanozik strukturasi yadro magnit momentining (μ_{ya}) elektron qobiqdagi elektronlarning harakati tufayli vujudga kelgan magnit maydoni (H_e) bilan ta'sirlashuviga ko'ra, holatlarning ajralishidir:

$$U = -\mu_{ya} \bar{H}_e.$$

A nuklondan tuzilgan yadroning to'la momenti I yadrodagi nuklonlarning spini va orbital momentlarining vektor yig'indisiga teng:

$$I = (L+S).$$

Agar nuklonlarning spini va orbital harakat o'rtasidagi o'zaro ta'sir spinlararo o'zaro ta'sirdan kuchsizroq, ya'ni spin-orbital aloqa yo'q yoki deyarli yo'q bo'lsa, zarralarning orbital momentlari (l_i) sistemaning to'la orbital momenti L ni, spin momentlari (S_i) esa to'la spin momenti S ni beradi, ya'ni:

$$\bar{L} = \sum_i l_i \quad \text{va} \quad \bar{S} = \sum_i S_i.$$

U vaqtda sistemaning to'la momenti quyidagicha bo'ladi:

$$\bar{I} = \bar{L} + \bar{S}$$

Bu sistemaning to'la orbital momenti L ning va to'la spin momenti S ning taxminiy saqlanishiga olib keluvchi o'zaro ta'sir L - S bog'lanish deb

ataladi. Bunday bog‘lanish nuklonlar o‘rtasida markaziy kuchlar ta’sir qilgan taqdirda yuzaga kelishi mumkin.

Umuman olganda, yadro kuchlari markaziy kuchlar emas: yadrodagi o‘zaro ta’sir nuklonlar spini va orbital momentning bir–biriga nisbatan yo‘nalishiga, ya’ni (\vec{l}, \vec{s}) ckalyar ko‘paytmaga bog‘liq bo‘ladi. Sferik maydonda har bir nuklonning to‘la momenti:

$$\vec{j}_k = \vec{l}_k + \vec{s}_k .$$

Yadroning to‘la mexanik momenti I esa yadro tarkibidagi nuklonlar to‘la mexanik momentlari j_k ning vektor yig‘indisiga teng:

$$\vec{I} = \sum_k \vec{j}_k .$$

Bu xildagi bog‘lanish $j - j$ bog‘lanish deb ataladi. $j - j$ bog‘lanishning ustun kelishi tajribada tasdiqlandi. Faqat eng yengil yadrolardagina $L-S$ bog‘lanish o‘rinlidir. Yadrodagi maydon va yadro nuklonlarining o‘zaro ta’sir xarakterini bilmay turib, I vektorlar yig‘indisi qanday qonunga bo‘ysunishini oldindan aytish qiyin. Bunday qonuniyatlar tajriba natijalaridan olinadi. Tajribalar yadrolarning spinlari, barcha juft–juft yadrolarning asosiy holat spinlari nol $I = 0$, toq A -li (toq–juft, juft–toq)

yadrolarniki $I = \left(\frac{1}{2} \div \frac{9}{2}\right)\hbar$, A juft (toq–toq) yadrolarniki esa $I = (1 \div 5)\hbar$,

Nuklonlarning xususiy spinlari $S = \frac{1}{2}\hbar$.

Bundan ko‘rinadiki, juft nuklonlar momentlari bir–birini (kompensatsiyalaydi) yo‘qotadi. Shuning uchun juft–juft yadrolar spinlari $I = 0$, toq yadroda (toq–juft, juft–toq) yadroda juftlanmagan nuklon spini yadro spini, A juft (toq–toq) yadroda esa toq proton va toq neytronlarning yig‘indisidan iborat butun sondagi spinga ega bo‘ladi. Haqiqatan, agar nuklonning momentlari j bir xil yo‘nalishga ega bo‘lsa, yadroning to‘la momenti I og‘ir yadrolar uchun yuz va undan ham ortiq qiymatlar olishi mumkin edi. Hamma juft–juft yadrolar nolga teng bo‘lgan spinga ega. Demak, bunday yadrolarda har bir nuklonlar juftining to‘la momentlari antiparallel yo‘nalgan bo‘lib, bir–birini kompensatsiyalaydi. Yadrolar xususiy mexanik moment — spinga

ega bo'lish bilan birga xususiy magnit momentiga ham ega bo'ladi. Haqiqatan ham, zaryadli zarraning aylanish natijasida magnit momenti vujudga kelganligi sababli, aylanish momenti noldan farqli bo'lgan yadro ham magnit momentiga ega bo'ladi. Bu yuqorida bayon qilinganidek, atom elektronlarining yadro magnit momenti bilan ta'siri natijasida atomlar o'tanozik strukturaga ega bo'ladi. Yadro magnit momenti yadro tarkibidagi neytron va protonlarning spin magnit momentlari hamda protonlarning yadrodagi orbital harakatlari tufayli paydo bo'ladi. Neytronda elektr zaryad bo'lmaganligidan, uning orbital harakati hech qanday magnit effektini hosil qilmaydi. Zaryadlangan zarralarning orbital harakati aylanma elektr tokiga ekvivalent, aylanma toq esa magnitli dipol maydoniga ekvivalent magnit maydonini hosil qiladi. Kvant mexanikasidan ma'lumki, zaryadi e , massasi

m_e bo'lgan elektronning orbital magnit momenti $\mu = l \cdot \frac{eh}{2m_e c}$ (l — orbital moment, 0, 1, 2, ... qiymatlarni qabul qiladi). $l = 1$ bo'lsa

$$\mu_h = \frac{eh}{2m_e c} = 9,2732 \cdot 10^{-21} \text{ erg} \cdot \text{H}_s^{-1}$$

bor magnetoni deb ataladi.

Xuddi shuningdek, yadro va nuklonlarning magnit momentlari birligi qilib

$$\mu_{yam} = \frac{eh}{2m_p c} = \frac{\mu_h}{1836,5} = 5,0505 \cdot 10^{-24} \text{ erg} \cdot \text{H}_s^{-1} \text{ yadro magnetoni qabul}$$

qilingan. Bu yerda $\mu_p = 1836,5 \mu_e$ — proton massasi. Bor magnetoni yadro magnetonidan 1836,5 marta katta: $\mu_B = 1836,5 \mu_{yam}$.

Yadro magnit momentlari bir necha yadro magnetoni qiymatida bo'lib, juda kichik bo'lgani uchun ularni o'lchash katta qiyinchiliklarga olib keladi.

Odatda, shartli ravishda, magnit momentlari spinga parallel bo'lsa, musbat deb, qarama-qarshi bo'lsa, manfiy deb hisoblanadi. Proton va neytronlarning xususiy magnit momentlari mos ravishda $+2,79 \mu_{yam}$, $-1,91 \mu_{yam}$ bo'lib, kutilgan qiymatdan boshqacha chiqishligi nuklonlarning ham o'z navbatida murakkab tuzilishga ega deb tushuntiriladi. Bu to'g'rida oldingi mavzuda bayon etildi.

Nuklonlar magnit momentlari chetlanishi deyarli bir xil. Proton uchun

magnit momenti $1 \mu_{yam}$, neytron uchun 0 bo'lishi kerak, tajribada olingan qiymatidan chetlanishi proton uchun

$$\Delta \mu_r = \mu_r - 1 = (2,79 - 1) \mu_{yam} = 1,79 \mu_{yam}$$

neytron uchun

$\Delta \mu_n = (-1,91 - 0) \mu_{yam} = -1,91 \mu_{yam}$. $|\Delta \mu_r| \approx |\Delta \mu_n|$ Bunda bir xil chetlanish. Bu esa o'z navbatida nuklonlar atrofida bir xil tabiatga ega bo'lgan zaryadli zarralar borligini ko'rsatadi.

Dastlabki vaqtlarda yadroning spini va magnit momentini yadroda toq nuklonning spin va magnit momentiga teng deb qaraldilar, lekin yadroning massa soni birmuncha ortishi bilan yadroning magnit momenti ishorasi va qiymati ham tajriba natijalariga mos kelmaydi. Masalan:

Yadro	Spin		μ	
	$I_{taj} (\hbar)$	$I_{nazariy} (\hbar)$	$\mu_{taj} (\mu_{yam})$	$\mu_{nazariy} (\mu_{yam})$
n	1/2	1/2	-1,913	-1,91
p	1/2	1/2	+2,79	+2,79
2_1H	1	1	0,857	0,88
3_2He	1/2	1/2	-2,127	-1,91
4_2He	0	0	0	0
6_3Li	1	1	+0,82189	0,88
7_3Li	3/2	1/2	+3,256	2,79
9_4Be	3/2	1/2	-1,17746	-1,91
${}^{10}_5B$	3	1	+1,8066	0,88
${}^{12}_6C$	0	0	0	0
${}^{13}_6C$	1/2	1/2	0,70225	-1,91
${}^{14}_7N$	1	1	+0,40369	0,88
${}^{15}_7N$	1/2	1/2	-0,28322	2,79

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, ${}^{13}_6C$, ${}^{15}_7N$ — yadrolar momentlari toq neytron.

Toq protonlarning spin va magnit momentlariga teng bo'lishi kerak edi, lekin bu yadrolar magnit momentlari qiymatlari va ishoralari ham mos kelmaydi.

Yadro magnit momentini hisoblash uchun Shmidt modeli.

1937-yilda Shmidt yadro spini va magnit momenti yadrodagi toq nuklonning to'la momentidan iborat degan bir nuklonli modelni yaratdi.

Bu modelga ko'ra, yadro spini va magnit momenti yadroda juftlanmagan toq nuklonning orbital va xususiy spini $I = l+S$ va magnit momenti $\mu = g_l l + g_s S$ dan iborat deb qaraydi. Ma'lumki, yadro spini I – orbital va spin momentlaridan tashkil topadi: $I = l \pm S$. Vektor qiymati bilan skalyar qiymat orasida $I^2 = I(I+1)$ bog'lanish mavjud. Yadro magnit momenti (m) spini (I) bilan chiziqli bog'langan:

$$\mu = gI, \quad (1.6.1)$$

bunda g – giromagnit nisbat, μ – magnit moment yadro magnetonida, I – (\hbar) spin esa Plank doimiyligida bo'lgandagina o'rinli bo'ladi. Proton uchun orbital giromagnit nisbat $g_l^p = 1$, neytron uchun $g_l^n = 0$, spin giromagnit nisbat proton uchun $g_s^p = 5,58$, neytron uchun $g_s^n = -3,82$ ($\mu_s^p = 2,79\mu_{yom}$; $S_p = 1/2$, $\mu_s^n = -1,91\mu_{yom}$; $S_n = 1/2$ bo'lgani uchun). Shunday qilib, Shmidt yadroning magnit momentini hisoblashda oxirgi juftlashmagan toq nuklon orbitada harakatlanadi deb harakatni orbital kvant soni bilan ifodaladi:

$$\mu = gI + g_s S. \quad (1.6.2)$$

(1.6.2) ni quyidagicha yozamiz:

$$\mu = 1/2(g_l + g_s)(l+S) + 1/2(g_l - g_s)(l-S). \quad (1.6.3)$$

(1.6.1) ifodani I ga ko'paytirsak, I^2 ni skalyar qiymat bilan ifodalasak:

$$(\overline{\mu I}) = g \overline{I^2} = gI(I+1) = \mu(I+1). \quad (1.6.4)$$

(1.6.4) ifodadan

$$g = \frac{\mu(I+1)}{I(I+1)}. \quad 1.6.5$$

(1.6.5) ifodaga m ning (1.6.3)dagi qiymatini keltirib qo'ysak, $I = l+S$ ni

e'tiborga olib:

$$g = \frac{1}{2}(g_l + g_s) + \frac{1}{2}(g_l - g_s) \frac{(I-S)(I+S+1)}{I(I+1)}. \quad (1.6.6)$$

(1.6.6) ifodani I ga ko'paytirib, toq proton yoki toq neytronli yadrolarning magnit momentini hisoblash mumkin. Bunda nuklonlarning to'la spini orbital va spin momentlari parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin.

1) Toq proton. Orbital va xususiy spinlari o'zaro parallel $I = I+S$ bo'lsin: $I = I-S = I-1/2$. (1.6.6) ifodadan:

$$\begin{aligned} \mu &= gI = \left[\frac{1}{2}(g_l^p + g_s^p) + \frac{1}{2}(g_l^p - g_s^p) \frac{(I-1/2-1/2)(I-1/2+1/2+1)}{I(I+1)} \right] I = \\ &= \left[\frac{1}{2}(1+5,58) + \frac{1}{2}(1-5,58) \frac{(I-1)(I+1)}{I(I+1)} \right] I = 3,29I - 2,29(I-1) = I + 2,29. \end{aligned} \quad (1.6.7)$$

2) Toq proton. Orbital va xususiy spinlari antiparallel $I = I-S$ bo'lsin: $I = I+S = I+1/2$. Magnit momenti (1.6.6) ifodadan:

$$\begin{aligned} \mu &= \left[\frac{1}{2}(g_l^p + g_s^p) + \frac{1}{2}(g_l^p - g_s^p) \frac{(I+1/2-1/2)(I+1/2+1/2+1)}{I(I+1)} \right] I = \\ &= \left[\frac{1}{2}(1+5,58) + \frac{1}{2}(1-5,58) \frac{I(I+2)}{I(I+1)} \right] I = \left[3,29 - 2,29 \frac{I+2}{I+1} \right] I = \\ &= \frac{3,29I + 3,29 - 2,29I - 4,58}{I+1} I = \frac{I-1,29}{I+1} I = \left(1 - \frac{2,29}{I+1} \right) I. \end{aligned} \quad (1.6.8)$$

3) Toq neytron orbital va xususiy spinlari o'zaro parallel $I = I+S$ bo'lsin: $I = I-S = I-1/2$. Magnit momenti (1.6.6) ifodadan:

$$\begin{aligned} \mu &= \left[\frac{1}{2}(g_l^n + g_s^n) + \frac{1}{2}(g_l^n - g_s^n) \frac{(I-1/2-1/2)(I-1/2+1/2+1)}{I(I+1)} \right] I = \\ &= \left[\frac{1}{2}(0-3,82) + \frac{1}{2}(0+3,82) \frac{(I-1)(I+1)}{I(I+1)} \right] I = -1,91I + 1,91I - 1,91 = -1,91. \end{aligned} \quad (1.6.9)$$

4) Toq neytron. Orbital va xususiy spinlari antiparallel $I = I-S$ bo'lsin: $I = I+S = I+1/2$. Magnit momenti (1.6.6) ifodadan:

$$\begin{aligned} \mu &= \left[\frac{1}{2}(g_l^n + g_s^n) + \frac{1}{2}(g_l^n - g_s^n) \frac{(I+1/2-1/2)(I+1/2+1/2+1)}{I(I+1)} \right] I = \\ &= \left[\frac{1}{2}(0-3,29) + \frac{1}{2} \cdot 3,29 \frac{I(I+2)}{I(I+1)} \right] I = -1,91I + 1,91(I+2) \frac{I}{I+1} = \\ &= \frac{-1,91I^2 - 1,91I + 1,91I^2 + 2 \cdot 1,91I}{I+1} = \frac{1,91I}{I+1}. \end{aligned} \quad 1.6.10)$$

Toq protonli (neytronli) yadrolarning magnit momentlari spinlarining parallel yoki antiparallel bo'lishiga ko'ra, 1.1–1.2-jadvallarda ko'rsatilgan.

1.1-jadval.

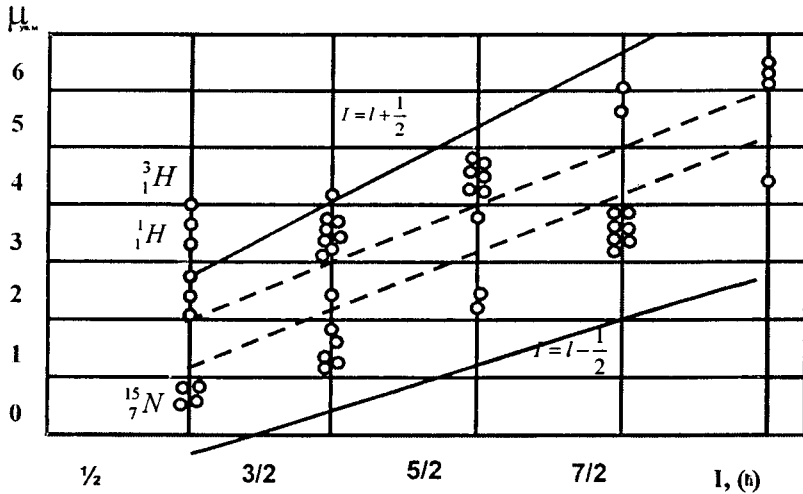
**Toq protonli yadrolar magnit momentlari
(1.6.7), (1.6.8) ifodalarga ko'ra**

$I=l+S$	$\mu (\mu_{yam})$	$I=l-S$	$\mu (\mu_{yam})$
$s_{1/2}$	2,79		
$p_{3/2}$	3,79	$p_{1/2}$	-0,26
$d_{5/2}$	4,79	$d_{3/2}$	0,12
$f_{7/2}$	5,79	$f_{5/2}$	0,86
$g_{9/2}$	6,79	$g_{7/2}$	1,71
$h_{11/2}$	7,79	$h_{9/2}$	2,62

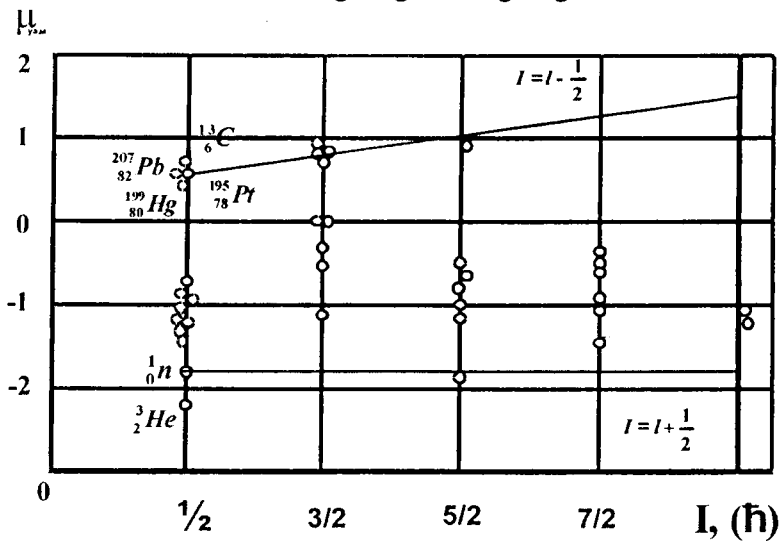
1.2-jadval.

**Toq neytronli yadrolarning magnit momentlari
(1.6.9), (1.6.10) ifodalarga ko'ra**

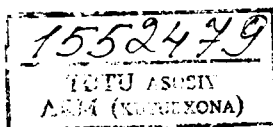
$I=l+S$	$\mu (\mu_{yam})$	$I=l-S$	$\mu (\mu_{yam})$
$S_{1/2}$	-1,91		
$P_{3/2}$	-1,91	$P_{1/2}$	0,638
$d_{5/2}$	-1,91	$d_{3/2}$	1,148
$f_{7/2}$	-1,91	$f_{5/2}$	1,366
$g_{9/2}$	-1,91	$g_{7/2}$	1,488
$h_{11/2}$	-1,91	$h_{9/2}$	1,565



1.5-rasm. Toq protonli yadrolar magnit momentlarining spinlari orasidagi bog‘lanish grafigi.



1.6-rasm. Toq neytronli yadrolar magnit momentlarining spinlari orasidagi bog‘lanish grafigi.



1.5 va 1.6-rasmlardagi chiziqlarga **Shmidt chiziqlari** deb ataladi.

Rasmlardan ko‘rinib turibdiki, toq protonli yadrolarda magnit momenti orbital momentning ortishi bilan ortib boradi, toq neytronli yadrolarda esa bunday bog‘lanish deyarli yo‘q. Bu yadro momentlarida nuklonlar orbital momentlari ham qatnashadi degan Shmidt g‘oyasining to‘g‘ri ekanligini ko‘rsatadi. Toq nuklonlarning orbital momenti qiymati va parallel yoki antiparallelligi qobiqli modelga ko‘ra, aniqlanadi, bu haqda yadro modellari bobida bayon etiladi.

Tajribada o‘lchangan hamma yadrolar magnit momentlari Shmidt chiziqlari orasida joylashadi, pastki yoki yuqori chiziqqa yaqinlashib boradi.

Nazariy hisoblashlarning tajriba natijalariga to‘la mos kelishligi uchun yadro momenti bir dona nuklonning to‘la momenti emas, balki qolgan nuklonlarning kollektiv harakati va ularning bir–biri bilan o‘zaro ta’sirlarini ham hisobga olish lozim.

Yadroning spini va magnit momenti turli usullar yordamida aniqlanadi. Ulardan biri atom spektrlarining o‘tanozik strukturasi o‘rganishga asoslangan. O‘tanozik struktura atom qobig‘idagi elektronlarning hosil qilgan magnit maydoni bilan yadroning magnit momenti orasidagi ta’sir natijasidir. Bu energiya

$$u = -\bar{\mu}_{ya} \bar{H}_e = H_e \mu_{ya} \cos(\overline{H_e \mu_{ya}}) = \mu \alpha \frac{\overline{JI}}{|J||I|}. \quad (1.6.11)$$

Bu yerda μ – yadro magnit momentining absolyut qiymati;

a – elektronlar magnit maydonning absolyut qiymati;

J – atom elektronlari to‘la momenti;

I – yadro spini.

J, I – qiymatlari:

$$\overline{F^2} = (\overline{J} + \overline{I})^2 = \overline{J^2} + \overline{I^2} + 2\overline{JI};$$

$$\overline{JI} = \frac{F^2 - J^2 - I^2}{2} = \frac{h^2}{2} [F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)];$$

$$|\overline{J||I|} = \sqrt{J(J+1)I(I+1)}h^2.$$

Bu kattaliklarni (1.6.11) ga qo‘ysak:

$$U = \frac{\mu\alpha\{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)\}}{\sqrt{J(J+1)I(I+1)}} \quad (1.6.12)$$

F berilgan I, J larda $2I+1$ yoki $2J+1$ qiymat qabul qiladi. (1.6.12) formulaning tahlili yadro spinini uch xil usul bilan aniqlash mumkinligini ko'rsatadi.

1) Agar $J > I$ bo'lsa, o'ta nozik struktura spektrida kuzatilgan ajralishlar soni $2I+1$ ga teng bo'ladi. Demak, ajralgan spektr chiziqlar sonini sanab yadro spinini aniqlash mumkin.

2) $J > I$ bo'lgan holda intervallar qoidasidan foydalanib, yadro spinini aniqlash mumkin. Ikki qo'shni F va $F-1$ holatlar uchun energiya farqi (1.6.12) dan

$$\Delta U = \mu\alpha \frac{F}{\sqrt{J(J+1)I(I+1)}} \quad (1.6.13)$$

bo'lgani uchun qo'shni sathlar oraligi quyidagi intervallar qoidasiga bo'ysinishi kelib chiqadi:

$$F: (F-1): (F-2): \dots = (J+I): (J+I-1): (J+I-2).$$

3) Ayrim hollarda yuqoridagi usullarning birortasini ham qo'llab bo'lmaydi. Masalan, natriy atomining sariq chizig'i dublet chiziqdan iborat va to'lqin uzunliklari 5890E hamda 5896E ga teng. Bu chiziqlarning har biri o'ta nozik strukturaga ega bo'lib, ularning ajralishi 0,021E va 0,023E ga teng. Bu holda ajralish komponentlari soni ikkiga teng bo'lgani uchun natriy yadrosining spinini yuqorida ko'rgan ikkala usul bilan ham aniqlash mumkin emas. Haqiqatan, birinchi usulda $J > I$ bo'lishi kerak. Lekin $2J+1 = 2$ dan $I > J$ kelib chiqadi. Ikkinchi usulni ham bu holda qo'llash mumkin emas, chunki ajralish soni 2 ga teng bo'lgani uchun faqat birgina interval olish mumkin. Shuning uchun bu holda ajralish natijasida hosil bo'lgan chiziqlarning intensivligini solishtirish yo'li bilan spinini aniqlash mumkin.

Spektral chiziq intensivligi magnit maydonda termning ajralish komponentlar soni $(2F+1)$ ga bog'liq. Ko'rilayotgan holda $J = 1/2$ ga teng bo'lgani uchun $F_1 = I+1/2$ va $F_2 = I-1/2$. Demak, intensivliklar nisbati

$$\frac{2F_1+1}{2F_2+1} = \frac{2(I+1/2)+1}{2(I-1/2)+1} = \frac{2I+2}{2I} = \frac{I+1}{I} \quad (1.6.14)$$

Tajribalar intensivliklar nisbati 1,59. Bu esa $I = 3/2$ yoki $I = 2$ bo'lishi mumkin

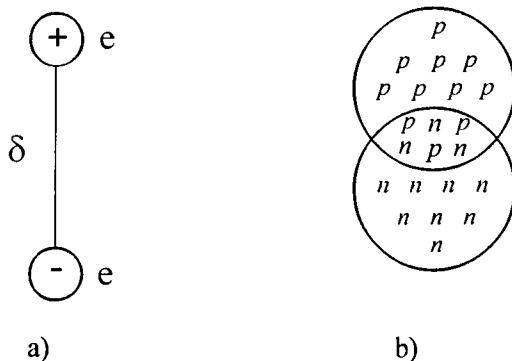
$$1) \frac{3/2 + 1}{3/2} = \frac{5}{3} = 1,67; \quad 2) \frac{2 + 1}{2} = 1,5.$$

${}_{11}^{23}\text{Na}$ – toq-juft yadroning spini $I = 2$ bo'lishi mumkin emas, bu yadro spini $I = 3/2$ bo'ladi. Yadro momentlarini aniqlashda magnit rezonans usuli va Myossbauer effekti va boshqa usullar keng ko'llanilmoqda.

1.7-§. Yadroning elektr kvadrupol momenti

Yadrolar magnit momentidan tashqari yana elektr momentga ham ega bo'ladi. Yadroning elektr momenti unda elektr zaryadning taqsimlanishiga bog'liq.

Bir-biridan δ masofada joylashgan har xil ishorali e zaryaddan tashkil topgan sistema dipol deyilar edi (1.7-a rasm). Bunday sistemaning dipol momenti $P = e \delta$. Yadro esa proton va neytronlardan tashkil topgan. Agar proton va neytronlar inersiya markazlari bir-birining ustiga tushmasa (1.7-b rasm) yadroning dipol momenti $P_{ya} = Ze \delta$ ga teng bo'ladi, bu yerda δ — zaryad simmetriya markazining yadro inersiya markazidan og'ishi.



1.7-rasm. a) elektr dipol; b) protonlari neytronlarga nisbatan siljigan yadro.

Hamma yadrolarning dipol momenti nolga teng bo'lib chiqdi. Bu yadroga protonlar va neytronlar tekis aralashganligini bildiradi.

Dipol momenti

$$D_z = \int z \rho_z(r) dr, \quad (1.7.1)$$

Bunda: $p_z(r)$ – inersiya markaziga nisbatan zaryad taqsimoti; dr – r ga yaqin joyda hajm elementi.

$D_z = 0$ ekan, demak yadroga proton va neytronlar og'irlik markaziga nisbatan ajralib turgan emas.

Yadroga protonlar soni zaryad miqdorini xarakterlaydi, lekin yadroga zaryad taqsimotini bermaydi. Tajribalar yadro hajmida zaryad taqsimotining sferik simmetriyadan chetga chiqish hollari borligini ko'rsatadi. Ayniqsa, juft-juft yadrolar spektrlarida aylanma yo'lak holatlari kuzatilishi yadrolar shaklining simmetrik holatidan chetlanishini aniq ko'rsatadi.

Ma'lumki, aylanma holat energiyalari

$$E_{ay} = \sum_{i=1}^3 \frac{M_i^2}{2\mathfrak{I}_i}, \quad (1.7.2)$$

bu yerda M_1, M_2, M_3 — bosh o'qqa harakat miqdori momenti proyeksiyasi.

i_1, i_2, i_3 — bosh o'qqa inersiya momenti proyeksiyasi.

$M = hJ, M^2 = h^2 J(J+1)$ ekanligini bilgan holda (1.7.2) ifoda

$$E_{ay} = \frac{hI^2}{2\mathfrak{I}} = \frac{h^2 I(I+1)}{2\mathfrak{I}}. \quad (1.7.3)$$

$J = 0, 2, 4, 8, \dots$ qiymatlarni oladi.

Kvantlangan mikroskopik jismlar sferik simmetrik holatda aylanma harakat qila olmaydi, aylanma harakat qilsa albatta simmetrikligi buziladi.

Shunday qilib, yadrolarda aylanma yo'laklar mavjudligi sferik holatdan chetlanishini ko'rsatadi. Spinlari noldan farq qiluvchi yadrolar va uyg'ongan holatlari aylanma yo'laklari kuzatiladi.

Yadroning elektr kvadrupol momenti Q uning muhim elektr xususiyatlaridan biri bo'lib, yadro shaklini o'rganishda katta ahamiyatga ega. Kvadrupol moment $Q = 2Pd = 2e \delta d$ ga teng. Ko'rinib turibdiki, elektr kvadrupol moment sirt birligida o'lchanadi. O'lchov birligi barn ($1 \text{ barn} = 10^{24} \text{ sm}^2$) yadroga zaryadlarning sferik simmetriklilik shakldan chetlanishini

ifodalaydi. Yadroning elektr maydoni E gradient $\partial E_x/\partial x$, $\partial E_y/\partial y$ bilan ta'sirlashuvi tufayli vujudga kelgan yadro kvadrupol momenti

$$Q = \int \rho(r)(3r_z^2 - r^2)dv \quad (1.7.4)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

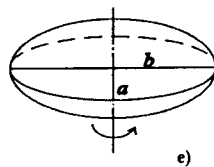
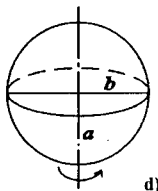
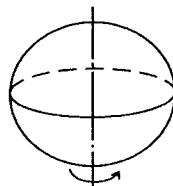
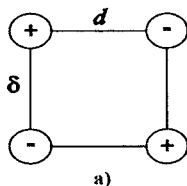
Bu yerda $\rho(r)$ – yadroning ichidagi r nuqtadagi zaryad zichligi, r_z – yadroning Q eng katta qiymatiga ega bo'ladigan z yo'nalish o'qiga r ning proyeksiyasi. Sferik simmetriyaga ega bo'lgan

yadrolar uchun $3r_z^2 - r^2 = 0$

$Q = 0$. Yadro shakli z o'q bo'yicha cho'zilgan bo'lsa:

$3r_z^2 > r^2$; $Q > 0$.

$3r_z^2 < r^2$ bo'lsa yadro shakli z yo'nalishda siqilgan bo'ladi:



1.8-rasm. a) elektr kvadrupol; b) sferik yadro; d) musbat kvadrupol momentli yadro; e) manfiy kvadrupol momentli yadro.

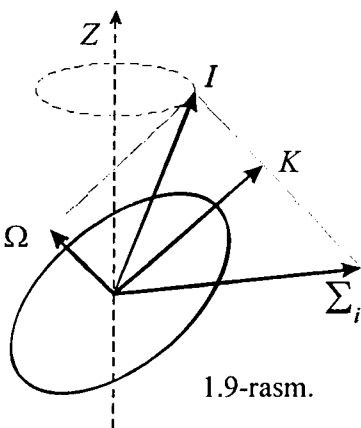
$Q < 0$ (1.8-rasm).

Yadro kvadrupol momenti tashqi (kuzatiladigan) va ichki (xususiy) kvadrupol momentga bo'linadi. Tashqi Q kvadrupol moment laboratoriya koordinat sistemasida o'lchanganiga, ichki kvadrupol Q_0 moment esa yadro bilan birgalikda massa markazi atrofida aylanuvchi koordinatalar sistemasida o'lchanganiga aytiladi. Yadroning kvadrupol momenti Q uning xususiy kvadrupol momenti Q_0 va yadroning Z o'qqa nisbatan holati esa, o'z navbatida, yadro spinining (I) shu Z o'qqa nisbatan yo'nalishi va uning simmetriya o'qidagi proyeksiyasining qiymati (K) bilan aniqlanadi (1.9-rasm). Sferik bo'lmagan uygongan yadroning spini umumiy holda quyidagiga teng:

$$\bar{I} = \bar{K} + \bar{\Omega}$$

bu yerda 'K – yadrodagi nuklonlar momentlari yig'indisining yadro simmetriya o'qidagi proyeksiyasi va W – yadroning aylanish momenti.

Yadroning simmetriya o'qi yo'nalishida laboratoriya o'qiga nisbatan kvant fluktuatsiyalari bo'lganligidan tashqi moment absolyut qiymati jihatidan ichki momentidan har doim kichik bo'ladi. Q va Q_0 momentlar:



1.9-rasm.

$$Q = \frac{2K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (1.7.5)$$

Asosiy holat, ya'ni $I = K$ bo'lgan hol uchun:

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (1.7.6)$$

(1.7.5)dan ko'rinadiki, $I = 0; 1/2$ bo'lganda $Q_0 = 0$ bo'lmasa ham, $Q = 0$ bo'ladi. Buning sababi, yadro simmetriya o'qi kvant fluktuatsiyalar ta'sirida tartibsiz yo'nalgan bo'ladi. Natijada koordinatalarning laboratoriya sistemasidagi zaryad taqsimoti sferik simmetrik bo'lib qoladi.

Yadro spini $I > 1$ bo'lganda Q noldan farqlanadi va Q/Q_0 nisbat $I = 1$ da $0,1$; $I = 3/2$ da $0,2$ ga teng bo'lib, $I > 1$ da 1 ga yaqinlashadi.

Tashqi kvadrupol momentlarni tajribada o'lchash uchun magnit dipol momentlarini o'lchashdagi usullardan foydalaniladi. Agar Q momentga ega bo'lgan yadro bir jinsli bo'lmagan elektr maydonga kiritilsa, maydonning kvadrupolga ta'sir energiyasi dE/dZ Q ga mutanosib bo'ladi. Bunday ta'sir natijasida atomning o'tanozik strukturaga ega bo'lgan spektrida qo'shimcha chiziqlar hosil qilishi, intervallar qoidasini buzishi mumkin. Shunga ko'ra, Q moment aniqlanadi.

Yadroning ichki Q_0 elektr kvadrupol momenti atom energetik holatlarining o'tanozik strukturasiidagi ajralishlarga sabab bo'la olmaydi. Q_0 ni o'lchash

uchun yadroning kulon uygʻonish hodisasidan foydalaniladi. Bu hodisaning mohiyati shundan iboratki, yadro zaryadlangan zarra bilan toʻqnashganda elektrostatik oʻzaro taʼsir hisobiga uygʻongan holatga oʻtishi mumkin. Agar yadroning uygʻonayotgan sathi aylanma boʻlsa, uygʻonish intensivligining nazariy va tajribada olingan qiymatlarini taqqoslash asosida Q_0 ning qiymatini topish mumkin. Mazkur jarayonning nokvantaviy taʼsiri quyidagicha: uchib kelayotgan zarra, masalan, bir necha MeV lik α -zarra yadro chekkasi yaqinidan oʻtayotib, shu chekkasidan itaradi va yadroni aylantiradi, natijada uygʻongan aylanma yoʻlak holatlari hosil boʻladi.

Umuman olganda, yadroning shakli uning ichki kvadrupol momenti Q_0 ga bogʻliq. Haqiqatan, sferik simmetrik yadrolarda $Q = 0$ va Q_0 ning nolga teng boʻlmashligi yadroning nosferik (deformatsiyalangan) shaklga ega ekanligidir. Q ning noldan farqli boʻlgan yadroning nazariy hisobga toʻgʻri keladigan va tajribada tasdiqlangan eng oddiy shakli aylanma ellipsoid shaklga oʻxshaydi. Yadro shaklining deformatsiya parametri b bilan tavsiflanadi:

$$\beta = \frac{\Delta R}{R},$$

bunda $2R$ – simmetriya oʻqining uzunligi, $2(R - \Delta R)$ — unga tik oʻqning uzunligi yoki DR ellipsoid katta a va kichik b oʻqlarining $(a - b)$ farqi.

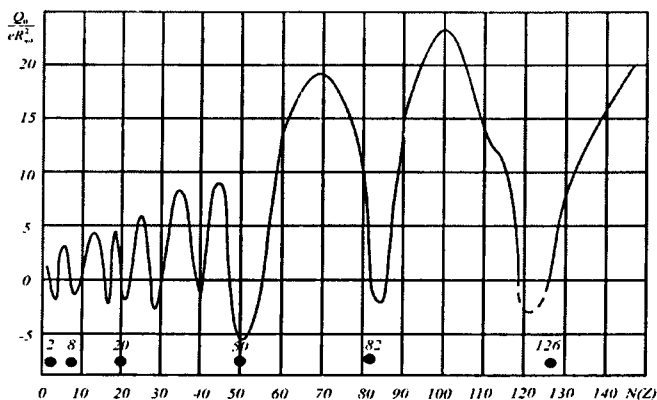
Agar yadroning zaryadi hajmi boʻyicha tekis taqsimlangan boʻlsa, Q_0 va

b kattaliklar oʻzaro quyidagicha bogʻlanishga ega $Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2 \beta$.

Koʻpchilik yadrolar uchun b ning qiymati 0,01—0,02 dan oshmaydi. Lekin deformatsiyalangan yadrolarda ($150 < A < 190$, $A > 222$) uchun b baʼzan 0,1—0,3 gacha boradi. Tajribada deformatsiya parametri b ni bevosita oʻlchash usuli topilgan emas.

Yadrolarning kvadrupol momentlarini oʻrganish shuni koʻrsatadiki, nuklonlar soni ortishi bilan Q_0 umuman ortadi (1.10-rasm). Proton va neytronlar soni «sehrli» sonlarga teng boʻlganda $Q_0 = 0$ boʻladi, yaʼni bunday yadrolar sferik shaklga ega. «Sehrli» sonlar oraligʻida yadrolarning shakli oʻzgaradi, hatto deformatsiya «choʻzilgan» shakldan «siqilgan» shaklga oʻtadi. Bu holda kvadrupol moment ishorasi oʻzgaradi. Baʼzi yadrolarning Q_0 momentlari juda katta boʻlib, yadro radiusining kvadratidan

10—20 marta katta bo'lishi mumkin. Bunday yadrolarning kvadrupol momentlari yadrodagi nuklonlarning kollektiv harakati bilan tushuntiriladi.



1.10-rasm. Yadro xususiy kvadrupol momentining neytron (yoki proton) soniga qarab o'zgarishi.

1.8-§. Juftlik

Elementar zarra, yadro va umuman, har qanday murakkab kvant sistemasining holati juftlik deb ataluvchi kattalik bilan xarakterlanadi.

Juftlik-mikrozarralar va ularda yuz beruvchi jarayonlarning ko'zgdagi aksiga nisbatan simmetriyaga ega bo'lish yoki bo'lmasligi bilan bog'langan fundamental tushunchalardandir.

Kvant mexanikasida zarraning holati x, y, z koordinatalarga va vaqtga bog'liq bo'lgan $\Psi(x, y, z, t)$ to'lqin funktsiya bilan tasvirlanadi. Bu funktsiya kompleks funktsiya bo'lib, modulining kvadrati fazoning x, y, z nuqtasida t vaqtda zarraning bo'lish ehtimolligini ifodalaydi. Masalan, zarra fazoning kichik V hajmida t vaqtda bo'lish ehtimolligi:

$$W(V, t) = \int |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV .$$

Bu ehtimollik zarra koordinatalarining o'ng yoki chap koordinatalar sistemasida o'lchanishiga bog'liq emas. O'ng koordinatalar sistemasidan chap koordinatalar sistemasiga o'tilganda x, y, z larning ishorasi teskarisiga o'zgaradi, ya'ni $-x, -y, -z$ bo'ladi.

Shunday qilib:

$$\int_{\mathcal{V}} |\Psi(x, y, z)|^2 dV = \int_{\mathcal{V}} |\Psi(-x, -y, -z)|^2 dV .$$

yoki \mathcal{V} da

$$|\Psi(x, y, z)| = |\Psi(-x, -y, -z)|.$$

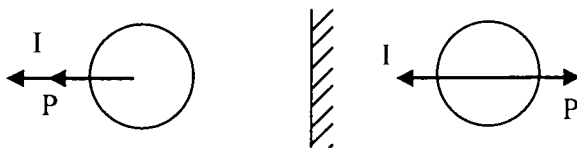
Ikki kompleks funksiya bir-biridan $e^{i\alpha}$ ko'paytma bilangina farqlanganligi uchun

$$\Psi(-x, -y, -z) = e^{i\alpha} \Psi(x, y, z) . \text{yoki}$$

$$\Psi(-x, -y, -z) = \pm \Psi(x, y, z),$$

chunki $e^{i\alpha} = \pm 1$. Demak, koordinalarning ishorasi o'zgartirilganda (yoki koordinatalar inversiyasi bajarilganda) funksiyaning ishorasi yo o'zgaradi, yo o'zgarmaydi. Agar koordinatalar inversiyasi natijasida to'liqin funksiya o'z ishorasini o'zgartirmasa, u juft juftlikka ega, o'zgartirsa, toq juftlikka ega deyiladi. Juftlik P bilan belgilanib, juft sistema uchun $P = +1$, toq sistema uchun $P = -1$ bo'ladi.

P juftlik tushunchasiga asosan, bu operatsiya ta'sirida zarraning impulsi o'z yo'nalishini teskariga o'zgartirishi kerak. Zarraning ko'zgudagi aksida impulsning yo'nalishi zarra impulsiga qarama-qarshi yo'nalgan. Lekin bu operatsiya ta'sirida impuls momenti, shuningdek, spin o'z yo'nalishini o'zgartirmaydi (1.11-rasm).



1.11-rasm. Ko'zgu aksiga (P -ko'zguga) nisbatan impuls (P) ning va harakat miqdori momenti (I) ning o'zgarishi.

P -juftlikning saqlanish qonuni sistemada biror fizik hodisa ro'y berganda uning ko'zgudagi tasvirida ham shu hodisaning o'sha yo'nalishda ro'y berishini ko'rsatadi. Matematika ta'biri bilan aytganda, P -juftlikning saqlanishi fizik qonunlarning fazoviy koordinatalar ishorasi o'zgarishiga bog'liq emasligini ifodalaydi.

Kuchsiz o‘zaro ta’sirda P -juftlikning saqlanish qonuni buziladi. Ammo kuchli va elektromagnit o‘zaro ta’sirlarda P -juftlik saqlanadi va bunday jarayonlarda yaxshi kvant soni bo‘lib qoladi. P -juftlik «etalon» zarralar — proton, neytron, Λ^0 -giperon, π -mezonlarga nisbatan aniqlanadi. Proton, neytron, Λ^0 -giperonlar uchun $P = +1$, π -mezonlar uchun $P = -1$ deb qabul qilingan.

Massasi noldan farqlanuvchi har bir mikrozarra ichki juftlikka ega bo‘ladi. Ichki juftlik zarraning o‘zgarmas xususiyati bo‘lib, spin bilan birga yoziladi.

Masalan, proton spini, juftligi $P = +1$, $I^P = \frac{1}{2}^+$ shaklda ifodalanadi.

Antizarralar uchun ichki juftlik -1 ga teng. Masalan, anti-proton uchun ichki juftlik $I^P = \frac{1}{2}^-$. Agar zarra fermionlar bo‘lsa, zarra va antizarraning juftliklari qarama-qarshi bo‘ladi. Bozonlar uchun zarra va antizarraning ichki juftliklari bir xil bo‘ladi.

Ichki juftlik tushunchasi massalari noldan katta bo‘lgan zarralar uchun aniqlangan, chunki zarraning juftligi u tinch turgan koordinata sistemasida aniqlanadi. Zarraning ichki juftligi kvant mexanika tushunchasi bo‘lib, spin kabi klassik o‘xshashlikka ega emas.

Harakatdagi zarraning juftligi uning orbital momenti l ga bog‘liq. Markaziy simmetrik maydondagi l -orbital harakat momentiga va P ichki fazoviy juftlikka ega bo‘lgan zarraning juftligi $P(-1)^l$.

Juftlik saqlanish qonuni yadroviy jarayonlarning o‘tishiga ma’lum cheklanishlar qo‘yadi. Shu sababli yadroviy sistema juftligini aniqlash muhimdir.

Umumiy inersiya markazi tinch holatda bo‘lgan koordinata sistemasida ikkita A va B zarralar sistemasini ko‘raylik. Bunday sistemaning to‘lqin funksiyasini uchta to‘lqin funksiyalar ko‘paytmasi ko‘rinishida ifodalash mumkin

$$\Psi_{A+B} = \Psi_A \cdot \Psi_B \cdot \Psi_{IAB}.$$

Bu yerda Y_A va Y_B – zarraning ichki holatlarini ifodalovchi to‘lqin

funksiyalar; Y_{LAB} — A va B zarralar nisbiy harakatining to‘lqin funksiyasi. Juftlikni aniqlash koordinatalar inversiyasi va $\psi(x, y, z) \psi(-x, -y, -z)$ funksiyalarining ishoralarini taqqoslanishdan iborat bo‘lganligi uchun bu operatsiyani $\psi_A, \psi_B, \psi_{LAB}$ ga nisbatan ketma-ket o‘tkazish murakkab sistemaning juftligini aniqlash qoidasiga olib keladi. Uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P_{A+B} = P_A \cdot P_B \cdot P_{LAB}.$$

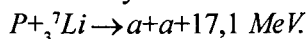
Demak, murakkab sistemaning juftligi tarkibiy qismlarning ichki juftliklari va nisbiy harakat to‘lqin funksiyasi juftligining ko‘paytmasiga teng. Shunday qilib, harakat miqdorining orbital momenti l bo‘lgan nisbiy harakatni ifodalovchi to‘lqin funksiyasining juftligi $P_{LAB} = (-1)^l$ bo‘ladi. $A + B$ sistemaning juftligi $P_{A+B} = (-1)^l P_A P_B$.

Yadroning juftligi yadrodagi nuklonlar orasidagi o‘zaro ta‘sirni e‘tiborga olmasak, juftligi $P = (-1)^{\sum l_i}$ ga teng bo‘ladi. Bunda $l_i - i$ nuklonning orbital momenti bo‘lib, yadro juftligini belgilaydi. Juft-juft yadrolar asosiy holatlarining juftligi $+1$ ga teng deb qabul qilingan, bu qiymat tajriba va nazariy mulohazalarga mos keladi. Ushbu mulohazalar yadrolar spini o‘zaro juftlashadi, yakuniy spin nolga teng bo‘ladi deyilgandek, bunday juftlar bir xil orbital momentga ega. Bu xil nuklonlarning juftlari

$P = (-1)^{2l} = +1$ ga teng, ya‘ni hamma holatlar juftligi musbat bo‘ladi.

Massasiz foton yoki tinch holat massasi nol bo‘lgan relyativistik zarralar harakatini l orbital moment bilan ifodalab bo‘lmaydi. Buning o‘rniga multipol tushunchasi kiritiladi. Multipol — ma‘lum P juftlikka, L — to‘la momentga ega bo‘lgan erkin tarqaluvchi elektromagnit maydon. Erkin foton to‘la momenti $L = 1, 2, 3, \dots$ bo‘lgan holatlarda bo‘lishligi mumkin. Foton uchun to‘la momenti $L = 0$ holat mavjud emas. Momenti L va juftligi $(-1)^L$ bo‘lgan fotonga elektr 2^L pol, xuddi shunday L moment va $(-1)^{L+1}$ ga magnit 2^L pol deb ataladi. Agar $L = 1$ bo‘lsa dipol, $L = 2$ — kvadrupol, $L = 3$ — oktopol va h.k. Multipol nurlanishlarda juftlik muhim rol o‘ynaydi.

Juftlik saqlanishiga misol keltiraylik:



Bu reaksiya energiya jihatidan qulay bo‘lsa ham, reaksiya ehtimolligi juda kichik. Bu reaksiyada juftlik saqlanmaydi. Reaksiyagacha proton juftligi $+1$,

${}^7\text{Li}$ ning $2p, 2n$ lari S holatda ($l = 0$), qolgan $1p, 2n$ lari P holatda ($l = 1$) joylashadi, umuman ${}^7\text{Li}$ juftligi -1 , reaksiyadan keyin hosil bo'lgan ikkita α -zarra nuklonlari S holatda bo'lib, juftligi $+1$. Natijada reaksiyagacha juftliklar (toq), reaksiyadan keyin (juft). Shuning uchun bu reaksiya intensiv ketmaydi.

Shunday qilib, yadro to'liq funksiyasining juftligi muhim xarakteristika bo'lib, kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlashuvlarga ko'ra, kehadigan barcha jarayonlarda (masalan, γ -nurlanish, α -yemirilish, yadro reaksiyalari, elementar zarralar o'zaro ta'sirlashuvlarida) saqlanadi, dastlabki va oxirgi juftliklar o'zgaras bo'lishi kerak.

1.9-§. Yadroning statistik xususiyati

Yadroning spin bilan bog'liq bo'lgan yana muhim xarakteristikasi statistik xususiyatidir. Statistika bir necha aynan bir xil zarralarning kollektiv xususiyatidir.

Bir xil mikrozzarralar, masalan, ikkita proton barcha xususiyatlari bilan aynan bir xil bo'lib, bir-birlaridan farqlanmaydi. Aynan bir xil ikki zarra o'zaro joylari almashtirilsa holat xususiyatlari hech ham o'zgarmaydilar. Bundan bir xil zarralarni almashtirishlik yangi holatga olib kelmaydi.

Demak, ikkita bir xil a va b zarralardan biri tayinli a va ikkinchisi b holatda emas, balki ixtiyoriy a yoki b holatlarda tura oladi.

Ma'lumki, kvant mexanikasiga ko'ra, zarra trayektoriyasini aniqlash mumkin emas, faqatgina to'liq funksiyasi amplitudasiga ko'ra, zarrachani topish ehtimoligini beradi. Agar aynan bir xil a va b zarralar harakatlanib tursa qaralayotgan vaqtda qaysi bir sohaning qaysi joyida ekanligini aniqlab bo'lmaydi. Bu zarralarni qayd qiladigan bo'lsak, hisoblagich qaysi birini qayd etayotganligini bilib bo'lmaydi, faqatgina bularning hisoblagichga kelib tushgan ehtimoligini aniqlash mumkin. Shunday qilib, mikroolamda aynan bir xil zarralar holati bu zarralar joyini o'zaro almashtirish bilan o'zgaras ekan.

Kvant nazariyasiga ko'ra, n ta zarradan iborat sistemaning koordinatalari $r_1 \dots r_n$ va spin proyeksiyalari $m_1 \dots m_n$ bo'lgan to'liq funksiyasi $\psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(r_1 \dots r_n)$. Bu sistemadagi ikkita zarra masalan, birinchi va ikkinchilarini o'zaro almashtirsak sistema holati o'zgarasligi kerak.

$$\Psi_{m_2 m_1 \dots m_n}(r_2 r_1 \dots r_n) = P_{12} \Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(r_1 r_2 \dots r_n), \quad (1.9.1)$$

bu yerda P_{12} – almashtiruvchi operator.

Almashtiruvchi operator P_{12} ni ikki marta qo‘llab, funksiya oldingi holatiga keladi: $P_{12}^2 = 1$, ya‘ni $P_{12} = \pm 1$.

Istalgan bir juft zarralar uchun yuqoridagidek mulohaza qilish mumkin. Ikkita bir xil zarrani o‘zaro almashtirish bilan to‘lqin funksiya o‘zgarmasa zarralarga nisbatan simmetrik, agar o‘zgarsa zarralarga nisbatan antisimmetrik.

Ko‘rsatish mumkinki, zarralar almashtirishlarga nisbatan u yoki bu simmetriyaga tegishli bo‘ladi. Zarralarning almashtirishlarga nisbatan xususiyatini **statistika** deb ataladi.

Agar zarralarning istalgan juftini o‘zaro almashtirish bilan to‘lqin funksiyasi simmetrik bo‘lsa, u vaqtda bu zarralar Boze-Eynshteyn statistikasiga bo‘ysunadi:

$$\Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(r_1 r_2 \dots r_n) = \Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(r_2 r_1 \dots r_n). \quad (1.9.2)$$

Bu zarralarga **boze-zarralar** yoki **bozonlar** deyiladi.

Agar zarralarning istalgan juftini o‘zaro almashtirish bilan to‘lqin funksiyasi antisimmetrik bo‘lsa, u vaqtda bu zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo‘ysunadi.

$$\Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(r_1 r_2 \dots r_n) = -\Psi_{m_2 m_1 \dots m_n}(r_2 r_1 \dots r_n) \quad (1.9.3)$$

bu zarralarga **fermi zarralari** yoki **fermionlar** deb ataladi.

Fermi-Dirak statistikasidagi zarralar Pauli tamoyiliga bo‘ysunadi. Pauli tamoyiliga ko‘ra, har qanday yopiq sistemada bir xil xususiyatga ega bo‘lgan hatto ikkita fermion joylasholmaydi. Pauli tamoyiliga ko‘ra, fermion n, l, m kvant sonlarining birortasi bilan farqlanishi lozim. Kvant mexanikasidan $\psi^{(1)}$ va $\psi^{(2)}$ holatlardagi ikki xil zarra to‘lqin funksiyasi $\psi^{(1)}\psi^{(2)}$ ga teng.

Ikkita fermion zarralar uchun (1.9.3) ga ko‘ra, ko‘paytma antisimmetrik bo‘ladi:

$$\Psi_{m_1 m_2}(r_1, r_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(r_1)\Psi_{m_2}^{(2)}(r_2) - \Psi_{m_2}^{(1)}(r_2)\Psi_{m_1}^{(2)}(r_1). \quad (1.9.4)$$

Agar $\psi^{(1)}$ va $\psi^{(2)}$ funksiya bir xil bo‘lsa, (1.9.4) ifoda nol bo‘ladi. Pauli tamoyili bajariladi.

Pauli tamoyili olam tuzilishini tushuntirish uchun qo'llaniladi. Elementlar davriy sistemasini, atom yadrosini, va kristallar strukturasi bo'siz tushuntirib bo'lmaydi.

(1.9.4) ifodaning ikkita bozon zarralar uchun simmetrik funksiyasi:

$$\Psi_{m_1}^{(1)}(r_1)\Psi_{m_2}^{(2)}(r_2) + \Psi_{m_2}^{(1)}(r_2)\Psi_{m_1}^{(2)}(r_1). \quad (1.9.5)$$

(1.9.5) ifoda bir xil funksiyalar uchun nolga teng bo'lmaydi, ya'ni bir holatda istalgancha bozonlar tura oladi. Bozonlar Pauli tamoyiliga bo'ysinmaydi. Shunday qilib, elementar zarralar, toq yadrolar spinlari yarimli butun $I = 1/2, 3/2, 5/2$ bo'lsa fermionlar bo'lib, Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Agar elementar zarralar juft yadrolar spinlari butun $I = 0, 1, 2$ bo'lsa bozonlar bo'lib, Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi.

Sistema bir necha fermion-elementar zarralardan tashkil topgan bo'lsa, bu zarralar sonining toq yoki juftligiga ko'ra, Fermi-Dirak yoki Boze-Eynshteyn statistikasiga mansub bo'lishligi mumkin.

Yadro nuklonlari fermion bo'lganligi uchun juft yadrolar (spinlari butun son) bozonlar bo'lib, Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunsa, toq yadrolar fermion bo'lib, (spinlari $I = 1/2 - 9/2$) Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Chunki nuklonlar to'liq funksiyasi har bir juft almashtirishlarga nisbatan antisimmetrik bo'lib, juft sondagi nuklonlar uchun to'liq funksiyasi ishorasini juft marotaba, toq sondagi nuklonlar uchun esa toq marotaba almashtirish lozim bo'ladi. Natijada juft nuklonlar simmetrik, toq nuklonlar antisimmetrik to'liq funksiyasiga ega bo'ladi.

Masalan, alfa-zarra (${}^4_2\alpha_2$) ikkita proton, ikkita neytrondan tashkil topgan. Ikkita deytondan iborat deyishlik mumkin. Nuklonlarni to'la almashtirish uchun oldin protonlarni, keyin neytronlarni xususiy funksiyaning ishorasini ikki marta almashtirish kerak, natijada ishorasi o'zgarmay qoladi.

Nazorat savollari:

1. Nuklonlarning xususiyatlari. Nuklonlar magnit momentlarining kutilgan qiymatidan boshqacha chiqishligini qanday tushuntiriladi?
2. Yadro massasi, zaryadi, o'lchami va o'lchov birliklari, o'lchash usullarini ayting.

3. Bog‘lanish energiyasi, solishtirma bog‘lanish energiyasi, zichlashish koeffitsienti va ularning ma‘nosi, tajribada aniqlash usullari hamda nazariy hisoblash formulasini tushuntiring.
4. Yadro energiyasi qayerga yashiringan?
5. Yadro kuchlarining qisqa masofada katta kuch bilan ta‘sirlashuvi, to‘yinish xarakteri qayerda ko‘rinadi? Yadro spinga ega ekanligini ko‘rsatuvchi dalillarini ayting.
6. Spektral chiziqlarning o‘ta nozik strukturasi qanday hosil bo‘ladi?
7. Yadroning spini nuklonlar soniga bog‘liqmi? Spin o‘lchov birligi va tajribada aniqlash usullarini aytib bering.
8. Yadro magnit momentiga ega ekanligini ko‘rsatuvchi dalillar nimalardan iborat?
9. Shmidt modeli, qo‘llanilishi va kamchiligi nimadan iborat?
10. Yadro magnit momentining o‘lchov birligi va aniqlash usullari. Yadro dipol momenti nima?
11. Elektr kvadrupol momenti nima? O‘lchov birligi qanday? Yadro shaklining o‘zgarishi qayerda ko‘rinadi?
12. Kvadrupol moment yadrodagi nuklonlar soniga bog‘liqmi?
13. Juftlik nima? U qaysi ta‘sirlashuvlarda saqlanadi?
14. Sistema juftligi qanday aniqlanadi? Foton yoki massasiz relyativistik zarralarning ichki juftligi qanday aniqlanadi?
15. Statistika nima? Nechta statistika mavjud? Ularning bir–biridan farqi nimadan iborat?

II BOB. YADRO KUCHLARINING XUSUSIYATLARI

2.1-§. Nuklon-nuklon o'zaro ta'sirlar. Deytron. Neytronlarning protonlardan sochilishi

Yadro fizikasida yadro kuchlari xususiyatlarini o'rganish eng muhim ahamiyatga ega. Yadro kuchlari tabiati elektromagnit, kuchsiz, gravitatsiya kuchlariga o'xshamaydi. Elektromagnit kuchlarga ham o'xshamaydi, chunki ta'sirlashuv zaryadsiz neytronlar uchun ham mavjud. Magnit kuchlari ham bo'lishi mumkin emas, chunki nuklonlar magnit momentlari orasidagi o'zaro ta'sirlashuv juda kichik. Kuchsiz va gravitatsiya ta'sirlashuvlari ham yadro ta'sirlashuviga qaraganda juda sust hamda gravitatsiya ta'sirlashuvi esa uzoq masofada ta'sirlashuv xususiyatiga ega bo'lgani sababli yadro ta'sirlashuvi bo'la olmaydi. Shunday qilib, yadro kuchlari yadrodagi nuklonlarni bog'lab turuvchi o'ziga xos xususiyatlarga ega bo'lgan alohida kuchdir. O'z navbatida yadro kuchlarini o'rganishlik yadro strukturasi va yadro reaksiyalar mexanizmini chuqur o'rganish imkonini beradi.

Yadro kuchlarini o'rganish uchun faqat neytral zarralar yoki faqat zaryadli protonlardan (masalan: ikkita neytron, ikkita protondan) tashkil topgan yadrolar yo'q. Yadro kuchlari xususiyatlari nuklonlarning nuklonlar bilan, nuklonlarning yadrolar bilan, yadrolarning yadrolar bilan ta'sirlashuvlarida hamda yengil yadrolar, ko'zguli yadrolarning xususiyatiga ko'ra, o'rganish mumkin.

Klassik fizikada ikkita zarraning ta'sirlashuv qonuniyatini bir-biriga nisbatan turli masofada, har xil tezlikda turlicha oriyentatsiyada o'lchab, qonuniyatlarini aniqlaganlar. Xuddi shu usullar bilan elektromagnit va gravitatsiya o'zaro ta'sirlashuv qonuniyatlari o'rganilgan edi. Lekin yadro kuchlari qisqa masofada katta intensivlikda ta'sirlashganligi uchun bu usulni qo'llash imkoniyatini bermaydi.

Yadro proton va neytronlardan tashkil topgan sistema, bu nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni o'rganish uchun bog'langan sistema xususiyatlarini yoki bir nuklonning ikkinchisidan sochilishini o'rganish lozim. Ko'p nuklonlardan tashkil topgan sistemani o'rganish yo'li bilan yadro kuchi qonuniyatini aniqlash juda murakkab (ko'p nuklonli sistema turlicha harakatda, oriyentatsiyada, har xil tezlikda bo'lsa, hisoblash imkoniyatiga ega emasmiz).

Shuning uchun ikki nuklondan tashkil topgan bog‘langan sistemani, masalan, deytronning xususiyatlarini yoki proton-proton ($p-p$), neytron-proton ($n-p$), neytron-neytron ($n-n$) o‘zaro ta’sirlashuvlari past va yuqori energiya sohalarida o‘rganish yadro kuchlarining tabiatini o‘rganishda qulaylik tug‘diradi.

Deytron. Deytron bitta proton, bitta neytrondan tashkil topgan 2_1H_1 – vodorod izotopi. Massa soni $A = 2$, zaryadi $Z = 1$, bog‘lanish energiyasi $E = 2,22 \text{ MeV}$, spin va juftligi $I^\pi = 1^+$, magnit momenti $\mu({}^2_1H) = 0,86\mu_{\text{yam}}$ kvadrupol momenti $Q = 2,738 \cdot 10^{-27} \text{ sm}^2$, solishtirma bog‘lanish energiyasi $\varepsilon = 1,11 \text{ MeV}$ nuklon bo‘lgan bo‘sh bog‘langan yadrodur.

Deytronning bog‘lanish energiyasi $2,22 \text{ MeV}$ ga teng, ya’ni bitta nuklonga to‘g‘ri keluvchi solishtirma bog‘lanish energiyasi $1,1 \text{ MeV}$. Yengil yadrolarda solishtirma bog‘lanish energiyasining qisqa masofada juda kichik bo‘lishi yadroviy kuchning o‘zaro ta’sirlashuvi ekanligidandir. Bu xususiyati deytron solishtirma bog‘lanish energiyasini $A \leq 4$ bo‘lgan yengil yadrolar solishtirma energiyalari bilan taqqoslasak ko‘rinadi.

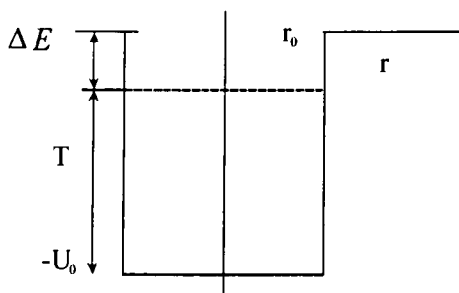
Yadro	2_1H_1	3_2He_1	4_2He_2
Solishtirma bog‘lanish energiyasi (MeV/nuklon)	1,11	2,8	7,1

Jadvaldan ko‘rinib turibdiki, solishtirma bog‘lanish energiyasi nuklonlar soni ortishi bilan o‘trib bormoqda.

Solishtirma bog‘lanish energiyasining massa soni ortishi bilan o‘trib borishini yadrodagi nuklonlar o‘zaro bog‘lanish sonining ortishi bilan tushuntirish mumkin. Masalan: 2_1H da bitta, 3_2H_1 da uchta, 4_2He da oltita juft bog‘lanish bo‘ladi. Proton-proton, neytron-neytron bilan bog‘langan holat mavjud emas, bu bog‘lanishlar energiyasi nol, $n-p$, $p-n$ bog‘lanishlar energiyasi soniga ko‘ra, bog‘lanish energiyasi o‘trib borishi kerak. Haqiqatan deytronning radiusi $R = 4,8 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$, boshqa yadroviy o‘lchamlardan katta

bo‘lib, chiqadi. Deytronda nuklonlar bir–biridan uzoqda joylashgan, shuning uchun sust bog‘langan.

Deytrondagi nuklonlar bog‘lanishini yadro potentsiali shaklida ifodalash mumkin. Bunda $U = 0$ ikkala nuklon tinch holat energiyasi $U > 0$ nuklon–nuklondan sochilishda, $U < 0$ nuklonlar o‘zaro bog‘lanib turgandagi energiyalari.



2.1-rasm. Deytron uchun to‘g‘ri burchakli potentsial o‘ra.

U_0 – potentsial chuqurligi, ΔE – bog‘lanish energiyasi, T – nuklonlar kinetik energiyasi, r_0 – yadro kuchlar ta‘sir radiusi, r – ta‘sirlashuvchi nuklonlar markazlari orasidagi masofa.

ΔE – **deytron bog‘lanish energiyasi**. Agar deytronga bog‘lanish energiyasiga teng energiya berilsa, potentsial o‘radagi nuklon o‘radan chiqib keta oladi, ya‘ni deytron parchalanadi.

Klassik tasavvurlarga ko‘ra, potentsial o‘ra chuqurligi bog‘lanish energiyasiga teng bo‘lishi kerak edi. Lekin kvant zarralar uchun boshqachadir.

Koordinata va impuls noaniqligiga ko‘ra:

$$\Delta p \Delta x \geq h. \quad (2.1.1)$$

Agar nuklon potentsial chuqur ichqarisida ekan, Δx noaniqligi r_0 dan katta bo‘la olmaydi, ya‘ni $\Delta x < r_0$. U holda

$$\Delta p \geq \frac{h}{r_0}$$

impulsning o'rtacha qiymati Δp qiymatidan kichik bo'la olmaydi, bu zarralar potensial o'ra ichida tinch turmasdan hech bo'lmaganda

$T = \frac{(\Delta p)^2}{2M}$. bo'lgan kinetik energiya bilan harakatlanib turishlarini anglatadi, ya'ni

$$T \geq \frac{h^2}{2Mr_0^2} . \quad (2.1.2)$$

(2.1.2) ifodadan nuklonlar orasidagi masofa — r_0 kamaysa kinetik energiya ortadi, yadro barqarorligini yo'qotadi. Zarralarni potensial chuqurda bog'langan holda turish uchun ΔE bog'lanish energiyasi katta bo'lishi kerak. Shunday qilib, potensial chuqur energiyasi — U_0 , zarralar kinetik energiyalari — T va ularning bog'lanish energiyalari — ΔE dan iborat.

$$|U_0| = T + \Delta E.$$

Deytron ΔE_{bog} energiyasi U_0 ga nisbatan kichik bo'lgani uchun quyidagi ifodani yoza olamiz:

$$U_0 = T = \frac{h^2}{mr_0^2}, \quad (2.1.3)$$

bu yerda m — keltirilgan massa, $M = \frac{m_p \cdot m_n}{m_p + m_n} = \frac{m}{2}$, $m_p = m_n = m$

bo'lgani uchun $M = m^2/2m = m/2$ bo'ladi.

Har qanday sistema potensial o'ra kengligida va chuqurligida bog'langan holda bo'lishi uchun (2.1.3) potensial shaklda bo'lishi kerak. (2.1.3) ifodadan sistema barqarorligi U_0 va r^2 ga bog'liq:

$$U_0 r_0^2 = \frac{h^2}{m}. \quad (2.1.4)$$

(2.1.4) ifodadan deytron uchun $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ sm deb potensial o'ra chuqurligini hisoblash mumkin:

$$U_0 = \frac{h^2}{r_0^2 m} = \frac{10^{-54}}{2 \cdot 10^{-26} \cdot 1,6 \cdot 10^{-24} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 30 \text{ MeV}.$$

Deytronning bog‘lanish energiyasi $\Delta E = 2,22 \text{ MeV}$, past kinetik energiya holati o‘ra chegarasiga yaqin, ya’ni deytron beqaror. Ma’lumki, energiyasi 30 MeV , bu tinch holat energiyasiga nisbatan juda kichik, demak nuklonlar yadroda nerelyativistik harakat qiladi.

Hozirgi ko‘pgina tasavvurlarga ko‘ra, deytron nuklonlarining o‘zaro bo‘sh bog‘langanligi, nuklonlar orasidagi masofaning yadro kuchlari ta’sir sferasidan katta bo‘lishligi sababli deb qaraydi. Shuning uchun nuklonlari birmuncha vaqti potensial tashqarisida ($r > r_0$) bo‘ladi.

Deytronda nuklonlar qisqa masofada ta’sirlashganligi tufayli deytron bo‘sh (g‘ovvak) bog‘langan bo‘ladi, bundan tashqari uyg‘ongan holatga ega bo‘la olmaydi. Haqiqatan ham, birinchi uyg‘ongan holat P -holat, bu holatga orbital moment $l = 1$ to‘g‘ri keladi. Markazdan qochma energiya deytron bog‘lanish energiyasidan o‘rib ketadi.

$$F_{mq} = -\frac{dU_{\kappa}}{dr} = -\frac{m g^2}{r} = -\frac{m^2 g^2 r^2}{m r^3} = -\frac{|M|^2}{m r^3} = \frac{h^2 l(l+1)}{m r^3};$$

$$U_{mq} = \frac{h^2 l(l+1)}{M R_d^2} = 4 \text{ MeV}.$$

Deytron spini va juftligi $1^{\pi} = 1^+$. Deytron spini spektral chiziqlarning o‘ta nozik strukturasi, juftligi deytron ishtirokida bo‘ladigan reaksiyalardan aniqlangan.

Spini $I=1$ bo‘lishligi deytronda proton va neytron spinlari parallel ekanligi natijasidir. Deytronning bunday holati **triplet holat** deb ataladi. Deytronning spini $I=0$ bo‘lgan singlet holati uchramaydi, ya’ni spinlari antiparallel bo‘lgan proton-neytron holati barqaror emas. Bu yadroviy kuchlarning spin yo‘nalishiga bog‘liq ekanligidandir. Bundan ko‘rinib turibdiki, proton bilan neytron spinlari parallel bo‘lganda ularning tortishish kuchi antiparallel spinli holga nisbatan kuchliroq bo‘lar ekan.

Deytronning magnit momenti $\mu_d = 0,86 \mu_{\text{yam}}$. U proton bilan neytronning magnit momentlari yig‘indisidan ozgina kamdir:

$$\mu_p + \mu_n = 2,79 \mu_{yam} - 1,91 \mu_{yam} = 0,88 \mu_{yam}.$$

Bu ikki qiymatning bir–biridan ozgina bo‘lsada farqlanishi yo deytrondagi nuklonlar spini aniq parallel bo‘lmasligidan, yo nuklonlar orbital harakat tufayli qo‘shimcha magnit moment hosil qilishi sabab bo‘lishi mumkin. Deytronning spini 1 ga teng bo‘lgani uchun birinchi taxmin noto‘g‘ri, demak, ikkinchi taxmin to‘g‘ridir.

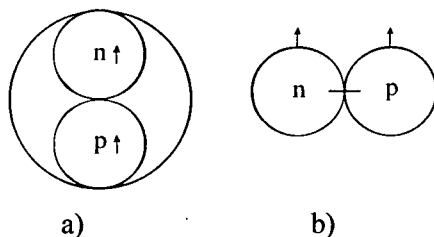
Deytron magnit momentini chuqur tahlil qilish proton va neytronlar orasidagi yadroviy o‘zaro ta’sir kuchida markaziy xarakterga ega bo‘lmagan o‘zaro ta’sir ham mavjudligini ko‘rsatadi. Haqiqatan, agar deytrondagi nuklonlar orbitadagi ta’sir kuchi faqat markaziy kuchdan iborat bo‘lganda, deytronning eng past energetik holati orbital momentning $l = 0$ qiymatiga mos keluvchi so‘f S holatdan iborat bo‘lar edi.

Deytron magnit momenti μ_p nuklonlar magnit momentlari $\mu_p + \mu_n$ dan chetlanish yadro kuchi markaziy emasligini ko‘rsatadi. Haqiqatan, yadro kuchi markaziy bo‘lmasa, orbital moment harakat integrali bo‘la olmaydi. U holda to‘la moment turli orbita momentlari yig‘indisidan iborat bo‘ladi. Deytron asosiy holat spin va juftligi 1^+ bo‘lganligi uchun orbital proton va neytron spinlari yig‘indisi 1 bo‘lishi kerak. Nuklonlar S holatda $l = 0$ da parallel holatda bo‘lishi mumkin, antiparallel holatda bo‘la olmaydi. Deytron juftligi juft bo‘lganligi uchun S va d ($l = 0, l = 2$) holatlardagina bo‘la oladi, P -holatda ($l = 1$) bo‘la olmaydi.

Xulosa qilib aytish mumkinki, deytron markaziy bo‘lmagan kuchlar ta’sirida S va d holatlarda aralash turadi. Nuklonlar d orbitada harakatlanishi bilan magnit momentga hissa qo‘shadi.

Magnit momentning chetlanishini deytron nuklonlari 4% vaqtini d orbitada o‘tkazadi deyilsa tushunarli bo‘ladi.

d holatda zaryad zichligining taqsimlanishi sferik simmetriyaga ega bo‘lmagan uchun deytronning kvadrupol momenti noldan farqlanishi kerak. Yuqorida deytronning elektr kvadrupol moment $Q = 2,738 \cdot 10^{-27} \text{ sm}^2$ ga teng ekanligini aytgan edik. Demak, yadro kuchlari markaziy emas, balki tenzor xususiyatga ega, ya’ni deytrondagi nuklonlar spinlari parallel bo‘lib, bir o‘qqa joylashgandagina kuchli ta’sirlashadi, boshqa holatlarda ta’sirlashmaydi (2.2-rasm).



2.2-rasm. Deytron a) spinlari bir o'qqa joylashganda nuklonlar ta'sirlashadi; b) ta'sirlashmaydi.

Boshqacha qilib aytsak, nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv nuklonlar massalari orasidagi masofaga emas, balki bir–biriga nisbatan egallagan oriyentatsiyalariga bog'liq ekan.

Shunday qilib, deytronning xususiyatlarini o'rganish yadro kuchlarining qisqa masofada ta'sirlashuvini, spin yo'nalishiga bog'liqligini hamda markaziy emas, balki tenzor xarakterga ega ekanligini ko'rsatdi.

Nuklonlarning nuklonlardan turli energiyalarda sochilishini o'rganish ham yadro kuchlarining ba'zi xususiyatlarini aniqlash imkonini beradi.

Ikki nuklonning bir–biridan sochilishi o'rganilganda ular spinlarining o'zaro yo'nalishi ham muhim ahamiyatga ega ekani ma'lum bo'ldi. O'zaro ta'sirlashuvchi nuklonlarning spini parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin. Spinlari parallel bo'lganda ko'rilayotgan sistemaning to'la spini h birliklarida 1 ga teng bo'lgani uchun, bu natijaviy spin yo'nalishiga nisbatan ikki nuklon spinlarining yo'nalishi turlicha bo'lishi mumkin. Shuning uchun parallel spinli nuklonlar ta'siri ta'sir kuchining markaziy bo'lmagan qismini hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Lekin nuklonlar spini antiparallel bo'lganda sistemaning natijaviy spini nolga teng bo'lgani uchun ikki nuklon orasidagi o'zaro ta'sir to'la markaziy kuchdan iborat bo'ladi.

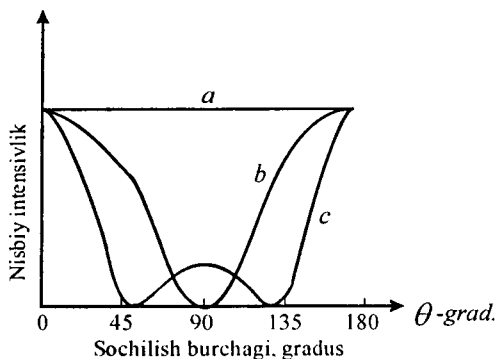
Bir nuklon ikkinchisidan sochilganda ularning bir–biriga nisbatan harakati orbital burchak moment bilan ham xarakterlanadi. Doira bo'ylab harakat qilayotgan zarraning burchak momenti zarra impulsini aylana radiusiga ko'paytmasi bilan aniqlanadi. Bir nuklon ikkinchisidan sochilib o'z yo'nalishini o'zgartirgan holda, orbital burchak moment harakatdagi nuklon impulsini urilish parametriga (ikki zarraning eng yaqinlashish masofasiga) ko'paytmasi bilan aniqlanadi.

Kvant fizikasida burchak moment juda muhim ahamiyatga ega. U ikki asosiy shartni qanoatlantirishi kerak. Birinchidan, ikki nuklon spini parallel bo'lganda natijaviy spin birga teng bo'lib, orbital moment yo'nalishiga nisbatan u faqat uch xil yo'nalishga ega: orbital momentga parallel, tik yoki antiparallel bo'lishi mumkin. To'la spin bilan orbital momentning o'zaro yo'nalishiga bog'liq ravishda yadroviy o'zaro ta'sir kuchining ikkinchi markaziy bo'lmagan qismi, spin-orbital o'zaro ta'sir yuzaga keladi. Ta'sirlashuvchi zarralarning spinlari antiparallel bo'lganda spin orbital o'zaro ta'sir yuzaga kelmaydi.

Ikkinchidan, orbital moment kvantlangan bo'lib, u faqat h ga karrali lh qiymatlarni olishi mumkin. Bu yerdagi orbital moment kvant soni $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Orbital momentning nolga teng bo'lishi zarralarning markaziy to'qnashishiga mos keladi.

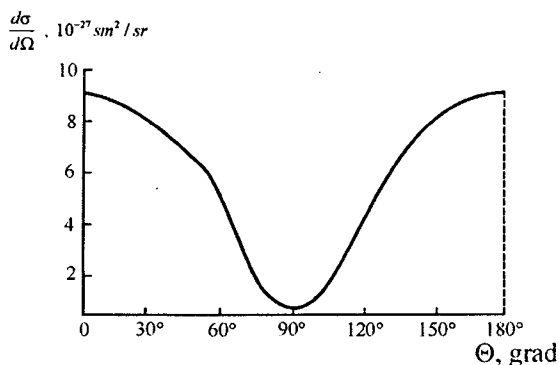
Agar zarralar to'liqin xususiyatga ega ekanligini e'tiborga olsak, bunday to'qnashishni bir to'liqinning ikkinchisidan o'tishi bilan tushuntirish oson. Shunday qilib, yuqori tartibli orbital momentlarga yuqori tezlik yoki energiya mos keladi. Haqiqatan, agar klassik fizika nuqtai nazaridan orbital momentni $m \varrho d$ ga teng ekanini e'tiborga olsak (d – urilish parametri), masalan, $m \varrho d = 1h$ da zarralar bir–biriga juda yaqin kelishi, ya'ni d kichik bo'lishi uchun ϱ katta bo'lishi kerak. Aksincha, zarraning tezligi yoki energiyasi qancha kichik bo'lsa, $m \varrho r = 1h$ munosabatning bajarilishi uchun ularning yaqinlashish masofasi d shuncha katta bo'ladi. Qisqa ta'sir radiusga ega bo'lgan yadroviy o'zaro ta'sir kuchi orqali sochilishi yuz berishi uchun orbital moment birga teng bo'lganda zarraning energiyasi ma'lum minimal energiyadan katta bo'lishi kerak. Yuqori orbital momentlarda esa minimal effektiv energiya qiymati ortadi. Odatda $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ va h.k. orbital momentga mos keluvchi to'liqlar s, p, d, f va h.k. harflar bilan belgilanadi. Yuqori tartibli orbital momentlarga mos keluvchi to'liqlarning to'liqin uzunligi zarra energiyasining kvadrat ildiziga teskari mutanosib ravishda kamayib boradi. Tajribada odatda nuklonlar oqimi ko'p nuklonlardan iborat bo'lgan nishonda sochilishi kuzatiladi. Nuklonlar oqimining energiyasi ortganda sochilishda S to'liqindan tashqari yuqori tartibli p, d va h.k. to'liqlar ham qatnashadi. Natijada sochilish manzarasi murakkablashadi. Chunki har bir to'liqin uchun o'z sochilish tasviri xosdir. Masalan, s to'liqin grafigi laboratoriya koordinata sistemasida izotrop sochilishga xos bo'lgan to'g'ri

chiziqdan iborat bo'lsa (2.3-a-rasm), p va d to'qlinlar uchun sochilish burchak taqsimotiga b) va d) grafiklarda ko'rsatilgan murakkab chiziq'larga mos keladi.



2.3-rasm. Nuklonlarning nuklonlarda sochilish burchak taqsimoti: a) sof s to'qlin uchun; b) sof d to'qlin uchun; d) sof p to'qlin uchun.

Nuklonlarning nuklonlardan sochilishi bo'yicha olib borilgan tajribalar yadroviy kuchlarning quyidagi xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi. $n-p$, $p-p$, $n-n$ lardan sochilishda ta'sirlashuv parametri bir xil, zaryad holatiga bog'liq emas, tortishuv xususiyatiga ega ekan. Ta'sirlashuv yuqori energiyalarda ta'sir masofaning $R = (0,3-0,4) \cdot 10^{-13}$ sm da kuchli itarishuvchi kuch vujudga kelishligi ma'lum bo'ldi. $n-p$ ta'sirlashuv spin yo'nalishiga bog'liqligini ko'rsatdi. Spinlari parallel bo'lganda, antiparallel bo'lgan holatdagidan kuchli ta'sirlashar ekan. Haqiqatan ham, neytronlarning para va orta vodorod molekularidan sochilish kesimi nisbati $\sigma_{para} / \sigma_{orto} = 30$ ga teng. Bundan tashqari bir necha yuz MeV energiyali $n-p$ ta'sirlashuvlari yadroviy kuchlarning almashinuv xususiyatiga ega ekanligini ko'rsatadi (2.4-rasm). Bunda nuklonning tushish yo'nalishida, ($\theta = 0^\circ$) bo'lganda maksimum bo'ladi, $\theta = 180^\circ$ da ham maksimum bo'lishi sochilishda n ning p bilan almashishi bilan tushuntiriladi. Nuklonlar o'zaro ta'sirlashganda spin proyeksiyalarini, zaryadlarini, koordinatalarini almashinadi.



2.4-rasm. Neytron energiyasi $E_n = 315 \text{ MeV}$ bo'lganda n - p sochilish differensial kesimi.

2.2-§. Izotopik spin

Yadro o'zaro ta'sir kuchining xususiyatlarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, nuklonlarning o'zaro yadroviy ta'siri zaryadga bog'liq bo'lmas ekan, ya'ni proton bilan proton, proton bilan neytron va neytron bilan neytron orasidagi yadroviy o'zaro ta'sir bir xil bo'lar ekan. Bundan tashqari, neytron va protonlar massalari bir-biriga yaqin, spinlari teng, bir xil statistikaga bo'ysunadi, yadro ichida bir-biriga o'tib turadi. Ko'zguli yadrolarning spini, juftliklari, uyg'onish energiyalari deyarli bir xil.

Aytilganlardan proton va neytron elektromagnit o'zaro ta'sir aniqligida aynan o'xshash zarralar ekanligi kelib chiqadi. Shuning uchun ham ular nuklon degan umumiy nom bilan ataladi.

Nuklonlarning ta'sirlashuvi zaryadga bog'liq bo'lmasligi yana qo'shimcha erkinlik darajasiga ega ekanligini ko'rsatadi. Ya'ni yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarra (nuklon) zaryadli (proton) yoki zaryadsiz (neytron) ko'rinishida bo'lishi mumkin. Agar yadro ta'sirlashuvida elektromagnit ta'sirlashuvni inobatga olmasak protonni neytrondan farq qilib bo'lmaydi. U holda ikki zaryad holatdagi dublet deb qarash mumkin.

Nuklonlarning zaryad holatini xarakterlash uchun Geyzenberg tomonidan izotopik spin kvant soni kiritildi. Izotopik spin T qandaydir izotopik fazada deb qaraladi. Bu kvant soni ham orbital va spin kvant sonlari kabi $N = 2T + 1$ qiymatga ega bo'ladi.

Izotopik fazada zarra hamma vaqt koordinata boshida zarra aylanishi mumkin, lekin ilgarilab harakat qilmaydi. Zarra impuls va orbital momentga ega emas, spinga o'xshash harakat miqdori momentiga ega. Bu momentga (hech qanday oddiy momentga aloqasi yo'q) **izotopik spin** deyiladi.

Izotopik spin kvantlashuvi spin kvantlashuvi kabi bo'ladi. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin $T = 0, 1, 3/2, \dots$ Izotopik fazada $2T+1$ proyeksiyaga ega bo'ladi. Bu aynan bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik multiplet deb ham ataladi.

Izotopik spinning biror ξ o'qqa proyeksiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T = 0$ bo'lsa bitta zaryad holat – singlet, $T = 1/2$ bo'lsa, $N = 2 \cdot 1/2 + 1 = 2$, dublet, $T = 1$ bo'lsa, 3 ta zaryad holati — triplet holatlar bo'ladi.

Izotopik spin nuklon uchun $T = 1/2$, $N = 2T + 1 = 2$ ikkita zaryad holati bo'lishi mumkin, T ning ξ o'qqa proyeksiyalari $T_{\xi} = +1/2$ protonga mos keladi, $T_{\xi} = -1/2$ esa neytronga mos keladi.

π -mezonlar uchun izotopik spin $T = 1$ demak, $N = 2 \cdot 1 + 1 = 3$ aynan bir xil p -mezonlardan uchta bo'lishi kerak. Proyeksiyalari $T_{\xi} = 1$ (π^+), $T_{\xi} = 0$ (π^0), $T_{\xi} = -1$ (π^-) zaryad holatlariga mos keladi.

Yadroviy o'zaro ta'sir xarakteri nuklon xiliga, ya'ni izotopik spin vektorining proyeksiyasiga bog'liq bo'lmagani uchun u faqat T vektorning kattaligi bilan aniqlanadi. Demak, yadroviy o'zaro ta'sir izotopik fazodagi turli yo'nalishlarga nisbatan invariant ekan. Yadroviy kuchning bunday xususiyati uning **izotopik invariantlik xususiyati** deb ataladi. Izotopik invariantlikdan yadro ta'sirlashuvi tufayli kechadigan barcha jarayonlarda izotopik spinning saqlanish qonuni kelib chiqadi.

Yadroning izotopik spinini quyidagicha aniqlanadi. $T_{\xi} = \sum_{i=1}^A T_i$, izotopik spin proyeksiyasi esa

$$T_{\xi} = \sum_{i=1}^A (T_{\xi})_i = \frac{1}{2} (Z - N) = \left| \frac{2Z - A}{2} \right|.$$

Masalan: ${}^3_2\text{He}_1$ yadro izotopik spinini: $T = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2}$.

Vektor proyeksiyalar soni $2T + 1 = 2 \cdot 1/2 + 1 = 2$. Demak, ${}^3\text{He}$ ning xususiyatlariga o'xshash yana bir yadro bo'lishi kerak, bu ${}^3\text{H}_2$ – tritoniydur. Uning uchun izotopik spin $T = 1/2$, proyeksiyasi

$$T_z({}^3\text{H}_2) = \frac{2-3}{2} = -\frac{1}{2}$$

ga teng. Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi tufayli erishilgan ba'zi bir kattaliklar qiymatlarining izotopik spinga bog'liq tomonlarini ko'rib chiqamiz. (2.1-jadval).

(2.1-jadval)

Ta'sirlashuv tur	z	T_z	T	R_{eff} (fermi)	V_0^{min}	ΔW (MeV)	a_0 (fermi)	Bog'langan holati
$n-n$	0	$-1/2-1/2=-1$	1	$3,2\pm 1,6$	$<U_0$	-0,15	$-17,6\pm 1,5$	Yo'q
$p-p$	+2	$1/2+1/2=1$	1	$2,83\pm 0,03$	$<U_0$	-0,15	-17 ± 2	Yo'q
$n-p$	+1	$-1/2+1/2=0$	1	$2,76\pm 0,07$	$<U_0$	-0,07	$-23,7\pm 0,01$	Yo'q
$n-p$	+1	$-1/2+1/2=0$	0	1,75	$>U_0$	2,26	+5,43	Bor

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlarida bir xil natijaga erishilmoqda. Bu ham o'z navbatida nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv izotopik spin vektori T absolyut qiymatiga bog'liq bo'lib, uning proyeksiyasiga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Izotopik spinning kichik qiymatiga katta bog'lanish energiyasi to'g'ri keladi, T ning yuqori qiymatiga esa yuqori uyg'onish energiyalar mos keladi. Bunga ko'plab ko'zgu yadrolar misol bo'ladi.

Izotopik spin proyeksiyasi nuklonlar soni (barion soni B) va elektr zaryadi bilan quyidagicha bog'langan:

$$Z = T_z + \frac{B}{2}. \quad (2.2.1)$$

Elektromagnit ta'sirlashuvda zaryad va nuklonlar soni saqlanadi. Shunga ko'ra, (1) dan izotopik spin proyeksiyasi ham saqlanishi kerak.

Izotopik spin kuchli ta'sirlashuvdagina saqlanadi, proyeksiyasi esa kuchli va elektromagnit ta'sirlashuvlarda saqlanadi.

Shunday qilib, izotopik spin kuchli ta'sirlashuvda qatnashadigan nuklonlar, π va k -mezonlar, giperonlar va antizarralar bilan bo'lgan jarayonlarda albatta saqlanadi.

2.3-§. Paulining umumlashgan tamoyili

Yuqorida nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi va boshqa tajriba natijalari asosida proton va neytron yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarralar ekanligi aytiladi. Nuklonlar fermion zarralar bo'lganligi sababli Pauli tamoyiliga bo'ysunishi kerak. Umuman, nuklonlar oddiy fazoda siljishlarga to'g'ri keladigan uzluksiz x, y, z koordinatalar bo'yicha va bitta spin holati hamda zaryad holatiga mos keluvchi beshta erkinlik darajasiga egadir. Pauli tamoyiliga ko'ra, ikkita aynan bir xil zarralar to'liqin funksiyalari zarralar almashinuviga antisimmetrik bo'lishi lozim. Bu esa koordinat, spin va izotopik spin proyeksiyalar to'liqin funksiyalarining simmetrik yoki antisimmetrikligiga bog'liq.

Koordinatalar to'liqin funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrikligi orbital kvant soni l ga bog'liq, l juft bo'lsa (masalan: s, d holatlarda $l = 0, 2, \dots$) simmetrik, l ning toq qiymatlarida (masalan: p, f holatlarda $l = 1, 3, \dots$) antisimmetrik. Spinlar proyeksiyasi to'liqin funksiyalari spinlar yig'indisi nol bo'lsa antisimmetrik, agar birga teng bo'lsa simmetrikdir. Haqiqatan ham, Pauli tamoyili bo'yicha bir energetik holatda ikkita aynan bir xil zarra spinlari parallel holda bo'la olmaydi. Spinlari yigindisi nol bo'lsa, u holda spinlar yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, bunday holat ruxsat etiladi.

Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

Bu yerda 1, 2 raqamlar bilan nuklonlar belgilangan, strelkalar izospin yo'nalishini ko'rsatadi. 1 — 3 qatorlarda simmetrik triplet holatlar, 4-qatorda antisimmetrik singlet holat keltirilgan.

Nuklonlar ta'sirlashuvlari S holatda kechayotgan bo'lsin: u holda to'liqin funksiyalari antisimmetrik bo'ladi.

1) p - p ta'sirlashuvda $T = 1, l = 0, S = 0$. Izotopik spin to'liqin funksiyasi simmetrik, chunki $T = 1$ ga teng, $l = 0$ bo'lgani uchun koordinata

Ikki nuklon sistemasi	T_ξ	T	Izotopik spin xolatlari
$p-p$	+1	1	$1(\uparrow) 2(\uparrow)$
$n-n$	-1	1	$1(\downarrow) 2(\downarrow)$
$n-p$	0	1	$1/\sqrt{2} [1(\uparrow) 2(\downarrow) + 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$
$n-p$	0	0	$1/\sqrt{2} [1(\uparrow) 2(\downarrow) - 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$

funksiyasi ham simmetrik, spin funksiyasi $S = 0$ bo'lgani uchun antisimmetrik ikkita bir xil proton S holatda spinlari parallel holda bo'la olmaydi, albatta antiparallel bo'lishi kerak. Demak,

$$\psi_l \rightarrow \psi_l (l = 0), \psi_s \rightarrow -\psi_s (s = 0), \psi_T \rightarrow \psi_T \\ (T = 1) (-1)^{l+s+T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

Bunda $n-n$ ta'sirlashuv ham $p-p$ ta'sirlashuv kabi bo'ladi.

2) Xuddi shuningdek, $n-p$ ta'sirlashuvda ($T = 1, l = 0, S = 0$) izotopik spin funksiyasi simmetrik, chunki n, p lar uchun $T = 1/2$ o'rin almashtirish bilan T o'zgarmaydi, spinlari antiparallel holatda, shuning uchun spin to'liq funksiyasi antisimmetrik bo'ladi.

Shunday qilib, $\psi_l \psi_l (l = 0)$ – simmetrik, $\psi_s \rightarrow -\psi_s (S = 0)$ – antisimmetrik, $\psi_T \rightarrow \psi_T (T = 1)$ simmetrik bo'ladi. $(-1)^{l+s+T} = (-1)^{0+0+1} = -1$.

3) $n-p$ – ta'sirlashuv spinlari bir xil yo'nalgan $T = 0; l = 0; S = 1$, u holda $(-1)^{l+s+T} = (-1)^{0+1+0} = -1$.

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, s holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta'sirlashuv to'liq funksiyalari antisimmetrik Pauli tamoyilini qanoatlantiradi.

Bu qoidani faqatgina S holat uchungina emas, balkim istalgan holatlar uchun ham qo'llash mumkin. Masalan: P holat ($l = 1$) bo'lsa, koordinatalar to'liq funksiyasi antisimmetrik, agar $T = 0$ (izotopik spin funksiyasi antisimmetrik) bo'lsa, spin funksiyasi $S = 0$ (simmetrik) bo'lishi; $T = 1$ (simmetrik) bo'lsa, spin funksiyasi $S = 1$ (simmetrik) bo'lishi lozim, ya'ni:

$$(-1)^{l+s+T} = (-1)^{1+s+0} = -1 \quad S = 0; \\ (-1)^{l+s+T} = (-1)^{1+s+1} = -1 \quad S = 1.$$

Shunday qilib, nuklonlar ta'sirlashuvini koordinata, spin va izotopik spin

kvant sonlari orqali ifodalab, Paulining umumlashgan tamoyiliga bo'ysunishligini ko'rsatish mumkin.

2.4-§. Tajribada olingan yadro kuchlarining xususiyatlari

Hozirgi vaqtda tajriba natijalariga ko'ra, yadro kuchlarining quyidagi xususiyatlari aniqlangan:

1) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi eng kuchli ta'sir etuvchi kuchdir. Yadrodagi bir nuklonga to'g'ri keluvchi o'rtacha bog'lanish energiya qiymati 8 MeV . Taqqoslash uchun vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi $13,6 \text{ eV}$. Yadroni hosil qilib turgan yadro kuchlari nuklonni 8 MeV energiya bilan, elektrostatik kuchlar esa atom elektronni $13,6 \text{ eV}$ energiya bilan bog'lab turadi, ya'ni

$$8 \text{ MeV} - 10^{-3} mc^2;$$

$$13 \text{ eV} - 10^{-5} mc^2.$$

Bundan $\frac{10^{-3}}{10^{-5}} = 10^2$ kelib chiqadi.

Yadro kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan yuz marotaba katta ekanligi kelib chiqadi. Yadroviy kuchlarga nisbatan boshqa kuchlarning qiyosiy kattaligi quyidagichadir:

Yadroviy kuchlar	- 1
Elektromagnit kuchlar	- 10^{-2}
Kuchsiz kuchlar	- 10^{-14}
Gravitatsion kuchlar	- 10^{-36} marta katta.

2) Yadroviy kuch qisqa radiusli o'zaro ta'sirdan iborat. Ta'sir radiusining tartibi $\sim 10^{-13} \text{ sm}$. Bu xususiyati alfa-zarralarning sochilishidan va deytron xususiyatlaridan ko'rinadi.

3) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi o'zaro ta'sirlashuvchi nuklonlarning spin yo'nalishiga bog'liq. Bu xususiyati nuklonlarning para va ortovodorod molekularidan sochilishdan hamda nuklonlar sochilishida virtual va bog'langan holatlar mavjudligidan ko'rinadi.

4) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi markaziy emas, tenzor xususiyatga ega. Bu xususiyati deytronning kvadrupol momentga ega ekanligidan ko'rinadi.

5) Yadroviy kuchlar almashinuv xarakteriga ega. Bu xususiyati $n-p$ ta'sirlashuvda ko'rinadi. Nuklonlar ta'sirlashuvida o'zaro spin

proyeksiyalarini, zaryadi hamda koordinatalari almashinadi.

6) Yadroviy kuchlar zaryadga bog'liq emas. Bu xususiyati ko'zguli yadrolarning xususiyati hamda $(p-p)$, $(p-n)$, $(n-n)$ sochilish natijalarining bir xil bo'lishligidan ko'rinadi.

7) Ta'sirlashuvchi nuklonlar orasidagi masofa 10^{-13} sm ga yaqin bo'lganda yadroviy o'zaro ta'sir kuchi tortishish xarakteriga ega, undan kichik masofalarda u itarish kuchiga aylanadi. Yadro kuchlarining tortishish xususiyati yadroning mavjudligidan ko'rinsa, itaruvchi xususiyati $(p-p)$ lardan yuqori energiyalarda sochilishda namoyon bo'ladi.

8) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi to'yinish xarakteriga ega. Bu xususiyati yadroning o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 8 MeV o'zgaras, yadro radiusiga bog'liq emas. Bu xususiyatga ega bo'lish yadroviy kuchning almashinuv xakteri va kichik masofalarda itarishish kuchi sababli deb tushuntiriladi.

9) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashuvchi nuklonlarning tezligiga bog'liq. Bu xususiyati yaxshi o'rganilmagan. Buning uchun bir necha nuklonni katta tezlikda tezlashtirib ta'sirlashtirish lozim.

Yadro kuchlarining yuqorida bayon etilgan va boshqa xususiyatlarini tushuntirish uchun yadro kuchlar nazariyasi bo'lishi kerak. Lekin yadro kuchlari ta'sirlashuvchi murakkab xususiyatga ega bo'lganligi sababli yagona nazariya yaratilgan emas.

Bu muammoni hal qilishda ikki xil yondashish bor.

1. Tajriba natijalariga mos keluvchi ta'sirlashuv fenomenologik yadro potentsiallarini tanlash. Bunda yadroviy kuchlar tabiati zarralar orasidagi ta'sirlashuv mexanizmini tushuntirishni oldiga maqsad qilib qo'yilmaydi. Bu yo'l bilan ta'sirlashuvning past energiyalarda tajriba natijalarini yetarli darajada tushuntirish mumkin, lekin ta'sirlashuv energiyasi bir necha yuz MeV ga yetganda gamiltonian ko'rinishi murakkablashib ketadi. Ma'lumki ta'sirlashuv energiyasi ortsa yadro kuchlarning qisqa masofalarda ta'sirlashuv xususiyatini o'rganish mumkin.

2. Ikkinchi yo'nalish yadroviy kuchlarning mezon nazariyasi. Bu nazariya kvant elektrodinamika qonunlariga o'xshash. Bunda elektromagnit maydonni, zaryadli zarrani foton bilan birga deb qaraladi. Maydon fotonlardan iborat. Foton maydonning kvanti. Maydon energiyasi kvantlar energiyalari yig'indisiga teng. Elektromagnit nurlanish vaqtida foton paydo

bo'ldi, yo'qoladi. Zaryadli zarralar orasidagi ta'sirlashuv foton almashinuvi bilan amalga ortadi, deb qaraladi.

Xuddi shuningdek, 1935-yil yapon olimlaridan Yukava nuklonlar orasidagi yadroviy ta'sirlashuvni, yadro kvantini (o'sha vaqtda topilmagan zarra) mezon zarra bo'lishi kerakligini aytdi va bu zarraning xususiyatlarini bayon qildi. Yukava tasavvuricha, noaniqlik prinsipiga ko'ra, Δt vaqt ichida nuklon atrofida ΔE energiyali virtual mezon zarra tug'iladi:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (2.4.1)$$

Tug'ilgan mezon zarraning yashash vaqti, yadro ta'sirlashuv vaqti bo'lsa

$$\Delta t = \tau_{yad}$$

(2.4.1) ifodadan ta'sirlashuv energiyasi

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{\hbar}{\tau_{yad}} \quad (2.4.2)$$

Ta'sirlashuvni amalga oshirgan zarra massasi

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{\tau_{yad} c^2} \quad (2.4.3)$$

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida α – masofaga bora oladi:

$$\alpha = c \Delta t = c \tau_{yad} \quad (2.4.4)$$

Mezon zarra shu vaqt ichida o'zi tug'ilgan nuklon yoki boshqa nuklon tomonidan yutiladi. Shu yo'l bilan ta'sirlashuvni amalga oshiradi.

Agar yadro kuchlari ta'sir radiusini mezon masofasi a ga teng desak, yadro ta'sirlashuv vaqti va mezon zarra massasini topish mumkin.

(2.4.4) dan

$$\tau_{yad} = \Delta t = \frac{a}{c} = \frac{2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}}{3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}} = 0,7 \cdot 10^{-23} \text{ s} \quad (2.4.5) \text{ dan}$$

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_{yad}} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{0,7 \cdot 10^{-23} \text{ s}} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 100 \text{ MeV}$$

Bundan

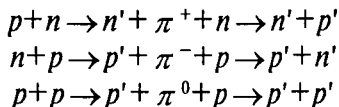
$$m = \frac{\Delta E}{c} = \frac{100 \text{ MeV}}{0,51 \text{ MeV}} = 200 m_e$$

(elektronning tinch holat energiyasi $E_e = m_e c^2 = 0,51 \text{ MeV}$).

Demak, yadroviy ta'sirlashuvni amalga oshiruvchi mezon zarra massasi elektron massasidan 200 marta katta bo'lishi kerak ekan.

Yadroviy ta'sir maydoni kvanti bo'lmish π^\pm, π^0 mezon zarralarni 1947 — 1950-yillarda kosmik nurlar tarkibida va tezlatkichlar yordamida topdilar, bu mezonlar massalari $m_\pi = 270m_e$, izotopik spini $T = 1$, spini $S = 0$, toq-juftlikka ega ekan.

Nuklonlarning mezonlar bilan ta'sirlashuvini quyidagicha tasavvur qilish mumkin:



Bu nazariya tenglamalari matematik jihatdan juda murakkab (yechimi bor yoki yo'qligi ma'lum emas). Bu nazariya natijalari miqdoriy xarakterga ega bo'lmay, balki sifat xarakterga ega.

Yuqori energiyalarda yadroviy kuchni hosil qilishda pionlardan tashqari, boshqa og'ir zarralar, masalan, k -mezonlar ham qatnashadi.

Nazorat savollari:

1. Yadro kuchlarini o'rganish usullari nimalardan iborat? Deytron va uning xususiyatlarini aytib bering.
2. Yadro potentsiali qanday aniqlanadi?
3. Yadroviy kuchlarning markaziy emasligini tushuntirib bering.
4. Nuklonlarning sochilish xarakteri ta'sirlashuv parametriga, energetik holatlarga qanday bog'liq?
5. Yadro kuchlarining almashinuv xususiyati energiyada nima? Bu xususiyat qanday namoyon bo'ladi?
6. Izotopik spin nima? Izotopik kvant soni qanday aniqlanadi? Qaysi ta'sirlashuvlarda saqlanadi?
7. Izotopik spin proyeksiyasi nima? U qanday aniqlanadi? Qaysi ta'sirlashuvlarda saqlanadi?
8. Paulining umumlashgan tamoyili nima? Qaysi kvant sonlari bilan aloqador? Misollar keltiring.

III BOB. RADIOAKTIVLIK

3.1-§. Radioaktivlik yemirilish qonunlari

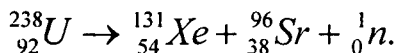
Radioaktivlik vaqtida yadro bir holatdan ikkinchi holatga o'tadi, bu bilan yadro o'z tarkibida bo'lgan va radioaktivlik vaqtida vujudga keluvchi zarralar (masalan: alfa, proton, beta, ...) yengil yadrolar hamda fotonlarni chiqarishi mumkin. Buning natijasida yemirilayotgan yadrolarning tarkibi yoki ichki energiyasi o'zgaradi.

Radioaktivlik tabiiy sharoitda ro'y berib qolmay, uni sun'iy yo'l bilan ham hosil qilish mumkin. Ammo ikkala radioaktivlik orasida farq yo'q. Radioaktivlik qonunlari radioaktiv izotopning qanday olinishiga bog'liq emas.

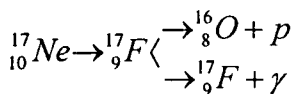
Radioaktivlik yadroning ichki xususiyati bo'lib, har bir yadro o'ziga xos yemirilish turi, intensivlikka ega. Radioaktivlik xususiyati tashqi ta'sirlarga (temperatura, bosim, elektr yoki magnit maydon) bog'liq emas. Ko'pgina radioaktiv yadrolar nishon yadroni turli tezlashtirilgan zarralar bilan bombardimon qilishlik bilan hosil qilinadi.

Dastlabki radioaktiv nurlanishlar tahlili tabiiy radioaktivlik vaqtida alfa, beta zarralar va qisqa to'liqinli gamma fotonlar chiqishini ko'rsatdi.

1939-yilda G.N.Flerov, K.A.Petrjaklar og'ir yadrolarning ($A = 240$) o'z-o'zidan ikkita o'rtacha yadroga bo'linishligini kashf etdilar:



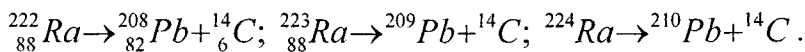
Qaysiki yadrolarda protonlar soni o'trib ketsa bir proton, ikki proton yemirilish mumkin. G.F.Flerov 1963-yilda proton yemirilishini kuzatgan:



$$T_{1/2} = 0,1 \text{ s.}$$

Albatta, proton yemirilish ehtimolligi rakobatlashuvchi alfa va beta-yemirilishlarga nisbatan juda kechik bo'ladi.

1984-yilda Oksford universiteti xodimlari radiy yadrolarining alfa zarralarga nisbatan yirik ${}^{14}\text{C}$ yadrosining nurlanishini qayd qildi:



1985-yilda Dubna va Amerika fiziklari *Ne* yemirilishni kashf etdi.

Radioaktiv yemirilish saqlanish qonunlarining bajarilishi bilan ro‘y beradi. Radioaktiv yemirilish statistik xususiyatga ega bo‘lgan jarayondir. Yemirilayotgan yadrolardan qaysi birini qachon yemirilishini ayta olmaymiz. Lekin vaqt birligi ichida nechtasi yemirilishini aniqlash mumkin, Shuning uchun radioaktivlikni yemirilish ehtimoligiga ko‘ra, o‘rganish mumkin.

Radioaktiv yadrolar qarimaydi, yoshga ega emas, yemirilish intensivligi vaqt birligida yemirilgan yadrolar soniga bog‘liq.

Vaqt birligida yemirilayotgan (dN) radioaktiv yadrolarning soni shu radioaktiv yadrolarning umumiy soni N ga proporsional. Masalan, dt vaqt oralig‘ida dN ga kamayayotgan bo‘lsa:

$$-dN = \lambda N dt \quad (3.1.1)$$

bo‘ladi. Bu yerda λ – radioaktiv yemirilish doimiysi, o‘lchami [s^{-1}], vaqt birligida yemirilishlar soni, nisbiy kamayish tezligini ifodalaydi; manfiy ishora vaqt o‘tishi bilan radioaktiv yadrolar sonining kamayishini ko‘rsatadi.

(3.1.1) tenglamani yechish uchun quyidagicha yozamiz:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt,$$

integrallasak

$$\int \frac{dN}{N} = -\lambda \int dt; \quad \ln N = -\lambda t + \ln C,$$

$$t = t_0 \text{ bo‘lganda } N = N_0; \quad \ln N = \ln C = \ln N_0; \quad N = N_0 = C$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t; \quad N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (3.1.2)$$

(3.1.2) formula **radioaktiv yemirilish qonuni** deyiladi. Bu qonunga ko‘ra, radioaktiv yadroning modda miqdori vaqt o‘tishi bilan eksponensial ravishda kamayib boradi. Formula istalgan vaqt momentida yemirilish ehtimoligini aniqlashi mumkin. Lekin (3.1.2) formula orqali radioaktiv yadrolarning yemirilish intensivliklarini bevosita taqqoslab bo‘lmaydi, u aniq fizik ma‘noga ega emas. Shu maqsadda yarim yemirilish tushunchasi

kiritilgan. Yarim yemirilish davri shunday vaqtqi, bu davr ichida dastlabki radioaktivlik yadro soni ikki marta kamayadi.

U holda (3.1.2) ifodani yoza olamiz:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}; \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad \ln 2 = \lambda T_{1/2}, \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (3.1.3)$$

(3.1.3) ifoda yarim yemirilish davri bilan yemirilish doimiysi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.

Radioaktivlik yana o'rtacha yashash vaqti deb ataluvchi τ kattalik bilan ham xarakterlanadi. Biror t vaqt momentida yemirilmay qolgan yadrolarning yashash vaqti t dan katta bo'ladi. Shu vaqt momentiga qadar yemirilgan yadrolar esa t dan kechik yoki unga teng yashash vaqtiga ega. Bunday yadrolar soni

$$dN(t) = \lambda N(t)dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt.$$

O'rtacha yashash vaqti

$$\begin{aligned} \tau = t &= \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt} = \frac{\lambda N_0 \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\lambda N_0 \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt} = \frac{-\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} t \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}{-\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \Big|_0^{\infty}} = \\ &= \frac{\frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}{\frac{1}{\lambda}} = -\frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda}; \quad \tau = 1/\lambda. \end{aligned}$$

τ ning qiymatini (3.1.2) ifodaga qo'ysak:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-1} = N_0/e.$$

Demak, o'rtacha yashash vaqti radioaktiv yadrolarning e marta kamayish vaqti ekan.

Shunday qilib, radioaktivlikni yemirilish doimiysi, yarim yemirilish davri va o'rtacha yashash vaqti bilan xarakterlash mumkin ekan. Bu kattaliklar o'zaro quyidagicha munosabatda bo'ladi:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau.$$

3.2-§. Aktivlik

Radioaktiv namunaning vaqt birligida yemirilishlar soni **aktivlik** deb ataladi.

(3.1.1) formuladan

$$-dN = \lambda N dt;$$

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N.$$

Aktivlik birligi qilib SI sistemasida bekkerel (Bk) qabul qilingan:

1 Bk = 1 yemir/s. Hosilaviy birliklari kyuri (Ku), rezerford

(Rd): 1 Ku = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bk, 1 Rd = 10^6 Bk.

Tajribada radioaktiv manba yarim yemirilish davrining katta yoki kichikligiga ko'ra, turlicha uslublar qo'llaniladi. Masalan, aktivlikning pasayishi ($T_{1/2}$ soat, kun, oylarda bo'lsa), qisqa yashovchi bo'lsa, hosil bo'lgan ion toklariga ko'ra, radiometr, mos tushish usullari va h.k.

Radioaktivlik hodisasining eng ajablanarli tomoni yadro ta'sirlashuv vaqtiga nisbatan juda katta kechikishidir. Haqiqatan ham yemirilishlarning barcha turlari yadroda kechadi. Ma'lumki, yadro kuchlari uchun ta'sirlashuv vaqti $\sim 10^{-21}$ s, lekin radioaktiv yemirilish davri esa 10^{10} yillar (Masalan: ^{238}U uchun $T_{1/2} = 10^{10}$ yil, bu 10^{17} s) bo'ladi. Ya'ni ^{238}U yadrosidan chiquvchi α -zarra yadroda 10^{38} marotaba aylanadi, navbatdagi $10^{38}+1$ aylanishda yadrodan chiqishi mumkin ekan.

Radioaktiv yemirilishlarda nurlanishlarning kechikishi quyidagi sabablarga ko'ra, deb qaraladi:

1) Zaryadli zarralar yadrodan chiqishda kulon to'sig'iga uchrashligi. (Kulon to'sig'i og'ir yadrolarda ~ 30 MeV, yemirilish energiyasi — 4 MeV. Klassik fizika qonunlari bo'yicha yadrodan zarra chiqishi mumkin emas, kvant mexanikasi bo'yicha zarra to'siqdan sizib o'tishi mumkin).

2) Radioaktivlik kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra, ro'y berishi (Yadroda beta-yemirilish kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra, amalga oshadi, shunga ko'ra, yadro ta'sirlashuvdan kuchsiz ta'sirlashuv necha marta kechik bo'lsa, yemirilish vaqti shuncha marotaba kechikadi).

3) Yemirilish energiyasining kichik bo'lishi radioaktivlik vaqtini

kechiktiradi. (Masalan, yuzta nuklonli $A = 100$ yadro uyg'onish energiyasi 10 MeV bo'lsin. Har bir nuklonga $0,1 \text{ MeV}$ to'g'ri keladi, bu energiya solishtirma bog'lanish energiyasidan kichik, lekin hamma uyg'onish energiyani birorta nuklonga berishi, bu bilan nuklon chiqib ketishi ehtimoligi bor).

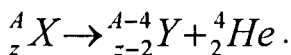
4) Radioaktiv yadro va maxsul yadrolar kvant xususiyatlarining (spin, juftlik, orbital moment, ...) keskin farq qilishi. Masalan, dastlabki yadro $h_{11/2}$ holatda, mahsul yadro $S_{1/2}$ holatda bo'lsin, bunda dastlabki yadro uchun $I = 1/2, l = 5, P = -1$, mahsul yadro uchun $I = 1/2, l = 0, P = +1, \Delta I = 5, \Delta l = 5$ juftlik o'zgaradi. Demak, spin, orbital moment, juftlik saqlanmasligi yemirilishni taqiqlaydi.

3.3-§. Alfa-yemirilish

Alfa-yemirilish yadroviy kuchlar ta'sirida barcha saqlanish qonunlarining bajarilishi bilan ro'y beradi. Alfa zarralar xossalarini o'rganish zaryadi $Z = 2$, massa soni $A = 4$, bog'lanish energiyasi $E = 28 \text{ MeV}$, spini $I = 0$, magnit momenti $\mu = 0$ bo'lgan yalang'och geliy atomi ekanligini ko'rsatdi.

Tabiiy radioaktiv alfa-yemirilish faqat davriy sistemaning oxiridagi $Z > 82$ vismutdan keyin joylashgan og'ir element izotoplarida kuzatiladi. Sun'iy ravishda nuklonlar soni $A = 140 - 160$ sohada yotuvchi nodir yer elementlarida ham alfa aktiv izotoplar hosil qilinadi.

Alfa-yemirilgan yadro zaryadi $\Delta Z = 2$, massa soni $\Delta A = 4$ ga kamayadi, davriy sistemada ikki katak oldinga siljiydi:



Alfa-yemirilish energetik jihatdan mumkin bo'lishi uchun ushbu shart bajarilishi lozim:

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}^4_2 \text{He}), \quad (3.3.1)$$

ya'ni dastlabki ona yadroning massasi (energiyasi) hosilaviy yadro va alfa-zarra massalari (energiyalari) yig'indisidan katta bo'lishi kerak.

Energiyalar farqiga α -yemirilish energiyasi E_α deyiladi. Yemirilish energiyasi bo'laklarga (α -zarra va hosilaviy yadrolarga) kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$E_{\alpha} = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2^4\text{He})]c^2 = T_{\alpha} + T_{\text{hya}}, \quad (3.3.2)$$

bu yerda T_{α} , T_{hya} lar α -zarra va hosilaviy yadrolar kinetik energiyalari.

Agar yemiriluvchi yadro nisbatan tinch holatda $P(A, Z) = 0$ bo'lsa, alfa zarra (P_{α}) va hosilaviy yadro (P_{hya}) impulsarlari tengligidan α -zarra va hosilaviy yadrolar tepki energiyasini topish mumkin

$$\bar{P}(A, Z) = P_{\alpha} + P_{\text{hya}}; \quad (3.3.3)$$

$$\bar{P}(A, Z) = 0; \quad |\bar{P}_{\alpha}| = |\bar{P}_{\text{hya}}|; \quad (3.3.4)$$

$$M_{\alpha}T_{\alpha} = M_{\text{hya}}T_{\text{hya}}; \quad T_{\text{hya}} = \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{hya}}} \dot{O}_{\alpha}.$$

(3.3.2) shartdan

$$E_{\alpha} = T_{\alpha} + T_{\text{hya}} = T_{\alpha} + \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{hya}}} \cdot T_{\alpha} = \left(1 + \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{hya}}}\right) T_{\alpha};$$

$$T_{\alpha} = \frac{M_{\text{hya}}}{M_{\alpha} + M_{\text{hya}}} \cdot E_{\alpha}. \quad (3.3.5)$$

Xuddi shuningdek,

$$T_{\text{hya}} = \frac{M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M_{\text{hya}}} \cdot E_{\alpha} \quad (3.3.6)$$

Shunday qilib, α -yemirilish energiyasi E_{α} ning asosiy qismi α -zarra kinetik energiyasiga, ozgina ($\sim 2\%$ ga yaqin) qisminigina hosilaviy yadro tepki energiyasiga sarf bo'lar ekan.

Masalan, ${}_{83}^{212}\text{Bi} \rightarrow {}_{81}^{208}\text{Tl} + \alpha$ yemirilishda $E_{\alpha} = 6,203 \text{ MeV}$.

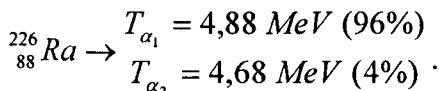
(3.3.5) va (3.3.6) formulalarga ko'ra:

$$T_{\text{hya}} = \frac{M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M(\text{Tl})} \cdot E_{\alpha} = \frac{4}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 1,117 \text{ MeV};$$

$$T_{\alpha} = \frac{208}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 6,08 \text{ MeV}.$$

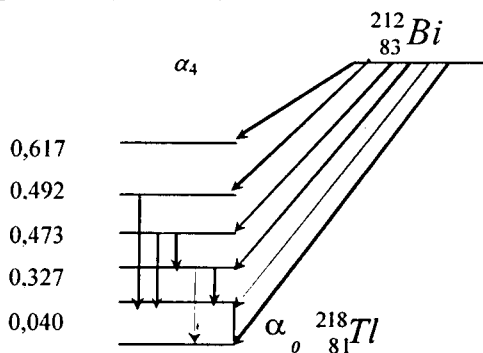
Alfa-yemiriluvchi yadrolar bo'yicha tajriba xulosalari:

- 1) Ko'pgina yadrolardan chiquvchi α -zarralar energiyasi monoxromatik.
- 2) Ayrim hollarda energiyalari bir-birlariga yaqin bo'lgan bir necha monoxromatik α -zarralar chiqadi, bunga **alfa-yemirilishning nozik strukturasi** deyiladi. Masalan,



Qavs ichida α -zarralar intensivligi foiz hisobida keltirilgan.

Alfa-yemirilishning nozik strukturasi dastlabki yemiriluvchi ona yadroning hosilaviy yadro uyg'ongan holatlariga yemirilish tufayli hosil bo'ladi. Hosilaviy yadrolar uyg'ongan holatidan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi (3.1-rasm).



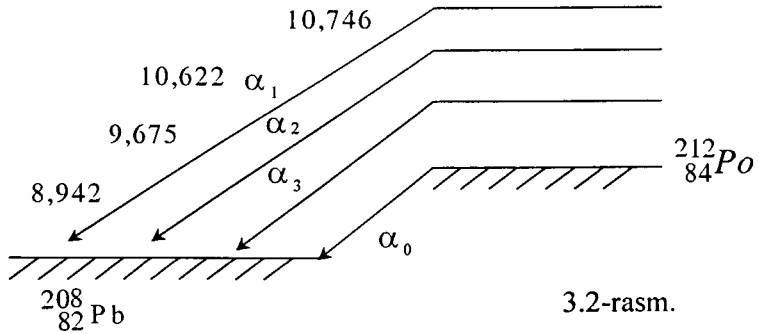
3.1-rasm.

Alfa spektr nozik strukturasi hosilaviy yadroning uyg'ongan holatlari va energiyalarini, ya'ni yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.

Alfa-spektr nozik strukturasi α_0 -energiyasi yemirilish energiya qiymatiga mos kelsa, qolgan $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ – zarralar energiyalari mos ravishda uyg'onish energiya qadar kechik chiqadi.

Ba'zi hollarda o'tish alfa-yemiriluvchi ona yadroning uyg'ongan holatidan hosilaviy yadro asosiy holatiga yemirilish bilan ro'y berishi mumkin. Bu alfa zarralar kinetik energiyasi uyg'onish energiyasi qadar katta bo'ladi.

Bunday alfa-zarralar **uzoq yuguruvchi alfa-zarralar** deb ataladi (3.2-rasm). Bunda a_1, a_2, a_3 lar a_0 -dan uygʻonish energiyalari qadar energiyalari ortiq. Uzoq yuguruvchi a -zarralar yemiriluvchi yadroning yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.



3) Alfa-zarralar intensivligi energiyasiga bogʻliq boʻlib, energiyasi ortishi bilan intensivligi keskin osha boradi.

4) Tabiiy radioaktiv izotoplardan chiquvchi a -zarralar energiyalari $4 \text{ MeV} < T_a < 9 \text{ MeV}$ oraligida, bu yadrolarning yarim yemirilish davrlari $T_{1/2}$ esa $3 \cdot 10^{-7} \text{ s} < T_{1/2} < 510^{15}$ yil oraligʻida. Alfa-zarralar kinetik energiyalari nisbati 2,5 marta oʻzgarsa, yarim yemirilish davrlari nisbati 10^{24} marotaba oʻzgaradi. Lekin shunday katta farq boʻlishiga qaramasdan alfa-yemirilish davri bilan energiyasi oʻrtasidagi aloqadorlik mavjud. Alfa-zarra energiyasi 1% kamaysa, yarim yemirilish davri 10 marotaba ortadi, agar energiya 10% kamaysa yarim yemirilish davri 2-3 tartibga oʻzgaradi. Tajriba natijalariga asoslanib bu bogʻlanishni 1911 — 1922-yillarda Geyger va Nettol aniqlaganlar:

$$\lg l = A' \lg R_a + B \quad (3.3.7)$$

Bu yerda: λ – yemirilish doimiysi;

A, B – doimiy sonlar (radioaktiv oilalarga xos boʻlgan oʻzgarmas son);

R_a – a -zarraning havoda yugurish masofasi;

Alfa zarraning havoda yugurish masofasi kinetik energiyasi orqali $R_{sm} = 0,3 T_a^{3/2} \text{ MeV}$ ifodalanadi. U holda (3.3.7) ifodani

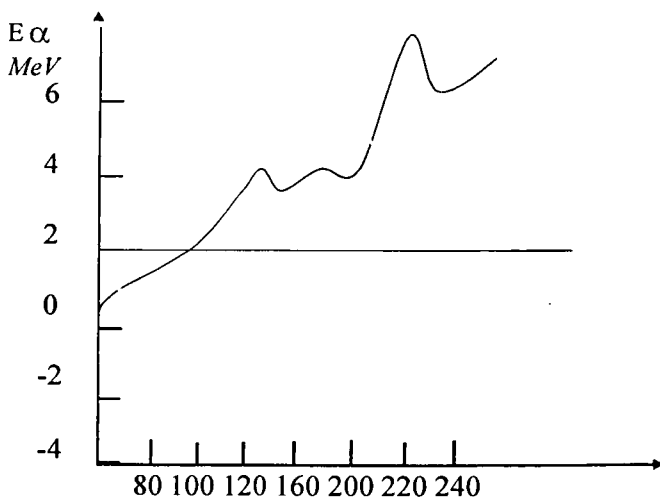
$$\lg l = A \lg T_a + B' \quad (3.3.8)$$

koʻrinishda yozamiz.

(3.3.8)-Geyger–Nettol formulasining ahamiyati shundaki, uzoq yashovchi alfa-yemiriluvchi yadrolarning yarim yemirilish vaqtini bevosita o‘lchash mumkin bo‘lmagan yadrolarda bu yadrolardan chiqayotgan α -zarralar kinetik energiyasiga ko‘ra, yemirilish vaqtini aniqlash mumkin.

5) Alfa-yemirilish energiyasi massa soniga bog‘liq bo‘lib, massa sonining ortishi bilan energiyasi o‘trib boradi, bu o‘zgarishda ikkita maksimum qiymati uchraydi: biri $A = 145$ da, ikkinchisi $A = 212$ atrofida 3.3-rasm. Birinchi holda $E_{\alpha}^{\max} = 82$ neytronli ${}^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ yaqinida ikkinchi holda esa E_{α}^{\max}

protonlar soni $Z = 82$ va neytronlar soni $N = 126$ bo‘lgan ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ magik yadrolar atrofida kuzatiladi. Ma’lumki, qobiqli modelga ko‘ra, 126 va 82 sonlari to‘ldirilgan neytron va proton qobiqlariga to‘g‘ri keladi; to‘ldirilgan neytron va protonlariga ega bo‘lgan yadrolar qo‘shni yadrolarga nisbatan eng katta bog‘lanish energiyasiga ega bo‘ladi. Shuning uchun ana shu yadrolarning alfa-yemirilishida maksimal energiya ajralib chiqadi (Magik sonlarga to‘g‘ri keluvchi yadrolarda bog‘lanish energiya katta massasi kechik dastlabki α -yemiriluvchi yadro magik yadro bo‘lsa, hosila yadro massalari farqi ortadi, bu esa yemirilish energiyasi ortishi ga o‘z navbatida alfa-energiyasi ortishi ga olib keladi).



3.3-rasm.

Alfa zarra energiyasining massa soni A ortishi bilan o'sib borishini tomchi modeliga ko'ra, kulon energiyasi oshish, bu bilan bog'lanish energiyasining kamayib, massasini o'trib borishi bilan tushuntirish mumkin. Ya'ni dastlabki yadroda hosila yadroga qaraganda zaryadi katta kulon energiyasi katta, bog'lanish energiyasi kechik, massasi esa o'trib boraveradi. Alfa zarralar energiyasi o'trib borishini solishtirma bog'lanish energiyasiga ko'ra, tushuntirish mumkin. Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqlik grafigidan ko'rinib turibdiki, o'ta og'ir yadrolarda qariyb $5,5 \text{ MeV}$ to'g'ri keladi. Bu degan so'z, og'ir yadrodan bir proton yoki bir neytronni ajratib olish uchun yadroga $5,5 \text{ MeV}$ energiya berish zarur demakdir. Agar ikki proton ikki neytronni bittadan ajratib olish lozim bo'lsa, yadroga 22 MeV ga yaqin energiya berishga to'g'ri keladi. Ikkinchi tomondan, ma'lumki, alfa-zarraning bog'lanish energiyasi 28 MeV ga teng. Bordi-yu, bu zarralar bittadan emas, balki birlashgan holda alfa-zarralar shaklida chiqsa, u holda 6 MeV sof energiya qo'lga kiritilgan bo'lar edi, chunki biz 22 MeV energiya sarflab, 28 MeV energiya olishimiz kerak edi. Shunday qilib, bunday yadro proton yoki neytron chiqarish bo'yicha barqaror bo'lishiga qaramay, alfa-zarralar chiqarish xususida hali ham barqaror emas, chunki alfa-zarralar chiqqanda har doim qariyb 6 MeV dan iborat musbat energiya ajralib chiqadi. Barqaror bo'lmagan og'ir yadrolarning 4 dan 9 MeV gacha energiyaga ega bo'lgan alfa-zarralar chiqarib yemirilishining boisi ham shundadir.

Alfa-yemirilish energiyasining yer noyob elementlarida kechik $\sim 2 \text{ MeV}$, og'ir yadrolarda (4 — 9) MeV gacha o'trib borishi massa soni kechik bo'lganda radiusi va kulon to'sig'i kechik bo'lishi, A ortishi bilan bu kattaliklarning o'trib borishi sababli deb tushuntiriladi.

3.3.1. Alfa-yemirilish nazariyasi haqida

Alfa-yemirilish nazariyasi ikki qismdan iborat bo'lishi kerak.

- 1) Yadroda nuklonlardan α -zarralarning hosil bo'lish ehtimolligi.
- 2) Hosil bo'lgan α -zarralarning yadrodan chiqish ehtimolligi.

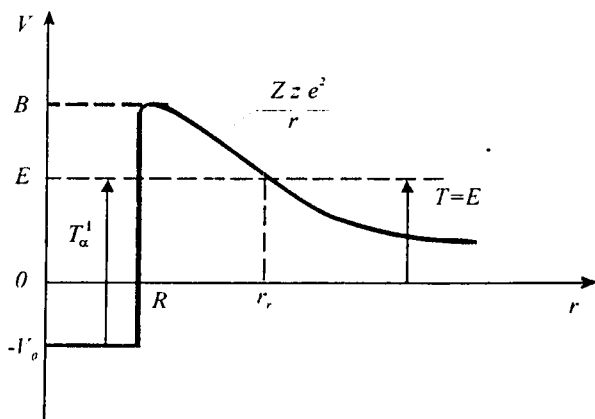
Alfa-zarralarning yadroda hosil bo'lish ehtimolligi bo'yicha biror aniq ilmiy dalil yo'q. Alfa-zarra yemirilish vaqtidagina vujudga keladi va yadrodan chiqib ketadi deb qaraladi.

Ikkinchi bosqich α -zarraning yadro kulon to'sig'ini yengib chiqish ehtimolligi hisoblanadi.

Alfa-yemirilishda yadroda α -zarra tayyor holda turibdi deb potensial tanlaymiz (3.4-rasm). Yadrodan tashqarida qisqa ta'sir xarakteriga ega bo'lgan yadro o'zaro ta'sir kuchi nolga qadar tez kamayganligi uchun alfa-zarraga faqat kulon potentsiali ta'sir etadi:

$$U_k = \frac{2Ze^2}{r}, \quad (3.3.9)$$

bu yerda r — yadro bilan α -zarra orasidagi masofa. $r = R$ da kuchli o'zaro ta'sir ortib ketib, potensial egri chiziq keskin kamayadi.



3.4-rasm.

Potensial to'siqning balandligi yadro zaryadi va radiusiga bog'liq.

Masalan, ${}_{92}^{238}U \rightarrow {}_{90}^{234}Th + \alpha$ yemirilishda kulon to'sig'i

$$U = \frac{2 \cdot 90 \cdot e^2}{R} = \frac{2 \cdot 90 \cdot 25 \cdot 10^{-20}}{0,9 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 30 \text{ MeV};$$

$$R = R_0 A^{1/3} = 1,5 \cdot 10^{-13} \cdot 238^{1/3} = 0,9 \cdot 10^{-12} \text{ sm.}$$

Alfa-yemirilishda hosil bo'luvchi alfa-zarralarning kinetik energiyasi

4 – 9 MeV oraliqda bo‘lgani uchun klassik fizika nuktayi nazaridan alfa-zarra potensial to‘siqni yengib, yadrodan tashqariga chiqa olmaydi. Alfa nurlanishni to‘lqin mexanikasi nuktai nazaridan turib sharhlash mumkin. Mazkur mexanikaga ko‘ra, nurlanish ko‘pincha modda tarzida, modda esa nurlanish tarzida namoyon bo‘ladi. Bu nazariyaga muvofiq, alfa-zarralar harakati to‘lqin harakat sifatida, potensial to‘siq doirasidagi bo‘shliq esa to‘lqin kirib boradigan noshaffof muhit tarzida ta’riflanishi mumkin. To‘lqinning kirib borish ehtimolligi juda kam, biroq u mavjud. Ushbu ehtimollik «o‘tish» uchun zarur bo‘lgan energiya va zarraning nisbiy kinetik energiyasi orasidagi farqning kamayishi bilan nihoyat tez, eksponensial ravishda ortib boradi. Energiyasi potensial to‘siqdan o‘tishi uchun zarur bo‘lgan energiyadan kam bo‘lgan zarra, garchi to‘siqda hech qanday teshik yoki tunnel bo‘lmasa ham, go‘yo tunneldan o‘tayotgandek bo‘ladi.

Haqiqatda esa zarra qalin to‘siq orqali o‘tadi. Bu effekt **tunnel effekti** deb ataladi, bu effekt mikroduyo hodisalariga xosdir.

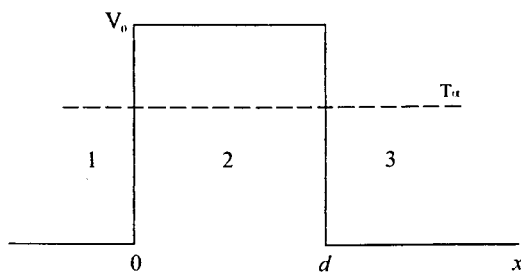
Og‘ir yadrolarning alfa-zarralarning nurlanishi ham xuddi shu usulda ro‘y beradi.

Masalani soddalashtirish uchun 3.4-rasmdagi potensial to‘siqning kengligi d va balandligi U_0 ga teng bo‘lgan to‘g‘ri burchakli potensial to‘siq bilan almashtiramiz (3.5-rasm).

To‘g‘ri burchakli potensial to‘siq:

$$U = \begin{cases} 0 & x < 0 \text{ v} \grave{a} x > x_0 \\ U_0 & 0 < x < x_0 \end{cases}$$

m massali zarra $E_k < U_0$ bo‘lib, chapdan o‘ngga harakat qilsin.



3.5-rasm.

Stasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\Psi = 0; \quad (3.3.10)$$

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\Psi = 0. \quad (3.3.11)$$

I soha $\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\Psi = 0, (U = 0, E = E_k); \quad (3.3.12)$

II soha $\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\Psi = 0, (E < U); \quad (3.3.13)$

III soha $\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\Psi = 0, (U = 0, E = E_k). \quad (3.3.14)$

(3.3.12), (3.3.14) yechimini $\psi(x) = e^{ikx}$ (3.3.11) ni $\psi(x) = e^{kx}$ ko‘rinishda

izlaymiz: $-k^2 + \frac{2m}{\hbar^2}E = 0$. (3.3.14) I-III sohalar uchun $k = \pm \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$.

$$\Psi_I(x) = Ae^{\frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar}x} + Be^{-i\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}x}, x = 0 \text{-tushuvchi qaytuvchi to‘lqin.}$$

III soha: $\Psi_{III}(x) = ae^{\frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar}x} + be^{-i\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}x}, b = 0$ faqat chapdan o‘ngga harakat qiladi.

II soha: $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(U-E) \quad k = \pm\sqrt{2m(U-E)}/\hbar; \quad (3.3.15)$

$$\Psi_{II}(x) = \alpha \frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar} e^{\frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar}x} + \beta e^{-\frac{\sqrt{2m(U-E)}}{\hbar}x}.$$

Potensial to‘siq tiniqlik ko‘effitsienti yoki I sohadan III sohaga o‘tadigan zarralar miqdori o‘tuvchi va tushuvchi to‘lqinlar ehtimolligi oqimlari zichliklari nisbatiga teng:

$$D = \frac{v_{III} |\Psi_{III}|^2}{v_I |\Psi_I|^2} = \frac{\alpha^2}{A^2}. \quad (3.3.16)$$

Ma'lumki, to'liqin funksiya absolyut qiymatining kvadrati fazoning ko'riyatgan nuqtasida zarraning bo'lish ehtimolligi ni ifodalaydi. Bu yerda I va III sohalar tezliklari teng deb olingan. $J_I = J_{III}$ deb faraz qilsak $A = 1$ tushuvchi to'liqinni xarakterlovchi koeffitsient. Qolgan koeffitsientlar B , a , b boshlang'ich shartlardan topiladi:

$$\begin{aligned} \Psi_I(0) &= \Psi_{II}(0) & \Psi_I'(0) &= \Psi_{II}'(0); \\ \Psi_{II}(x_0) &= \Psi_{III}(x_0) & \Psi_{II}'(x_0) &= \Psi_{III}'(x_0). \end{aligned}$$

(3.3.14) va (3.3.15) tenglamalar yechimini (3.3.16) ga qo'ysak, shaffoflik

koeffitsienti $D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U-E)} dx}$ kelib chiqadi.

Potensial to'siq istalgan formada bo'lishi mumkin, unda to'siq to'g'ri burchakli to'siqlarga bo'linib, elementar to'siqlar uchun olingan natijalar yig'indisiga teng. Uch o'lchovli fazo uchun:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U-E)} dr}.$$

Potensial to'siq 3.5-rasmda ko'rsatilgan potentsialdan iborat bo'lsa, u holda D quyidagicha ko'rinishni oladi:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_0} \sqrt{2m(\frac{2Ze^2}{r} - E)} dr}.$$

Bu yerda $E = T_a$, R – yadro radiusi, r_T esa $U_k(r_T) = T_a$ shartdan topiladi.

$r_0 = \frac{2Ze^2}{E_2}$ bo'lib, a -zarra burilish nuqtasi radiusini ifodalaydi.

Umumiy holda a -zarra yadrodan noldan farqlanuvchi orbital moment ($l \neq 0$) bilan chiqishi mumkin. U holda potensial to'siq balandligi faqat kulon potentsialidan iborat bo'lib, qolmasdan, u markazdan qochma potensial to'siq

hisobidan ortadi:

$$U = U_k + U_{mq}$$

Markazdan qochma potensial to‘siq balandligi:

$$U_{mq} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha R^2} \approx \frac{l(l+1)}{20} \text{ MeV} \quad (3.3.16)$$

formula bilan aniqlanadi.

Yana alfa-yemirilish ehtimolligi vaqt birligida a -zarralarning yadro ichki devoriga urilish chastotasi n ga ham bog‘liq.

Yadro ichida “tayyor bo‘lgan” α -zarra o‘rtacha yashash vaqti t vaqt davomida yadroning devorlariga ν marta uriladi. Har ketma-ket urilishda zarra $2R$ masofani o‘tgani uchun:

$$\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{\mathcal{G}}{2R}, \quad (3.3.17)$$

bunda \mathcal{G} – zarraning tezligi, R – yadro radiusi, T_α – kinetik energiyaga

to‘g‘ri keluvchi $\mathcal{G} = 10^9 \text{ sm/s}$ deb olsak, $\nu = \frac{10^9 \frac{\text{sm}}{\text{s}}}{2 \cdot 10^{-12} \text{ sm}} \approx 10^{20} \frac{1}{\text{s}}$ kelib

chiqadi.

Alfa yemirilish ehtimolligi:

$$\lambda = \partial \nu D = p \frac{\mathcal{G}}{2R} e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_0} \sqrt{2m(U-E_\alpha)} dr} = \ln k + \varphi(E) \quad (3.3.18)$$

Geyger–Nettol formulasini eslatadi. Bu yerda R – yadroda alfa hosil bo‘lish ehtimolligi.

Alfa-yemirilish nazariyasi bilan tajriba natijalarini taqqoslash shuni ko‘rsatadiki, nazariya natijasi juft-juft yadrolarning asosiy holatlari orasida kuzatiladigan alfa o‘tishlarini yaxshi tushuntiradi. Bunday o‘tishlar shartli ravishda ruxsat etilgan o‘tishlar deb ataladi.

Boshqa yadrolar va juft-juft yadrodagi boshqa α -o‘tishlar uchun esa tajribada o‘lchangan l ning qiymati uning nazariy qiymatidan bir necha tartibga kamdir. Bunday α -o‘tishlar taqiqlangan o‘tishlar deb ataladi va

tajribada o'lchangan yarim yemirilish davrining nazariy yarim yemirilish davriga nisbati **taqiqlanish koeffitsienti** deb ataladi:

$$F = \frac{T_{1/2taj.}}{T_{1/2naz.}}$$

Toq-juft va juft-toq yadrolar uchun taqiqlanish koeffitsienti $F = 100$ va toq-toq yadrolar uchun $F = 10^3$ bo'ladi.

Nazariya bilan tajriba natijalari orasidagi farqni tushuntirish uchun nazariy hisoblarda alfa-zarra olib ketgan harakat miqdori momenti rolini hamda alfa-yemiriluvchi yadro elektron qobig'ining alfa-yemirilish ehtimolligiga ta'sirini va h.k. e'tiborga olish lozim.

3.4-§. Beta-yemirilish

Radioaktiv yadro β -yemirilish tufayli qo'shni izobar yadroga o'tadi. Beta-yemirilishda yadro zaryadi $\Delta Z = \pm 1$ ga o'zgaradi, massa soni A o'zgarmaydi. Beta-yemirilish energiyasi 18 keV dan 16 MeV gacha bo'lib, barcha yadrolar sohasida kuzatiladi. Beta-yemirilishda vujudga kelgan zarra barcha xususiyati jihatidan elektronligini ko'rsatadi. Beta-zarraning aynan elektron ekanligiga $b^\circ e$ quyidagi ilmiy dalillarni keltirish mumkin:

1) Beta-zarra – zaryadi, massasi, spini, magnit momenti elektronnikiga teng;

2) β^+ -zarra atom qobiq elektronlari bilan annigilyasiya beradi $\beta^+ + e \rightarrow \gamma + \gamma$ (annigilyasiyalashuvni faqat zarra va antizarralargina vujudga keltiradi);

3) Beta-yemirilish atom qobiq elektronlarini yadro tomonidan qamrab olish bilan ham bo'ladi.

4) Beta-zarra elektron kabi Pauli tamoyiliga bo'ysunadi, yadrodan chiquvchi β -zarra atom qobig'ida to'xtab qolmaydi, albatta, atomdan tashqariga chiqib ketadi.

Shunday qilib, aytish mumkinki, β -zarra aynan elektron ekan.

Ikkinchi tomondan β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas. Yadro proton va neytronlardan iboratdir. Agar yadroda β -zarra mavjud deyilsa, u

holda yadroning spin va magnit momentlarini tushuntirib bo'lmaydi. Bundan tashqari energiyasini tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatan ham, impuls va koordinata noaniqligi tamoyiliga asosan:

$$\Delta P \Delta r \geq \hbar,$$

bundan :

$$\Delta P = \frac{\hbar}{\Delta r} = \frac{10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{10^{-12} \text{ sm}} = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}}.$$

Impulsga mos keluvchi kinetik energiya:

$$\begin{aligned} T &= \Delta P \cdot c = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{sm}}{\text{s}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ erg} = \\ &= 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-6}} \text{ MeV} = 20 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

β -yemirilish energiyasidan katta bo'lib, ketadi.

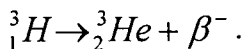
Xulosa qilib aytish mumkinki, β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas, yemirilish vaqtidagina paydo bo'ladi.

Yadroda β -yemirilish jarayonini yadrodagi nuklonlarning o'zaro almashinuvchi, ya'ni protonlarning neytronlarga yoki neytronlarning protonlarga almashinuvi tufayli deb qarash kerak. Beta-yemirilish nuklonlar almashinuviga xos jarayondir. β -zarralar manbai nuklonlardir. Yadrodan tashqaridagi erkin neytron yarim yemirilish davri 11,7 min davr bilan proton va beta-zarraga yemiriladi, yadro ichida proton ham β -yemirilishni vujudga keltiradi.

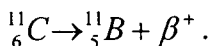
Shuni alohida ta'kidlash mumkinki, erkin neytron $n \rightarrow p + \beta^-$ bo'yicha β^- -yemirilish ekan. Bu yemirilish yadro va elektromagnit kuchlari tufayli deb bo'lmaydi, chunki yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xususiyatiga ega bo'lgani uchun erkin neytronga ta'sir etmaydi, neytron zaryadsiz bo'lgani uchun elektromagnit kuchlari ham ta'sir etmaydi. Demak, beta-yemirilish alohida kuchlar, ya'ni kuchsiz ta'sirlashuv deb ataluvchi kuchlar tufayli ro'y beradi.

Beta-yemirilishning uch xili uchraydi: β^- -yemirilish, β^+ -yemirilish va e-qamrash.

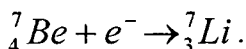
1. β^- -yemirilish yadroda neytronlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^-$ yemiriladi, bu bilan ${}^A_z X \rightarrow {}^A_{z+1} Y + \beta^-$ zaryadi bittaga ortadi. Masalan:



2. Agar yadroda protonlar ortiqcha bo'lsa, $p \rightarrow n + \beta^+$ yemiriladi, bu bilan ${}^A_z X \rightarrow {}^A_{z-1} Y + \beta^+$ zaryadi bittaga kamayadi. Masalan:



3. Atom qobig'idagi elektronni yadro qamrab olishi $e^- + p \rightarrow n$. Bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayishi $e^- + {}^A_z X \rightarrow {}^A_{z-1} Y$ mumkin. Masalan:



Elektron qamrash ehtimolligi atom qobig'ining yadroga eng yaqin joylashgan K-qobiq elektronlari uchun eng katta. Bu jarayonda rentgen nurlari va chet qobiq elektronlari chiqishi kuzatiladi.

3.5-§. Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari

1. Yuqorida bayon qilinganidek, β^- -yemirilishda yadro zaryadi bittaga ortadi. Shuning uchun dastlabki yadro massasi $M(A, Z)$ hosila yadro $M(A, Z+1)$ va elektron massasi m_e dan katta bo'lishi kerak:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e.$$

Odatda yadro massasi emas, atom massasi ishlatiladi. Shuning uchun tenglamaning har ikkala tomoniga Zm_e massani qo'shsak, atom massasi hosil bo'ladi:

$$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z+1).$$

β^- -yemirilish energiyasi atomda elektronlar bog'lanish energiyalarini hisobga olmaganda dastlabki va hosila atomlar massalari ayirmasiga teng bo'ladi:

$$E_{\beta} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z + 1)]c^2 \quad (3.5.1)$$

2. β^+ -yemirilishda yadro zaryadi bittaga kamayadi. Shunga ko'ra:

$$M(A, Z + 1) > M(A, Z) + m_e$$

Atom massalari bilan ifodalash uchun $(Z + 1)m_e$ qo'shsak:

$$M_{at}(A, Z + 1) > M_{at}(A, Z) + 2m_e.$$

β^+ -yemirilish energiyasi:

$$E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z + 1) - M_{at}(A, Z) - 2m_e]c^2. \quad (3.5.2)$$

Hosila yadro atomida bitta elektron kam edi va yana bitta elektron yemirilishi lozim, shuning uchun dastlabki yadro hosila yadrodan eng kamida $2m_e = 1,02 \text{ MeV}$ energiya ortiq bo'lishi shart.

3. Elektron qamrab olinganda qobiq elektronni yadro tomonidan qamrab oladi, bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayadi:

$$e^- + M(A, Z + 1) > M(A, Z).$$

Atom massalari bilan ifodalash uchun Zm_e qo'shsak:

$$M_{at}(A, Z + 1) > M_{at}(A, Z).$$

Elektron qamrash energiyasi:

$$E_e = [M_{at}(A, Z + 1) - M_{at}(A, Z)]c^2 \quad (3.5.3)$$

(3.5.2) va (3.5.3) energetik shartlardan yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan katta bo'lganda β^+ va e_k hodisalar bir vaqtda ro'y berishligi ko'rinib turibdi. yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan kichik bo'lganda faqat elektron qamrash bo'ladi. Agar $1,02 \text{ MeV}$ dan qanchalik yuqori bo'lsa, β^+ -yemirilish jarayoni elektron-qamrash jarayoni bilan shunchalik kuchli raqobat qiladi. Bu jarayonlarning ehtimolligi ω ning nisbati yadroning zaryadiga ham bog'liq. $\omega_{ek}/\omega_{\beta^+}$ nisbat berilgan yemirilish energiyasida Z ning ortishi bilan ortib boradi. Yengil va o'rta yadrolarda β^+ -yemirilish ehtimolligi katta, chunki qobiq elektronlarining yadroga tushish ehtimolligi kichik, yadro zaryadi o'sishi bilan qobiq yaqinlashadi, biroq qobiq elektronlarning yadroga tushish ehtimolligi o'trib boraveradi.

Elektron qamrash ehtimolligi ω -yadro hajmining atom elektronlar qobiqlari hajmi nisbatiga teng:

$$\omega = \left(\frac{R}{r_0} \right)^3,$$

bu yerda R – yadro radiusi $R = 10^{-12} — 10^{-13}$ sm;

r_0 – atom qobiq radiusi $r_0 = 10^{-8} — 0^{-10}$ sm.

Bundan ko‘rinib turibdiki, og‘ir yadrolarda R o‘shib boraveradi, elektron qobiq radiusi r_0 kichiklashaveradi, bu esa elektron qamrash ehtimolligi ni keskin oshiradi.

3.6-§. Beta-turg‘unlik sharti va yemirilish turlari

Beta-yemirilishda yadro zaryadi o‘zgaradi, massa soni o‘zgarmaydi, ya’ni izobar yadrolar ichida eng katta bog‘lanish energiyasiga ega bo‘lgan yadro b -yemirilishga nisbatan turg‘un, qolganlari esa radioaktiv bo‘ladi.

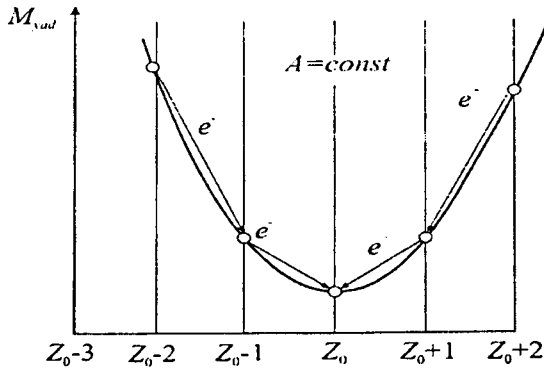
Ma’lumki, bog‘lanish energiyasi massasi bilan quyidagicha bog‘langan

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_{bog'l}. \quad (3.6.1)$$

$\Delta E_{bog'l}$ energiya uchun Veyszekker formulasi orqali ifodasini keltirib qo‘ysak:

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \zeta \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}. \quad (3.6.2)$$

(3.6.2) ifodadan ko‘rinib turibdiki, yadro massasi M yadro zaryadi Z bog‘lanishda bo‘lib, grafigi parabola chizig‘ini beradi (3.6-rasm). Izobar yadrolar $A = \text{const}$ ichida β -turg‘unlik sharti bog‘lanish energiyasining maksimum, massasining eng minimum qiymatiga mos keladi. Shuning uchun (3.6.2) ifodani $A = \text{const}$ deb o‘zgaruvchi Z ga nisbatan M ning maksimum qiymatini olish lozim, buning uchun (3.6.2) dan Z bo‘yicha hosilasini olib, ekstrum qiymatini topamiz.



3.6-rasm.

(3.6.2) ifodada 5 va 6 hadlar (kulon va simmetriklik energiyalariga mos keluvchi) Z ga bog'liq:

$$\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{(A-2Z)^2}{A} = 0;$$

$$\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{A^2 - 4AZ + 4Z^2}{A} = \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi A - 4Z\xi + 4Z^2\xi = 0.$$

hosila olsak:

$$2\gamma Z A^{-1/3} - 4\xi + 8\xi Z \frac{1}{A} = 0.$$

A ga ko'paytirsak:

$$2\gamma Z A^{2/3} - 4\xi A + 8\xi Z = 0;$$

$$Z(4\xi + \gamma A^{2/3}) = 2\xi A;$$

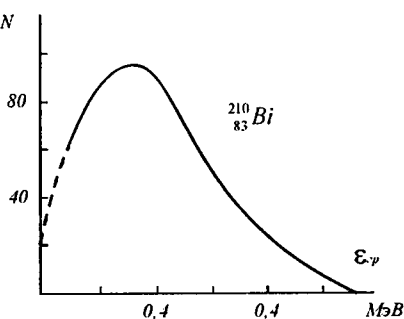
$$Z = \frac{2\xi A}{4\xi + \gamma A^{2/3}} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma}{2\xi} A^{2/3}}. \quad (3.6.3)$$

$\gamma = 0,710 \text{ MeV}$, $\xi = 23,7 \text{ MeV}$ qiymatlarni e'tiborga olsak (3.6.3) ifoda

$$Z = \frac{A}{2 + \frac{0,710}{2 \cdot 23,7} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}} \quad (3.6.4)$$

(3.6.4) ifoda β -turg'unlik shartini ifodalaydi. $Z = Z_M$ muvozanat zaryad deb ataladi. A sonli izobarlarda zaryadi $Z > Z_M$ bo'lsa bu yadrolarda protonlar ortiq bo'lib, neytron noyob yadrolar hisoblanadi. Bu yadrolar $p \rightarrow n + \beta^+$,

β^+ yoki e_k yo'li bilan zaryadini N kamaytirib muvozanatga intilsa, $Z < Z_M$ yadrolarda esa neytronlar soni ortiqcha bo'lib, protonlar noyob bo'ladi, bu soha yadrolar $n \rightarrow p + \beta^-$, β^- -yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holatga kela boshlaydi (3.7-rasm).



3.7-rasm.

Beta-yemiriluvchi yadrolarning toq-juft bo'lga ko'ra, parabola chizig'i bir-birlariga nisbatan siljigan bo'ladi. Juft-juft yadrolarda bog'lanish energiyasi katta bo'lgani uchun parabola chizig'i eng pastga siljigan bo'ladi.

Beta turg'un holatdan uzoqlashib ketishsa $Z_M > Z$ b-yemiriluvchi neytron ortiq yadrolar neytron yemirilishi, $Z_M < Z$ proton ortiq β^+ , e_k -yemiriluvchi yadrolar proton yemirilishi mumkin.

3.7-§. Beta-spektr va neytrino

Beta-yemirilishda alfa-yemirilishdagi kabi beta-zarralar spektri diskret va monoenergetik bo'lishi kerak edi. Lekin beta-radioaktiv yemirilishlarda hosil bo'lgan beta-zarralar spektri uzluksiz ekani kuzatiladi (3.7-rasm). Beta-

zarralarning maksimal kinetik energiyasi $(T_e)_{\max}$ beta-yemirilish energiyasiga yaqin bo'ladi:

$$(T_e)_{\max} \approx E_{\beta}.$$

Beta-yemirilishda chiquvchi β -zarralar energiyasi uzluksiz bo'lib, energiyasi noldan E_{\max} gachadir. Dastlabki va mahsul yadrolarning energiya holatlari diskret bo'lib, bu holatlar orasida vujudga keluvchi β -zarralar energiyalari uzluksiz bo'lishligi bu jarayonda energiya saqlanmasligini ko'rsatadi. β -yemirilishda spektrning uzluksizligini tushuntirish uchun turlicha taxminlar qilindi. Masalan: 1) β -yemirilishda yadroning uyg'ongan holatlarida yemiriladi, uygongan holatdan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi deb qaraladi. Bu to'g'ri emas, ko'pgina yadrolardan gamma-kvant umuman nurlanmaydi. 2) Ikkinchisi, β -yemirilishda vujudga kelgan zarralar energiyasining bir qismi atomda yutiladi deb qaraladi. Bu taxminni aniq kalometrik o'lchashlar tasdiqlamaydi, spinini ham tushuntirib bo'lmaydi:

$$n \rightarrow p + \beta^{-}; \quad p \rightarrow n + \beta^{+}; \quad e + p \rightarrow n$$

$$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$$

Beta-yemirilishda spektrning uzluksizligi 1931-yilda Shvetsariyalik V.Pauli β -yemirilishda β -zarradan tashqari yana bir zarra chiqishligi va yemirilish energiyasi bu ikki zarra o'rtasida taqsimlanishini bashorat qildi. β -yemirilishda chiquvchi ikkinchi zarra zaryadsiz $Z = 0$ bo'lishi, tinch holat massasi nol bo'lishi, chunki β^{-} spektrning maksimum energiyasi β -yemirilish energiyasiga aynan teng, spini $1/2$ yoki $3/2$, magnit momenti ham nol yoki nolga yaqin, ta'sirlashuv kesimi $\sigma = 10^{-44} \text{ sm}^2$ bo'lishi lozim. Bu zarraga **neytrino** deb nom berildi.

Neytrino zaryadsiz, massasiz zarra bo'lgani uchun bu zarrani qayd qilib, tutib bo'lmaydi.

Neytrino uchun muhitda erkin yugurish masofasi

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{22} \text{ sm}^{-3} \cdot 10^{-44} \text{ sm}^2} = 10^{22} \text{ sm} = 10^{17} \text{ km} .$$

Yadro suyuqligida

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38} \text{ sm}^{-3} \cdot 10^{-44} \text{ sm}^2} = 10^6 \text{ sm} = 10 \text{ km} .$$

Neytrining tinch holat massasi qiymati β -spektrga ko'ra, hisoblanadi. Neytrino massasi va β -spektr maksimum energiyalari farqiga teng. Tajriba natijalari neytrino massasining yuqori chegarasi $m_n < 35 \text{ eV}$ bo'lib, elektron massasidan 15000 marotaba kichik ekanligini ko'rsatadi.

Ko'pgina laboratoriyalardagi keyingi o'lchashlar neytrining massasi $14 < m_n < 46 \text{ eV}$ chegarada ekanligini ko'rsatadi.

Beta-yemirilishda neytrino borligini tasdiqlovchi tajribalarni o'tkazishni A.I.Alixanov (1904 — 1970) va A.I.Alixanyan (1908 — 1978) (${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu$) ${}^7\text{Be}$ ning e_k qamrash jarayonida neytrining Li yadrosiga bergan tepkisini o'lchashni tavsiya etdi. Bu yemirilishda yemirilish energiyasi

$$\begin{aligned} E &= [M_{\text{at}}({}^7_4\text{Be}) - M_{\text{at}}({}^7_3\text{Li})]c^2 = \\ &= [7,01916 - 7,01824]931,4 \text{ MeV} = 0,864 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Yemirilish energiyasi $E_\beta = 0,864 \text{ MeV}$, demak, β^+ -yemirilish energetik jihatdan mumkin emas, faqat elektron qamrash bo'lishi mumkin. Neytrino massasi β -spektrga ko'ra, aniqlansa, bor yoki yo'qligi impuls ga ko'ra, aniqlanadi.

Demak, ${}^7\text{Be}$ elektron qamrash jarayonida neytrino chiqadi va hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ga tepki beradi. Impuls saqlanish qonuniga ko'ra, neytrining ${}^7\text{Li}$ ga beradigan impulsi quyidagicha:

$$|P_\nu| = |P_{\text{Li}}| = \sqrt{2M_{\text{Li}} \cdot T_{\text{Li}}} .$$

Hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ning olgan kinetik energiyasi

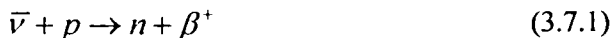
$$T_{Li} = \frac{P_{Li}^2}{2M_{Li}} = \frac{P_{\nu}^2}{2M_{Li}} = \frac{E_{\nu}^2}{2M_{Li}c^2} = \frac{E_e^2}{2M_{Li}c^2} = \frac{(0,864)^2 (MeV)^2}{2 \cdot 7 \cdot 931 MeV} = 57,3 eV.$$

Agar 7Be yemirilishdagi 7Li tepki energiyaga ega bo'lib, tepki energiyasi 57,3 eV atrofida bo'lsa, β -yemirilishda neytrino borligi tasdiqlanadi, aks holda neytrino gipotezasi noto'g'ri.

Bu tajribani 1942-yili amerikalik olim Allen o'tkazdi va 7Li ning tepki energiyasi $T({}^7Li)_\gamma = (56,6 \pm 1,0) eV$ ekanligini aniqladi. Bu bilan β -yemirilishda β -zarradan tashqari neytrino ham chiqini tajribada tasdiqladi.

Bevosita neytrinoni qayd qilishlik katta quvvatga ega bo'lgan yadro reaktorlari yaratilgandan keyin amalga oshirildi. Og'ir yadrolarda neytronlar protonlarga nisbatan ortiq bo'ladi, bu yadrolar ketma-ket β -yemirilib turg'un holatga o'ta boradi. Har bir yemirilish aktida antineytrino ham chiqadi. Og'ir yadrolar har bir bo'linish aktiga 5 — 6 antineytrino to'g'ri keladi.

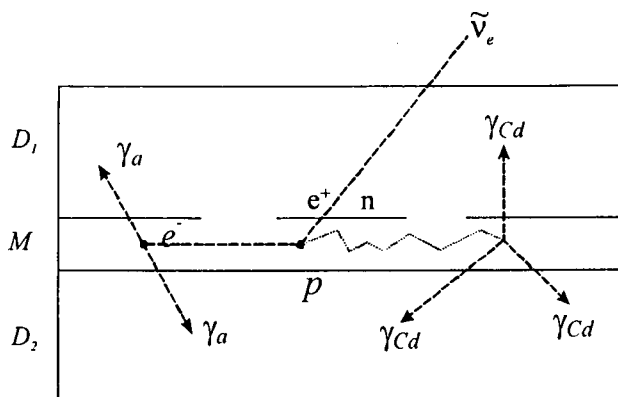
AQSHlik Reynis (1918) va Kouen (1919) 1953 — 1954-yillarda antineytrinoni bevosita qayd etishdi. Ular beta-yemirilishda neytrino paydo bo'lsa, teskari jarayon ham bo'lishi kerak deb



reaksiyadan foydalandilar. (3.7.1) reaksiya bo'lishi uchun antineytrino energiyasi 1,8 MeV dan katta bo'lishi kerak, chunki $n+e^+$ lar p -massasidan shunchaga katta.

Qurilma N_1 va N_2 bak nishonlar bilan ajratilgan uchta D_1, D_2, D_3 -bak detektorlardan tuzilgan (3.8-rasm). N_1 va N_2 bak-nishon qalinligi 7 sm dan $CdCl_2$ tuzi eritmasi bilan aralashtirilgan suv, D_1, D_2, D_3 -detektorlar (1,9·1,3·0,6 m) suyuq ssintillyatorlardan iborat.

Ssintillyatsion suyuqlik hajmi 150 ta fotoelektron ko'paytirgich yordamida kuzatiladi. Qurilmani tashqi neytron va gamma-fotonlardan saqlash uchun sistema ko'rg'oshinli parafin qutichaga joylashtirilgan va po'lat qoplama bilan berkitilib, yer ostiga chuqurlikka tushirilgan.



3.8-rasm.

Tajriba quyidagicha o'tgan. Antineytrino manbasi sifatida sekundiga $10^{18} - 10^{19}$ ta antineytrino oqimini beradigan yadro reaktori xizmat qilgan. Bak-nishonga kelib tushgan antineytrino nishon protoni bilan $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ reaksiya bo'yicha ta'sirlashsa, neytron va pozitron hosil bo'ladi. Pozitron 1 sm atrofidagi masofani 10^{-9} s da o'tib, elektron bilan annigillyasiyalanadi ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) va ikkita γ gamma-foton hosil qiladi. Fotonlar mos tushish sxemasiga ulangan D_1 , D_2 va D_3 -detektorlarda qayd qilinadi.

Neytron esa suvda ketma-ket to'qnashish natijasida o'z energiyasini kamaytirib Cd yadrosida yutiladi. Kadmiy yadrosi uyg'ongan holatdan umumiy energiyasi 10 MeV gacha bo'lgan bir necha γ_{Cd} gamma-fotonlar chiqarib asosiy holatga o'tadi. γ_{Cd} -kvantlar ham D_1 , D_2 va D_3 -detektorlarda qayd qilinadi. Qurilma antineytrinoning proton bilan o'zaro ta'sirlashishi, neytronlarni sekinlatish va diffuziyasi vaqti (1 dan 25 mks gacha) oralig'i bo'yicha siljigan ikki impulsning hosil bo'lishiga moslashgan mos tushish sxemasi asosida ishlaydi.

Qurilma 1400 soat uzluksiz ishlab, bir soatda o'rtacha $2,88 \pm 0,22$ impulslarni qayd qildi. Bu antineytrino bilan protonning o'zaro ta'sir kesimi $s_n \sim 10^{-43} \text{ sm}^2$ ga teng ekanligini ko'rsatadi.

Antineytrinning mavjudligi beta-yemirilish nazariyasini asosladi. Yana shuni ham eslatib o'tish kerakki, neytronning $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$ sxemasi bo'yicha yemirilishi uning uchta zarradan (p , β^- , $\bar{\nu}_e$) tashkil topganini ko'rsatmaydi: p , β^- , $\bar{\nu}_e$ lar yemirilish vaqtida vujudga keladi. Bu atomning bir energetik holatdan boshqasiga o'tganda foton sochilishga o'xshaydi. Atomda «tayyor» foton bo'lmaganidek, neytron ichida «tayyor» zarralar yo'q.

Neytrino bilan antineytrino bir xil emasligini 1956-yilda R.Devis o'z tajribalarida isbotladi. Haqiqatan, neytrino bilan anti-neytrino bir xil bo'lsa, $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ kabi $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ reaksiya ham kuzatilar edi. R.Devis katta hajmdagi to'rt xlorli uglerod antineytrino oqimida nurlantirib, uzoq kuzatishlar davomida $\bar{\nu}_e + {}_{17}^{37}Cl \rightarrow {}_{18}^{37}Ar + e^-$ reaksiya natijasida bironta ham ${}^{37}Ar$ hosil bo'lmaganini ko'rsatdi. Hozir neytrino-antineytrino juftining boshqa xillari ham bor. Yuqorida biz ko'rgan elektron-neytrino va elektron-antineytrinolardan tashqari yana myuon-neytrino va myuon-antineytrinolar 1962-yilda topildi. Ular π^+ va π^- – mezonlarning μ^+ va μ^- -mezonlarga parchalanishida hosil bo'ladi:

$$\begin{aligned}\tau^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

1975-yilda og'ir t-leptonning parchalanishida hosil bo'ladigan neytrino va antineytrino uchinchi xili kashf etildi:

$$\begin{aligned}\tau^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau; \\ \tau^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau.\end{aligned}$$

τ -leptonning massasi ancha og'ir ($m_\tau c^2 = 1,9$ GeV) proton massasidan deyarli ikki marta katta, u yemirilishda myuon va adronlar (og'ir zarralar) ham hosil bo'ladi:

$$\begin{aligned}\tau^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \\ \tau^- &\rightarrow \bar{\mu} + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \\ \tau^+ &\rightarrow \bar{\nu}_l + \text{adronlar}; \\ \tau^- &\rightarrow \nu_l + \text{adronlar}.\end{aligned}$$

3.8-§. Beta-yemirilish nazariyasi haqida tushuncha

Yuqorida yadroda tayyor holda elektron, pozitron, neytrino va antineytrinolar mavjud emasligi qayd qilindi. Beta-yemirilish nazariyasini 1930-yillarda E.Fermi xuddi atomda foton nurlanishi kvant elektrodinamika qonunlari asosida (zaryad atrofidagi elektromagnit maydoni bilan ta'sirlashganda foton vujudga keladi, foton manbayi zaryad) deb tushuntirgandek, beta-yemirilish yadro nuklonlarining elektron-neytrino maydon bilan ta'sirlashuviga ko'ra, deb qaraydi. Bunda nuklon boshqa bir nuklon holatiga o'tadi va bu ta'sirlashuvda elektron (pozitron) neytrino (antineytrino)lar vujudga keladi. Elektron (pozitron), neytrino (antineytrino)lar manbayi nuklonlardir.

Kvant mexanikasidan ma'lumki, vaqt birligida sistemaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tish ehtimolligi :

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \Psi_b^* H' \Psi_0 d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (3.8.1)$$

bu yerda Ψ_b va Ψ_0 – sistemaning boshlang'ich va oxirgi holat to'liq funksiyalari (yulduzchaligi Ψ_0 ga qo'shma to'liq funksiyadir). N' – nuklonlarning elektron-neytrino maydoni bilan o'zaro ta'sir operatori, $d\tau$ – hajm elementi, dn/dE – birlik energiya intervaliga mos keluvchi oxirgi holatlar zichligi.

Beta-yemirilish nazariyasida nuklonlarning elektron-neytrino maydoni bilan ta'sirlashuvi nuklonlarning yangi bir zaryadi tufayli deb qaraladi. Bunda maydon kvanti elektron-neytrino, maydon o'zaro ta'sir konstantasini tajribada aniqlanadi.

Ta'sir operatori H' — ta'sir ettirilsa, proton to'liq funksiyasi neytron to'liq funksiyasiga aylanadi, bu bilan fazoviy, spin va zaryad koordinatalari almashinadi.

Soddalashtirilgan beta-yemirilish nazariyasida elektron va neytrino ham o'zgaruvchan bir komponentali to'liq funksiyalari bilan ifodalanadi va g'alayonlanish (ta'sir) operatori esa o'zgarmas g konstantaga teng deb (3.8.1.) tenglikdagi integral uchun quyidagini keltirib chiqarish mumkin:

$$\Psi_b^* H' \Psi_0 d\tau = \frac{g}{V} \int \Psi_{N_b}^* \Psi_{N_0} d\tau = \frac{g}{V} M, \quad (3.8.2)$$

bu yerda

$$M = \int \Psi_{N_b} \Psi_{N_b} d\tau. \quad (3.8.3)$$

yadroning matritsa elementi deb ataladi.

Matritsa elementi beta-yemirilishda yuz beruvchi spin va juftlikning o'zgarishiga juda sezgir. U doimiy beta-o'zaro ta'sir intensivligini xarakterlaydi va beta-yemirilish nazariyasi bilan tajriba natijalarini taqqoslashdan aniqlanadi. (3.8.3) integral matritsa elementining eng sodda shaklda yozilgan bo'lib, aslida har bir o'zaro ta'sir (S, V, T, A, P) variantiga mos keluvchi nazariyaga matritsa elementiga o'ziga xos ko'rinishga ega bo'ladi. Lekin u doim boshlang'ich va oxirgi to'lqin funksiyalar xususiyati bilan aniqlanadi. Yuqoridagi hamma variantlarda matritsa elementining maksimal qiymati ma'lum tanlash qoidalariga mos keluvchi shartlar bilan aniqlanadi.

Beta-yemirilish energiyasi E_0 o'zgarmas bo'lib, β^- -zarra energiyasi E_β va antineytrino energiyalari E_ν o'rtasida taqsimlangan deb (3.8.1) ifodaga ko'ra, oxirgi holatlar sonini $p(E) = dW/dE$ hisoblaymiz: $E_0 = E_\beta + E_\nu$ bundan:

$$dE_\beta = -dE_\nu = dE. \quad (3.8.4)$$

Beta-zarra energiyasi va impulsi $P_\beta, E_\beta + dE_\beta, P_\beta + dP_\beta$ hamda antineytrino energiya va impulsi $E_\nu + dE_\nu, P_\nu + dP_\nu$ intervalida joylashgan deb qaralsa oxirgi holatlar soni dn_β , β va ν lar oxirgi holatlar sonlari dn_β, d_ν kupaytmasiga teng bo'ladi. Impuls qiymatlari P va $P+dP$ oraliqda bo'lganda ψ_β va ψ_ν to'lqinlar holatlar soni:

$$dn_\beta = \frac{4\pi P_\beta^2 dP_\beta}{(2\pi\hbar)^3} V, \quad (3.8.5)$$

$$dn_\nu = \frac{4\pi P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^3} V, \quad (3.8.6)$$

$$dn = dn_\beta dn_\nu = \frac{16\pi^2 V^2 P_\beta^2 dP_\beta P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^6} \quad (3.8.7)$$

bu yerda $4\pi P^2 dP$ – fazoda impulslar shar qatlami hajmida; V – hajm; $(2\pi\hbar)^3$ – kvant yacheyka hajmi.

Shunday qilib:

$$\rho(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{16\pi^2 V^2 P_\beta^2 dP_\beta P_\nu^2 dP_\nu}{(2\pi\hbar)^6 dE}. \quad (3.8.8)$$

(3.8.8) formula impuls bo'yicha taqsimotni ifodalaydi, energiya bo'yicha taqsimotga o'tish mumkin. Bunda beta va antineytrinolarning energiya va impulslari o'zaro bog'lanishidan foydalanamiz:

$$\begin{aligned} E_\beta^2 - c^2 P_\beta^2 &= m_0^2 c^4; \\ E_\nu^2 - c^2 P_\nu^2 &= m_\nu^2 c^4. \end{aligned} \quad (3.8.9)$$

(3.8.9) munosabatdan $E_\beta dE_\beta = c^2 P_\beta dP_\beta$; $E_\nu dE_\nu = c^2 P_\nu dP_\nu$ bundan:

$$dP_\beta = \frac{E_\beta dE_\beta}{c^2 P_\beta}; \quad dP_\nu = \frac{E_\nu dE_\nu}{c^2 P_\nu}.$$

(3.8.4) munosabatni e'tiborga olib, dP_β , dP_ν larning qiymatlarini (3.8.8) ifodaga qo'ysak:

$$\rho(E) = \frac{16\pi^2 V^2 P_\beta P_\nu E_\beta E_\nu dE}{(2\pi\hbar)^6 c^4}.$$

$r(E)$ bu qiymatni (3.8.1) ga qo'ysak:

$$\omega dE = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{ki}|^2 P_\beta P_\nu E_\beta E_\nu dE. \quad (3.8.10)$$

(3.8.9) formuladan

$$P_\beta = \left(\frac{E_\beta^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \quad \text{va} \quad P_\nu = \left(\frac{E_\nu^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2 \right)^{1/2}.$$

P_β va P_ν — qiymatlarni (3.8.10) ga qo'ysak:

$$\omega dE = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{ki}|^2 E_\beta \cdot E_\nu \left(\frac{E_\beta^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \left(\frac{E_\nu^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2 \right)^{1/2} dE. \quad (3.8.11)$$

Antineytrino energiyasini E_ν bevosita o'lchash qiyin, shuning uchun $E_n = E_0 - E$ munosabatdan foydalanib, E_b energiyasi orqali ifodalaymiz, qaysiki $E_0 = E_b$. U holda:

$$\omega dE = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{ki}|^2 E (E_0 - E) \left(\frac{E^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \left(\frac{(E_0 - E)^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2 \right)^{1/2} dE. \quad (3.8.11')$$

Antineytrino tinch holat massasi nol yoki nolga yaqin bo'lgani uchun $m_n = 0$ ni tashlab yuboramiz:

$$\begin{aligned} \omega dE &= \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{ki}|^2 E (E_0 - E) \left(\frac{E^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \left(\frac{(E_0 - E)^2}{c^2} \right)^{1/2} dE = \\ &= \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} |H'_{ki}|^2 E \left(\frac{E^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} (E_0 - E)^2 dE. \end{aligned} \quad (3.8.12)$$

belgilashlarni kiritib (3.8.12) ifodani quyidagicha yoza olamiz:

$$\omega(\varepsilon) dE = \frac{V^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H'_{ki}|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 dE \quad (3.8.13)$$

(3.8.13) ifoda β -yemirilishda β -zarralarning energiya bo'yicha taqsimotini xarakterlaydi.

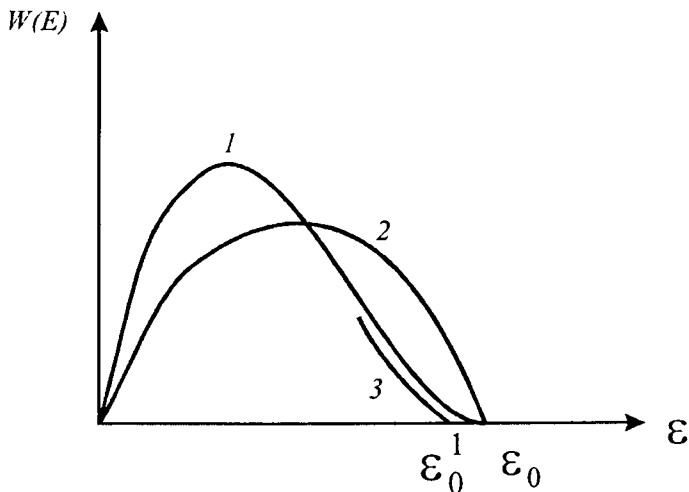
Matritsa elementining energiyaga bog'liq emasligini hisobga olgan holda uni boshqa kattaliklar bilan birlashtirib, S bilan belgilaylik. U holda (3.8.13) ifodani quyidagicha yoza olamiz:

$$\omega(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2. \quad (3.8.14)$$

Beta-zarralarning energiya bo'yicha taqsimoti neytrinoning tinchlikdagi massasiga bog'liq. (3.8.14) tenglama $m_\nu = 0$ hol uchun yozilgan (3.10-rasm, 1-chiziq). Agar antineytrino massasi elektron massasiga teng deb taxmin qilinsa ($m_\nu = m_0$) b-spektr o'zgaradi:

$$\omega(\varepsilon) = \tilde{N}^2 \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon) (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \left[(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.8.15)$$

Bu holda 3.9-rasm 2-chiziq bilan berilgan, 3-chiziq esa antineytrinoning massasi kichik, ammo $m_\nu \neq 0$ degan taxmin asosida chizilgan.



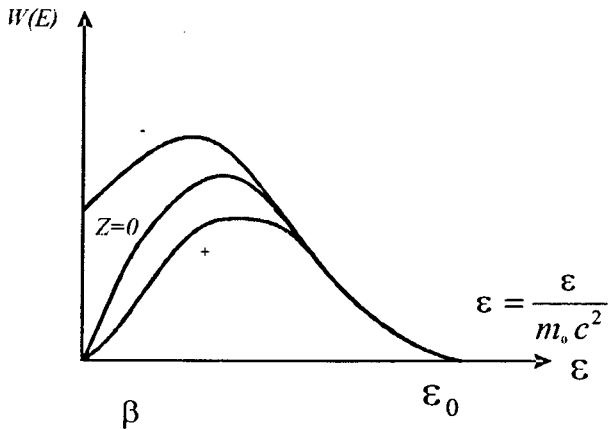
3.9-rasm.

Antineytrinoning massasini baholashda 3.9-rasmdagi $\varepsilon_0 - \varepsilon_0^1$ kesmani olish mumkin. $m_\nu = 0$ bo'lganda tajriba natijalariga mos keladi. Beta-spektrga hosilaviy yadro kulon maydonning ta'sirini yadroning zaryadi va elektronlarning energiyasiga bog'liq bo'lgan $f(Z, E_e)$ koeffitsient bilan hisobga olish mumkin. Bu ko'paytmaning qiymatlari maxsus jadvallarda berilgan. Albatta, bunda atom elektronlarining yadroni ekranlash ta'sirini ham hisobga olish zarur.

Yuqoridagilarni e'tiborga olganda β -zarralar chiqish intensivligini xarakterlovchi $\omega(\varepsilon)$ funksiya:

$$\omega(\varepsilon) = c^2 f(\varepsilon, z) \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2. \quad (3.8.16)$$

Kulon maydonini sekin β^- -zarralar chiqishini yengillishtirsa, β^+ -pozitronlar chiqishini qiyinlashtiradi (3.10-rasm).



3.10-rasm.

Beta-yemirilishda alfa-yemirilishdagi kabi yemirilish energiyasi bilan yemirilish doimiysi o'rtasidagi kuchli aloqadorlik mavjud. Yemirilish doimiysi λ β -spektrning energiya bo'yicha taqsimotini xarakterlovchi (3.8.14) ifodaning integral qiymatini namunadagi yemiriluvchi yadrolar soniga bo'lingan qiymatiga teng:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{N_0} \int dN = \frac{1}{N_0} \int N(\varepsilon) d\varepsilon = \\ &= B \int_0^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon = Bf(\varepsilon, z); \end{aligned} \quad (3.8.17)$$

$$B = \frac{\ln 2}{fT_{1/2}}. \quad (3.8.18)$$

B yadro strukturasi yemirilishga ta'siri o'zgarishiga ko'ra, yadrolarda turlicha bo'ladi. $f(\varepsilon, z)$ ni hisoblash va tajribadan aniqlash ham mumkin. $|M|^2$ esa ruxsat etilgan o'tishlar uchun birga va taqiqlangan o'tishlar uchun nolga yaqin bo'ladi. Shuning uchun

$fT_{1/2}$ ko'paytma ruxsat etilgan va taqiqlangan o'tishlar uchun taxminan o'zgarimas bo'lib, taqiqlangan o'tishlar uchun ruxsat etilgan o'tishlarga qaraganda ancha katta bo'lishi kerak. $fT_{1/2}$ ko'paytma sekundlarda o'lchanadi va u o'ta ruxsat etilgan yengil yadrolarda kuzatiladigan beta-o'tishlar uchun $\sim 10^3$ s ga teng. Mendeleyev davriy sistemasining o'rtasida joylashgan elementlarda yuz beruvchi ruxsat etilgan beta-o'tishlar uchun $\sim 10^5$ s lar bo'ladi. Chunki bu yadrolarda neytron soni proton sonidan ko'p va natijada so'nggi neytron bilan proton egallagan energetik sathlarni bir-biridan farqlanadi. Shuning uchun boshlang'ich va oxirgi holat to'liqin funksiyalari bir-biridan kuchliroq farqlanib matritsa elementi $|M|^2$ birdan ancha kichik bo'ladi.

$f\tau$ bir necha tartibda o'zgarganligi uchun logarifma qiymati ishlatiladi. Bu $f\tau$ ko'paytma yadro strukturasi juda sezgir. Ruxsat etilgan yoki taqiqlangan o'tishlar elektron-antineytrino juftlarining olib o'tgan orbital momentlari bilan belgilanadi. O'tish ruxsat etilgan $l = 0$, taqiqlangan $l = 1$ bo'lsa va h.k. Bu bilan $f\tau$ qiymati keskin o'tirib boradi. Bunday bo'lish sababini quyidagicha izohlash mumkin. Ma'lumki klassik mexanika nuktai nazaridan elektron-antineytrino jufti yigindi impulsi $P < h/R$ bo'lgan $l > 0$ moment bilan yadrodan chiqishi mumkin emas, lekin kvant mexanikasi bu zarralar chiqishini katta taqiqlashlik bilan ruxsat etadi. Bir xil sharoitda l momentga ega bo'lgan zarralar juftining $l = 0$ bo'lgandagi chiqish ehtimolligi

$$\frac{\omega_l}{\omega_0} = \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l}. \quad (3.8.19)$$

bu yerda R – yadro radiusi. (3.8.19) dan ko'rinib turibdiki, taqiqlash birga o'zgarganda $f\tau$ bir necha tartib oshadi.

Beta aktiv yadrolarning b-spektr shakli va yashash vaqti nurlanayotgan zarralar to'la harakat mikdori momentining kattaligiga juda bog'liq. Ruxsat etilgan β -o'tishlarda $e-\nu$ jufti to'la momenti 0 yoki 1, bir karra taqiqlanganda – 0, 1, 2, ikki karra taqiqlanganda – 1, 2, 3 va h.k. Beta-o'tishlarda juftlik o'zgarishi $e-\nu$ larning orbital momentlariga ko'ra, $(-1)^l$

ga teng. Beta-o‘tishlarda ruxsat etilgan o‘tishlar hisoblanadi, agar dastlabki va hosila yadrolarning spinlari juftliklari o‘zgarishi $\Delta I = 0, \pm 1$ bo‘lib, juftliklari o‘zgarmasa.

Ruxsat etilgan β -o‘tishlari tanlash qoidasi ham Fermi va Gamov-Tellor qoidalariga bo‘linadi.

Fermi tanlash qoidasiga ko‘ra, spin, juftlik o‘zgarishsiz $\Delta I = 0$ (juftlik o‘zgarishsiz). Gamov-Tellor tanlash qoidasiga ko‘ra, $\Delta I = 0, \pm 1$ (juftlik o‘zgarishsiz), ya‘ni ruxsat etilgan o‘tishlarda $\beta^-(\beta^+)$ va $n(\bar{\nu})$ larning spinlarining o‘zaro yo‘nalishi antiparallel yoki parallel bo‘lishi mumkin:

$$S_{\beta^-} + S_{\bar{\nu}} + I_{\beta^-} + I_{\bar{\nu}} = 0;$$

$$S_{\beta^-} + S_{\bar{\nu}} + I_{\beta^-} + I_{\bar{\nu}} = 1.$$

Birinchi holda β -zarra va antineytrino spini antiparallel $\Delta I = 0$, yadroning momenti o‘zgarmaydi. Fermi tanlash qoidasiga mos keladi. Ikkinchi holda β -zarra va antineytrino spini parallel $\Delta I = 1$, nuklon spinining yo‘nalishi o‘zgaradi, demak, yadroning to‘la momenti ham o‘zgaradi. $\Delta I = 0, \pm 1$ – bu Gamov-Tellor qoidasiga mos keladi.

Beta-yemirilish ehtimolligi orbital kvant sonlar o‘zgarishiga bog‘liq. Masalan,

$${}^{32}P \rightarrow {}^{32}S + \beta^- + \bar{\nu} \text{ -yemirilishda } {}^{32}_{15}P - (d_{3/2}), {}^{32}_{16}S - (S_{1/2})$$

kvant sonlari bilan xarakterlanadi, spinlari o‘zgarishi $\Delta I = 1$, orbital kvant soni $\Delta I = 2$. Bu yemirilishda $\Delta I = 1$, juftlik o‘zgarmaydi, ruxsat etilgan o‘tish bo‘lishiga qaramasdan $\Delta I = 2$ bo‘lganligi uchun $lgft = 7,9$ juda ortib ketgan. Beta-yemirilishda izotopik spinlar bo‘yicha ham tanlash qoidasini e‘tiborga olish lozim. Fermi xilidagi o‘tishlar uchun $\Delta T = 0$, $\Delta T_{\xi} = 0$ va Gamov-Tellor o‘tishlari uchun esa $\Delta T = 0, \pm 1$, $\Delta T_{\xi} = \pm 1$.

Turli tartibli taqiqlar, ularga mos keladigan $lgft$ qiymatlar 3.1-jadvalda keltirilgan.

Beta-parchalanishdagi tanlash qoidalari

O'tishning xili	I	ΔI	$\Delta \pi$	$\lg ft$	Misolalar
1. O'ta ruxsat etilgan	0	0 yoki 1	Yo'q	3	^3H , ^{25}Mg
2. Normal ruxsat etilgan	0	0 yoki 1	Yo'q	4-7	^{35}S , ^{69}Zn
3. 1 bo'yicha taqiqlanib ruhsat etilgan	0	1	Yo'q	6-9	^{14}C , ^{32}P
4. 1-darajali taqiqlangan	1	0 yoki 1	Ha	6-10	^{111}Ag , ^{143}Ce
5. Unikal, 1-darajali taqiqlangan	1	2	Ha	-9	^{38}Cl , ^{90}Sr
6. 2-darajali taqiqlangan	2	2	Yo'q	10-14	^{36}Cl , ^{133}Cs
7. Unikal, 2-darajali taqiqlangan	2	3	Yo'q	-14	^{70}Br , ^{22}Na
8. 3-darajali taqiqlangan	3	3	Ha	17-19	^{87}Rb
9. Unikal, 3-darajali taqiqlangan	3	4	Ha	-18	^{40}K
10. 4-darajali taqiqlangan	4	4	Yo'q	23	^{115}In
11. Unikal, 4-darajali taqiqlangan	4	5	Yo'q		

3.9-§.Gamma-nurlanish

Gamma-nurlanishda yadroda massa soni, zaryadi o'zgarmaydi, faqat energiya o'zgarishi ro'y beradi. Gamma-nurlanish yadroning uyg'ongan holatidagi holatlar energiyalarining ayirmasiga teng bo'lgan diskret energiyali nurlanishlardir.

Gamma-nur tinch holat massasi nol, zaryadsiz, spini $I = 1$ ga teng bo'lgan qisqa elektromagnit to'liqdir.

Gamma-nurlanish yadro ichida ro'y beradi, chunki alohida nuklon gamma nurlanish bermaydi (yutmaydi), beta-yemirilish nuklonlarga xos bo'lsa, gamma-nurlanish yadroga xos jarayondir.

Gamma-nur (alfa, beta-yemirilishlardan so'ng), yadro reaksiyalaridan keyin yujudga keladi, uning energiyasi yemirilishlardan keyin energiyasi $10 \text{ keV} — 5 \text{ MeV}$ gacha, reaksiyalardan keyin esa $\sim 20 \text{ MeV}$ gacha yetishi mumkin.

Gamma-nurlanish yadrodagi nuklonlarning yadro elektromagnit maydoni bilan ta'sirlashuviga ko'ra, vujudga keladi.

Foton yoki gamma-kvantlarning massasi nolga teng bo'lganligidan ular l orbital momentga ega bo'lmaydi. Fotonlar holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat elektromagnit maydonning multipoli

Lh va juftligi π bo'lgan holatidir. Erkin fotonlar to'la momenti L bo'lgan holatlarda bo'ladi. To'la momentning har bir qiymatiga bitta juftligi musbat bitta juftligi manfiy bo'lgan holat to'g'ri keladi.

Fotonning L momenti va π -juftligi aniq bo'lgan holati ma'lum multipollik bilan xarakterlanadi. Binobarin, kvant elektrodinamikasida 2^L karrali multipollik o'tishda foton manbaga nisbatan Lh harakat miqdori olib ketishi ko'rsatiladi.

Multipollar $L = 1$ bo'lganda dipol, $L = 2$ bo'lganda kvadrupol, $L = 3$ bo'lganda oktopol va h.k. nomlar bilan ataladi. Shunga asosan elektr dipol va oktopol hamda magnit kvadrupollar toq-juftlikka, aksincha magnit dipol va oktopol hamda elektr kvadrupollar juft-juftlikka ega. Elektr multipollarni E harfi bilan, magnit multipollarni esa M harfi bilan belgilash qabul qilingan. Harfning o'ng tomoniga L momentning qiymati qo'yiladi.

Masalan: elektr dipol kvant $E1$, magnit dipol kvant $M1$, elektr kvadrupol kvant $E2$, magnit kvadrupol kvant $M2$ va h.k.

Nuklonlarning yadro bilan ta'sirlashuvida yadro zaryadlarining qayta taqsimlanishi elektr E , spin va orbital magnit momentlarning qayta taqsimlanishi esa magnit M tipidagi nurlanishlar vujudga keladi. Yadrodan chiquvchi γ -kvantlarning energiyalari keV lardan bir necha MeV gacha bo'ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan to'lqin uzunligi:

$$\lambda = \frac{c\hbar}{E}.$$

$$2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14} \text{ m atrofida bo'ladi.}$$

Agar fotonning to'lqin uzunligi λ , u bilan o'zaro ta'sirlashayotgan yadro

o'lchami R dan katta, ya'ni $\frac{r}{\lambda} \ll 1$ bo'lsa, odatda bu ta'sirlashuvda harakat

miqdori momenti va juftlikni saqlanish qonunlari ruxsat etgan multipollikning eng kichik qiymatlari amalga oshiriladi. Elektromagnit nurlanishlar nazariyasidan elektr E multipol nurlanishlari nurlanish to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lib, nurlanish ehtimolligi

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l}. \quad (3.9.1)$$

Magnit nurlanishlari uchun

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(l+1)}. \quad (3.9.2)$$

Bundan ko‘rinadiki, bir xil multipollikda M nurlanishlar E nurlanishlarga nisbatan $\left(\frac{R}{\lambda} \right)^2$ marta qiyinlashadi. Boshqacha aytganda, berilgan multipollik L da ML o‘tish EL o‘tishga nisbatan

$$\left(\frac{e\hbar}{m_p c e R} \right)^2 = \left(\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 = 10^{-3} \div 10^{-2}$$

omilga yoki shuncha marotaba sekinlashgan bo‘ladi.

Gamma o‘tishlar ehtimolligi gamma foton energiyasi va yadroning massa soniga bog‘liq:

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l} \approx E^{2l} A^{2l/3}. \quad (3.9.3)$$

Gamma-nurlanish ehtimolligi foton energiyasi o‘rta ortadi. Nurlanish multipolliigi birga o‘rta nurlanish ehtimolligi

$$\frac{P_{l+1}}{P_l} = \frac{(R/\lambda)^{2(l+1)}}{(R/\lambda)^{2l}} = \left(\frac{R}{\lambda} \right)^2 \text{ ga kamayadi.}$$

Gamma-nurlanishda ma’lum tanlash qoidalari bajarilishi talab qilinadi. Ya’ni harakat miqdor momenti va juftlik saqlanishi bilan ro‘y beradi.

Harakat miqdori momenti saqlanish qoidasiga ko‘ra,

$$|I_b - I_0| \quad l \quad |I_b + I_0| \quad (3.9.4)$$

bu yerda I_b va I_0 – yadroning boshlang‘ich va oxirgi holat spinlari. Juftlik

saqlanish qonuniga ko'ra:

$$(3.9.5) \frac{\pi_b}{\pi_0} = (-1)^l - \text{elektr o'tishlar uchun;}$$

$$\frac{\pi_b}{\pi_0} = (-1)^{l+1} - \text{magnit o'tishlar uchun.} \quad (3.9.5)$$

Nurlanish tartibi spin saqlanishiga ko'ra, aniqlanadi, nurlanish xili (elektr yoki magnet) juftlik saqlanishiga ko'ra, aniqlanadi. Shunday qilib, (3.9.4) va (3.9.5) formulalardan va yuqorida aytilganlardan shu narsa aniqlanadiki, birinchidan, multipollik l ortishi bilan gamma-o'tish ehtimolligi kamayadi, ikkinchidan, o'zgarimas l da magnet o'tish ehtimolligi elektr o'tish ehtimolligi dan kam bo'ladi va uchinchidan aralash o'tishlarda kichik multipollikka ega bo'lgan o'tishlar ehtimolligi katta bo'ladi. To'rtinchidan o'tish energiyasi ortishi bilan ehtimolligi o'tirib boradi.

Quyidagi 3.2-jadvalda tanlash qoidasiga ko'ra, juftlik o'zgarishi yoki o'zgarimasligiga qarab turli Δl larda yuz beradigan asosiy gamma-o'tishlar ko'rsatilgan.

3.2-jadval

Juftlik o'zgarishi $\pi_f \pi_0$	Spin o'zgarishi Δl					
	0	1	2	3	4	5
Ha	$E1 M2$	$E1 M2$	$M2 E3$	$E3 M4$	$M4 E5$	$E5 M6$
Yo'q	$M1 E2$	$M1 E2$	$E2 M3$	$M3 E4$	$E4 M5$	$M5 E6$

Bu yerda boshlang'ich va oxirgi juftliklar o'zgarsa – ha, o'zgarimas – yo'q. Harakat miqdori momentining saqlanishi spinlari noldan spini nol holatga $I_d = I_0 = 0$ o'tishni taqiqlaydi.

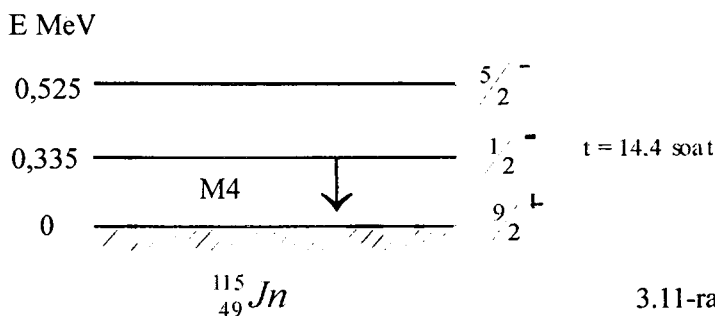
Spin va juftlik bo'yicha tanlash qoidasidan tashqari, izotopik spin bo'yicha ham quyidagi tanlash qoidasi bajarilishi kerak:

$$\Delta T = 0, \pm 1 \text{ va } \Delta T_g = 0.$$

Agar π_b / π_0 uyg'ongan holati spini asosiy holatining spinidan ancha farq qilsa ($|I_1 - I_2| \geq 3$), unda uyg'ongan holatning o'rtacha yashash vaqti

ancha katta bo'lad. Ba'zi bir hollarda, uyg'onish energiyasi kichik bo'lganda, bu davr sekundlar, kunlar va, hattoki, yillar bilan o'lchanadi. Katta yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'onan holatlar **metastabil holatlar** deyiladi. Tarkibi bir xil bo'lgan, lekin har xil yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'onan holatlarda tura oladigan yadrolar **izomer yadrolar** deyiladi. Energiyalar bir-biriga juda yaqin, lekin kvant sonlari (spinlari, juftligi) katta farq qiluvchi holatlarga **izomer holatlar** deyiladi. Izomer yadrolar bo'lishligini qobiqli model yaxshi tushuntiradi.

Masalan, ^{115}In izomer holatli yadroga misol bo'ladi (3.11-rasm). ^{115}In yadroning asosiy holati- $g_{9/2}$, birinchi uyg'onan holati- $\rho_{1/2}$, energiyasi $0,335 \text{ MeV}$.



3.11-rasm.

Bu holatlar spinlari ayirmasi $\Delta I = 4$ ga juftliklari o'zgargan eng kichik $M4$ o'tish bo'ladi. Bu gamma o'tishlar spin va juftlik o'zgarishiga ko'ra, taqiqlangan, shuning uchun bu holat o'rtacha yashash vaqti katta $\tau = 14,4 \text{ soat}$.

3.10-§. Ichki konversiya hodisasi

Yadro o'z energiyasini berishining gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo'li konversion elektronlar chiqarishidir. Bunda uyg'onan yadro o'z energiyasini qobiq elektronlariga beradi, natijada elektron chiqib ketadi, bu elektronra **konversion elektron** deyiladi. Ichki konversiya jarayoni gamma-nurlanish bilan raqobatlashadi.

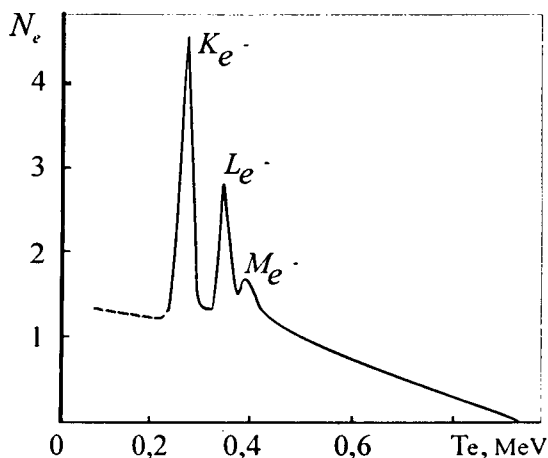
Konversion elektronlar energiyasi β -spektr energiyasidan farqli ravishda

monoxromatik bo‘ladi. Yadro uyg‘onish energiyasi – konversion elektronga kinetik energiya berishga (T_e) va elektronni atom qobig‘idan ionizatsiyalashga (I) sarflaydi:

$$E_{uy} = T_e + I.$$

Konversiya virtual fotonlar bilan amalga ortadi . Konversiya hodisasini kuzatish uchun to‘la ionlashgan atom bo‘lishi kerak, bu xil tajribalar o‘tkazilgan emas.

Konversiya elektronlar spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko‘ra, to‘g‘ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlardan iborat bo‘ladi (3.12-rasm).



3.12-rasm.

Konversiya elektronlari yadrodan γ -chiqsa yoki chiqmasa ham kuzatila beradi. Ichki konversiya jarayoni, albatta, xarakteristik rentgen nurlanishi yoki Oje elektronlarining chiqishi bilan kuzatiladi. Rentgen chiqishi ichki konversiyaga ko‘ra, atom qobig‘idan elektron chiqib ketsa chiqqan elektronning o‘rniga keyingi qobiqda joylashgan elektron o‘tadi, natijada xarakteristik rentgen nurlanishi hosil bo‘ladi.

Ichki konversiya tufayli uyg‘ongan holatga o‘tib qolgan atomning uyg‘onish energiyasi atom qobig‘idagi tashqi elektronlarning birortasiga

berilishi, bu bilan elektron chiqib ketishi mumkin, bu elektronga **Oje elektron** deb ataladi.

Ichki konversiya intensivligi ichki konversiya koeffitsienti a bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsienti konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga N_γ nisbatiga aytiladi.

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}$$

Alohida qobiqlardan chiquvchi konversion elektronlar sonining N_K, N_L, \dots , γ -kvantlar soniga nisbati parsial (qism) ichki konversiya koeffitsientlari deb ataladi:

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}, \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \quad \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma}, \dots$$

To'la ichki konversiya koeffitsienti parsial ichki konversiya koeffitsientlari yig'indisidan iborat:

$$\alpha_T = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Ichki konversiya koeffitsienti $10^{-4} < a < 10^2$ chegarasida o'zgaradi.
Ichki konversiya koeffitsienti:

1. O'tish energiyasi ortishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimolligi ortadi.

2. Yadro zaryadi Z ortsa ichki konversiya koeffitsienti ortadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'lchami ortadi (kattalashadi), K -qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K -elektronlarning va yadro to'liq funksiyalarining qoplanishi ortadi.

3. Qobiq tartibi ortishi bilan ichki konversiya koeffitsienti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimolligi kamayadi.

4. Multipol o'tishlar tartibi ortishi bilan koeffitsient ortadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimolligi kamayadi.

Agar o'tish energiyalari kichik, o'tishlar multipolligi L katta bo'lsa, gamma-o'tishlarni payqash juda qiyin bo'lib, qoladi, bunday hollarda kerakli ma'lumot qobiq ichki konversiya koeffitsientlarini solishtirish yo'li

bilan olinadi: $\frac{K}{L} = \frac{N_K}{N_L}$, bunda $N_L = N_{L_1} + N_{L_2} + N_{L_3}$ yoki

$\frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_2}}; \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}}; \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}}$ nisbatlaridan foydalaniladi.

Ichki konversiya koeffitsientiga ko'ra, yadroning energiya holatlari, harakat miqdori momenti, nurlanish multipolliklarini o'rganish mumkin.

Yadro gamma-kvant va ichki konversiya elektronlari chiqarishdan tashqari, agar o'tish energiyasi $E > 1,02 \text{ MeV}$ dan yuqori bo'lganda elektron-pozitron jufti (e^- , e^+) hosil qilishlik bilan ham uyg'onish energiyasini yo'qotadi. Bunda yadro dastlab virtual foton chiqaradi, bu foton elektron-pozitron juftiga aylanadi va yadrodan konversion elektronlar kabi chiqib ketadi. Lekin shuni alohida ta'kidlash lozimki, hosil bo'lgan elektron atom qobig'idagi elektron emas. Juft konversiya

koeffitsienti $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ ehtimolligi ichki konversiya koeffitsientidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolligi ortishi bilan kamayadi.

Yuqoridagi o'tishlardan tashqari, dastlabki va oxirgi holat spinlari $I_j = I_0 = 0$ bo'lgan holatlar orasida bitta kvant chiqishi taqiqlangan ikkita kvant chiqish ehtimolligi juda kichik bo'lgan o'tishlar bo'ladi.

Umuman olganda, bunday holatlarda harakat miqdori momentisiz ichki konversiya elektronlari, elektron-pozitron jufti va harakat miqdori momentiga ega bo'lgan ikki fotonli o'tishlar bo'lishi mumkin.

Ikki fotonli o'tishlar ehtimolligi juda kichik hisoblanadi.

3.11-§. Myossbauer effekti (samarasi)

Yadroning uyg'onan holati energiyalari diskret holatlar orasida o'tuvchi, γ -kvant energiyalari esa holatlar energiyalari ayirmasiga teng deb qaraladi.

Uyg'onan holatlar ma'lum t vaqt yashar ekan, noaniqlik prinsipiga ko'ra, ΔE energiya noaniqligiga ega bo'lishi kerak: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, $\Delta E = \hbar / \Delta t$.

Bu ΔE energiya xatoligiga tabiiy holat kengligi deb ataladi.

Demak, uygʻongan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasi $DE = G$ holat kengligiga qadar xato bilan chiqadi. DE energiya uygʻongan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasiga nisbatan juda kichik.

Masalan, ^{57}Fe yadrosi uchun

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}.$$

energiya kengligiga ega.

Tabiiy holat kengligining gamma-kvant energiyasiga nisbati:

$$\frac{\Delta E}{E_\gamma} = \frac{\Gamma}{E_\gamma} = \frac{6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}}{14 \cdot 10^3 \text{ eV}} = 4 \cdot 10^{-11}.$$

Yadro uygʻongan holatdan chiqqan g-kvant uygonmagan oʻsha yadro tomonidan rezonans yutilmaydi, chunki g-kvant yadrodan chiqishda va yadroga yutilishda energiyasini tepkiga sarflaydi. ^{57}Fe yadrosi uchun tepki energiyasi:

$$\begin{aligned} T &= \frac{P_{\text{yad}}^2}{2M_{\text{yad}}} = \frac{P_\gamma^2}{2M_{\text{yad}}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{yad}}c^2} = \frac{E^2}{2M_{\text{yad}}c^2} = \\ &= \frac{(14 \cdot 10^3)^2 \text{ eV}^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}. \end{aligned}$$

Koʻrinib turibdiki, gamma-kvantning tepki uchun yoʻqotgan $2T_\gamma$ energiyasi uygʻongan holat tabiiy kengligi ΔE dan juda katta, shuning uchun rezonans yutilishi kuzatilmaydi.

Yadro tepkisiga yoʻqotilgan energiyani qoplashning bir necha usullari mavjud: manba va yutuvchini qizdirish, manbani yutgich tomonga har xil tezlikda harakatlantirish hamda yadroni oldingi yemirilishdan olgan tepkisidan foydalanish (Masalan: yadroning uygʻongan sathi β -yemirilish, e^- qamrash yoki γ -nurlanishdan vujudga kelsa).

1953-yili ingliz olimi Mun, nurlanish manbayini yutgich yoʻnalishida sentrofuga yordamida katta tezlik bilan harakatlantirdi. Bunda Doppler

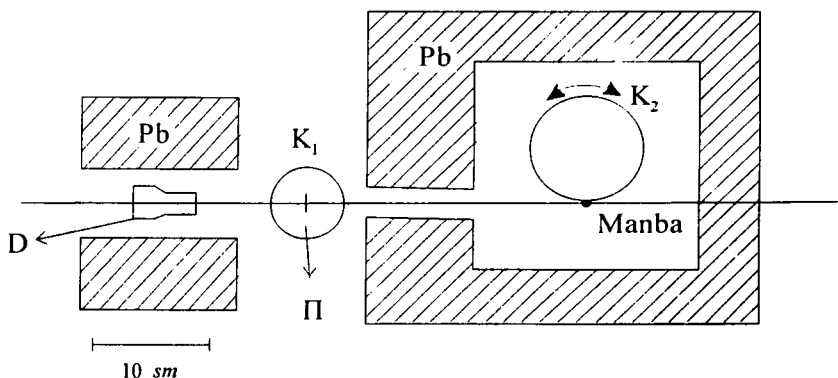
effektiga ko'ra, gamma-kvant chastotasi $\Delta \nu$ ga ortadi (3.13-rasm). Masalan, ^{57}Fe uchun sentrofuga chiziqli tezligini hisoblaylik:

$$\Delta \nu = \frac{v}{c} \nu \text{ energiyasi } h\Delta \nu = \frac{v}{c} E^* = h\nu_0 \frac{v}{c} \text{ energiya orttirmasi}$$

$$2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\text{yad}}c^2} \text{ teng bo'lishi kerak, u holda } h\nu_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\text{yad}}c^2}.$$

Bundan:

$$g = \frac{h\nu_0}{M_{\text{yad}}c} = \frac{14 \cdot 10^3 \text{ s}}{M_{\text{yad}}c^2} = \frac{14 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ eV} \cdot \frac{\text{sm}}{\text{s}}}{57 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} \approx 100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$



3.13-rasm.

Rezonans yutilishi bo'lishi uchun gamma-foton tepki energiyalari tabiiy holat kengligi energiyasidan kichik bo'lgandagina kuzatiladi $T_T < \Gamma$. Optik sohada foton energiyasi kichik, shunga ko'ra, tepki energiyasining ham kichik bo'lganligi sababli rezonans kuzatilaveradi. Lekin yadro nurlanishlarida foton energiyasi yuqori bo'lganligi uchun tepki energiyasi o'trib ketadi, natijada rezonans yutilish ro'y bermaydi. Masalan, ^{57}Fe uchun yuqorida ko'rinadiki, $\Gamma = 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$, $T_T = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, ya'ni tepki energiyasi tabiiy holat energiyasidan bir necha tartib yuqori.

1958-yilda nemis fizigi R. Myossbauer (1929-yilda tugʻilgan) tepki effektini yoʻqotish uchun kristallarga kiritilgan radioaktiv yadrolarning yemirilishidan foydalanishni taklif qildi. Bu holda ancha past temperaturalarda tepkini butun kristall qabul qiladi. Kristall alohida yadro massalariga qaraganda favqulodda katta massaga ega boʻlganligi sababli gamma chiqarish va yutilish jarayonlarida amalda tepkiga energiya sarflanmaydi.

Kristall temperaturasi qancha past boʻlsa, foton energiyasi qancha kichik boʻlsa, tepkisiz rezonans yutilish ehtimolligi shuncha oʻtrib boradi.

Ayrim, masalan, temir kristallida uy temperaturasida ham tepkisiz rezonans yutilish kuzatilishi mumkin ekan.

Myossbauer effekti energiya oʻzgarishlariga juda sezgir nisbiy energiya oʻzgarishlarini 15 — 17 tartib aniqlikda oʻlchash imkoniyatini beradi. Myossbauer effektiga koʻra, atom qobigʻidagi oʻzgarishlar tufayli yadroga beradigan eng kichik taʼsirlarni, kristall panjaralardagi bogʻlanishlar oʻzgarishlarini, temperatura va mexanik kuchlanishlarni va h.k. yuqori sezgirlikda aniqlash mumkin, yaʼni bunday hollarda rezonans yutilish spektri sezilarli siljiydi.

Myossbauer effekti qator yadrolardagi gamma-nurlanishning oʻtanozik tuzilishini tekshirishda, kristallardagi ichki magnit maydonning kattaligi, uygʻongan yadro holatlarining kvadrupol bogʻlanish qiymatlari va magnit momentlari va h.k. oʻrganishda keng qoʻllanilmoqda.

3.11.1. Myossbauer effektiga koʻra, yadro holatlarining oʻtanozik strukturasi oʻrganishda qoʻllanilishi

Spektral chiziqlarning oʻtanozik ajralishi atom qobiq elektronlarining yadro sohasida vujudga keltirgan magnit maydoni $N_e \approx 10^5$ Hz bilan yadro magnit momenti m_{ya} taʼsirlashuviga koʻra,

$$\Delta E \approx \mu_{ya} \overline{H_a} \approx 10^{-7} - 10^{-6} eV \text{ boʻladi.}$$

Elektron holatlar oʻrtasidagi energiya oʻtish energiyalari $E_{e'l} \approx 1 eV$ boʻlsa, nozik strukturaga mos keluvchi nisbiy energiya:

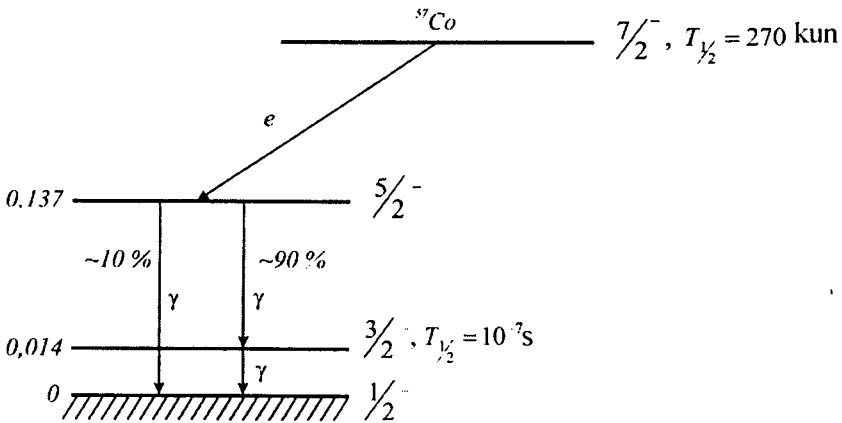
$$\frac{\Delta E}{E_{cl}} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$$

Bu energiya ajralishlarni optik spektroskopiya usuli bilan ham o'rganish mumkin. Lekin yadro holatlariga mos keluvchi o'ta nozik ajralishlar, o'tish energiyalarining ($E_{yad} = 10^4 - 10^5 \text{ eV}$) yuqori

bo'lishligi sababli nisbiy energiya $\frac{\Delta E}{E_{yad}} = \frac{10^{-7} \div 10^{-6}}{10^4 \div 10^5} = 10^{-12} \div 10^{-10}$

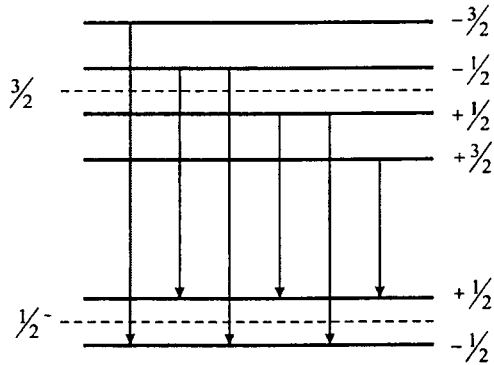
bo'lib, energiya o'zgarishlariga o'ta sezgir bo'lgan uslublar bo'lishligini talab etadi. Bu talabga Myossbauer usuli to'la mos keladi.

^{57}Fe yadrosini ko'rib chiqaylik. Yemirilish sxemasi 3.14-rasmda keltirilgan.



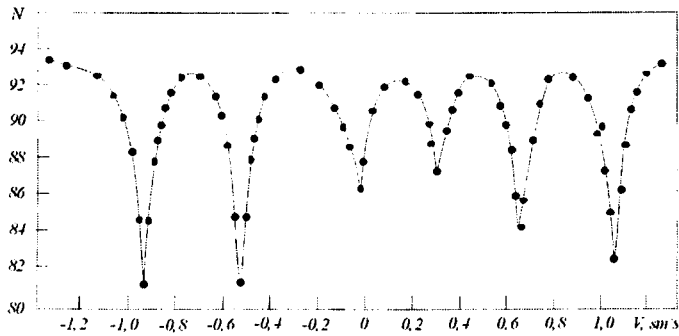
3.14-rasm.

Asosiy va birinchi uyg'ongan holat spinlari $1/2^-$ va $3/2^-$ magnit kvant soniga ko'ra, asosiy holat $m = +1/2$; $m = -1/2$ birinchi uyg'ongan holati esa to'rtta $+3/2, +1/2, -3/2, -1/2$ holatlarga ajraladi (3.15-rasm).



3.15-rasm.

Magnit kvant soni tanlash qoidasiga ko'ra, ($\Delta m = 0, \pm 1$), ajralgan holatlar o'rtasida oltita o'tish bo'lishi kerak. Tajribada o'tishlarga mos keluvchi Myossbauer yutilish spektri olinadi (3.16-rasm).



3.16-rasm.

Olingan tajriba natijalariga ko'ra, asosiy va uyg'ongan holatlarga mos keluvchi o'ta nozik ajralish energiyalari ΔE lar hamda o'rtacha elektron magnet maydoni kuchlanganligi H_e va uyg'ongan holat magnet momenti μ larni aniqlash mumkin.

3.12-§. Paund, Rebka tajribasi. Elektromagnit to'liqning gravitatsion maydonda siljishini aniqlash

Umumiy nisbiylik nazariyasiga ko'ra, gravitatsion maydonda spektral chiziqlarning siljishlarini aniqlash maqsadida 1960-yilda Paund va Rebka tajriba o'tkazdilar. Tajribani AQSH Garvard universiteti fizika laboratoriyasining balandligi 21 m bo'lgan minorasi ichida olib borildi. Bu minora ichida tebranishlardan qutilish va bir jinsli temperatura hosil qilish mumkin bo'ldi. Tajribada nur dastasi havo orqali o'tayotganda zaiflashib qolmasligi uchun atmosfera bosimidagi geliy bilan to'ldirilgan, plastmassadan qilingan va diametri 40 sm bo'lgan silindrik trubadan foydalanildi. Gamma-nurlanishning manbayi sifatida temir kristalli bilan bog'langan ^{57}Fe yadrolaridan foydalanildi. Temir kristalli ^{57}Co ni ^{57}Fe ga kiritish yo'li bilan galvanik usulda tayyorlandi. ^{57}Co ning yadrolari K -qamrash yo'li bilan qo'zgatilgan ^{57}Fe yadrolariga aylanadi va barqaror ^{57}Fe bilan birgalikda kristallik panjaralarini hosil qiladi. ^{57}Fe yadrosidan chiqqan gamma-nurlar balandligi $h = 21$ m bo'lgan trubadan o'tib, ^{57}Fe ning uyg'onmagan yadrolariga ega bo'lgan temir kristallaridan iborat yutuvchi moddaga tushadi. Yutilgan gamma-kvantlarning nisbiy soni ssintillyatsion schetchikda qayd qilinadi.

Nisbiylik nazariyasiga ko'ra, E_γ energiyali gamma kvantning gravitatsion massasi $m = \frac{E_\gamma}{c^2}$ bo'lib, gamma-kvant gravitatsion maydon kuch chiziqlari bo'ylab harakat qilganda, masalan, yuqoridan pastga tik harakatlanayotgan yorug'lik nurining energiyasi $\Delta E = mgH = \frac{E_\gamma}{c^2} gH$ qiymatga ortib qolishi kerak. Bu yerda g – erkin tushish tezlanishi, H – yorug'lik kvantining bosib o'tgan yo'li.

Yorug'lik kvantining chastotasi esa $\Delta \nu = \left(\frac{E_\gamma}{hc^2} \right) gH$ ga ortadi. Agar yorug'lik kvanti gravitatsion maydonga teskari yo'nalishda (yuqoriga)

harakat qilayotgan bo'lsa, uning chastotasi, aksincha, yuqoridagi qiymatga kamayadi.

Chastota kamayganda yorug'lik to'liqining uzunligi ortgani uchun bu hodisa qizil siljish deb nom olgan. Masalan, gamma-foton 1 m masofa o'tganda energiyasi nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\frac{E_\gamma}{c^2} gH}{E_\gamma} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9,81 \frac{m}{s^2} 1m}{9 \cdot 10^{16} \frac{m^2}{s^2}} \approx 10^{-16}$$

Qizil siljishni o'lchashga manba va yutgich sifatida ^{57}Fe foydalanishgan.

Bu izotop uchun energiyaning nisbiy o'zgarishi $\frac{\Gamma}{E_\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-13}$ Gamma-

kvant 21 m balandlikni o'tganda energiyasining nisbiy o'zgarishi $2,5 \times 10^{-15}$ ni tashkil etadi. Bu esa Γ/E_γ qiymatidan taxminan yuz marta kam. Demak, qizil siljishni sezish uchun energiyani $10^{-3} \Gamma$ absolyut xatolik yoki $\Gamma/E_\gamma = 5 \times 10^{-16}$ nisbiy xatolik bilan o'lchash zarur. Bunday katta aniqlikdagi o'lchashlarni bajarish uchun yutgich gely bilan to'ldirilgan truba ichiga joylanib, harorat 1°K aniqlikda ushlab turiladi. Sistematik xatolardan qutilish uchun manba bilan yutgich o'rni almashtirib turildi. Qizil siljish natijasida buzilgan rezonans yutilish manba yoki yutgichni $0,75 \text{ mkm/s}$ tezlik bilan harakatlantirish hisobiga hosil bo'lgan Dopler siljish bilan kompensatsiyalanib tiklandi. Ko'p oylar davom etgan tajriba natijalari asosida qizil siljish uchun $\Delta\nu = (2,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-15}$ qiymat olindi. Bu esa nazariy hisoblashlar natijalarini tasdiqladi.

Nazorat savollari:

1. Radioaktivlik sharti, turlari va yemirilish qonunini aytib bering.
2. Radioaktivlikni xarakterlovchi kattaliklarning fizik ma'nolari va ular orasidagi bog'lanish ($T_{1/2}$, λ , t) nimalardan ibjrat?
3. Radioaktivlikning kechikish sabablarini ayting.
4. Alfa-zarra xususiyatlari, alfa-yemirilish va saqlanish qonunlarini tushuntiring..

5. Alfa-yemirilishda energetik munosabatlar, alfa-yemirilishda tajriba xulosalari nimalardan iborat.

6. Alfa-yemirilishda alfa spektrning nozik strukturasi, uzoq chopuvchi alfa-zarralarning vujudga kelish sabablari va ahamiyatini ayting.

7. Geyger–Nettol formulasi va ahamiyatini tushuntiring.

8. Alfa-yemirilish energiyasining massa soniga bog‘liqligi nimadan iborat?

9. Alfa-yemirilish nazariyasi, tunnel effekt nima?

10. Beta-zarra xususiyati, beta-zarra aynan elektron ekanligini tasdiqlovchi ilmiy dalillar nimalardan iborat?

11. Nima uchun beta-zarrani yadroda mavjud deb bo‘lmaydi?

12. Beta-yemirilish turlari va yemirilish shartlari, beta-turg‘unlik shartini tushuntiring.

13. Beta-spektr, spektr uzluksizlik sabablari, neytrino, neytrino turlari, tajribada aniqlash usullarini aytib bering.

14. Beta-yemirilish nazariyasini tushuntiring. Beta-yemirilish kuchsiz ta’sirlashuvga ko‘ra, ro‘y berigi qayerda ko‘rinadi?

15. Gamma-nurlar vujudga kelish mexanizmi, xususiyati nimadan iborat?

16. Gamma-nurlar xili, tartibi, tanlash qoidasini tushuntiring.

17. Gamma-o‘tish ehtimolligi . O‘tish ehtimolligining nurlanish xili, tartibi, energiyasiga bog‘liqligi nimalardan iborat?.

18. Izomer holatlar, izomer holatlar bo‘lish sababini tushuntiring.

19. Ichki konversiya hodisasi, ichki konversiya koeffitsientining (yadro zaryadiga, atom qobig‘iga, o‘tish energiyasiga, multipol tartibiga) bog‘liqlik tomonlarini tushuntiring.

20. Yadroda nima uchun rezonans yutilish bo‘lmaydi?

21. Myossbauer effekti nima?

22. Yadro tepki energiyasini tiklash yo‘llarini ayting.

23. Myossbauer effektining yadro momenti va elektromagnit to‘lqinning gravitatsiya maydonida siljishini aniqlashda qo‘llanilishini tushuntiring.

IV BOB. YADRO MODELLARI

4.1-§. Yadro modellari

Ma'lumki, atom yadrosi ikki xil nuklon — n va p lardan tashkil topgan murakkab kvantomexanik sistemadir. Nuklonlarning o'zaro ta'sir qonunlariga asoslanib, atom yadrosi xususiyatlarini bayon etish, yadro strukturasi aniqlash va har xil sharoitlarda unda sodir bo'layotgan jarayonlarni taqiq qilish yadro fizikasi bo'yicha olib borilayotgan ilmiy-tadqiqot ishlarining asosiy vazifasini tashkil qiladi.

Ikki nuklon orasidagi o'zaro ta'sir etuvchi kuch to'g'risida ma'lumot olishning bevosita usuli nuklonni nuklonda sochilishini o'rganish va 2H ning xususiyatlarini tahlil qilishdan iboratdir.

Hisoblashlar uchun ikki nuklon orasida ta'sir etuvchi kuchning kattaligini emas (fazoviy, spin, izospin), koordinatalar funksiyasi potensial energiyasini bilish kerak bo'ladi. Biroq yadro potentsiali Kulon va gravitatsion potentsiallariga nisbatan ancha murakkab.

Garchi hozircha yadro potentsialini analitik ravishda ifodalash mumkin bo'lmasa ham, uning ayrim xususiyatlari haqida yetarlicha ma'lumotga egamiz. Yadro potentsiali sferik simmetriyaga ega emas. Bunga 2H ning kvadrupol momentga ega bo'lishi misoldir. Yadro potentsiali chekli radiusga ega. U $0,5 \cdot 10^{-15}$ m dan kichik masofalarda chuqurligi bir necha 10 MeV bo'lgan tortishish potentsiali potentsial o'ra bilan almashinishi mumkin.

Yadro kuchlari atomlarni molekullalarda birlashtirib turuvchi kimyoviy kuchlarga nisbatan million marta katta bo'lsa ham, ta'sir radiuslari kichik bo'lganligidan ular nisbatan zaif tuyuladi. Nima uchun shunday ekanligini tushunish uchun R masofadagi ikkita bog'langan zarra $2R > \lambda$ de-Broyl to'liq uzunligiga ega bo'lsin:

$$\lambda = \frac{\hbar}{\mu_0 \mathcal{G}},$$

bunda \mathcal{G} – zarraning nisbiy tezligi, μ – keltirilgan massa,

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, 2R \geq \lambda \text{ boshqacha yozsak } \mu \vartheta \geq \frac{\hbar}{2R}. \text{ Zarraning kinetik}$$

energiyasi :

$$(\mu \vartheta)^2 \geq \left(\frac{\hbar}{2R} \right)^2;$$

$$\frac{1}{2} \mu \vartheta^2 = \frac{\hbar^2}{8\mu R^2} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot \frac{1}{2} (1,67 \cdot 10^{-27})(2,4 \cdot 10^{-13})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 71 \text{ MeV}$$

Shunday qilib, yadro kuchlarining ta'sir radiusi chegarasida bo'lishi uchun ikki nuklonning kinetik energiyasi eng kamida 71 MeV bo'lishi kerak. Bu nuklonlarni ushlab turuvchi potensial o'raning chuqurligidan ancha katta.

Demak, ${}^2\text{H}$ – uyg'ongan holatda bo'lolmaydi. $\Delta E = 2,2 \text{ MeV}^2 H$ ning proton va neytronlari deyarli yarim vaqtini yadro kuchlari ta'siri sohasidan chetda o'tkazadi.

Yadro potentsiali sistemaning holatiga bog'liq. Masalan, deytрон ${}^2\text{H}$ spini $I = 1$ mavjud, $I = 0$ mavjud emas. Nisbiy harakat miqdoriga ham bog'liq harakat miqdori momenti h juft qiymatida tortishish kuchlari bor, toq qiymatida bunday kuchlar yo'q. Nuklonlarning sochilishi potensial energiyaga nuklonlar spin vektorlarining nisbiy joylashishiga va sistemaning orbital harakat miqdori momentiga bog'liqligini ko'rsatuvchi had bo'lishligini talab qiladi. Spin orbital bog'lanish borligini bildiradi.

Yadro potentsiali almashinuv xarakteriga ega. Xuddi kimyoviy bog'lanish ikki atom orasidagi elektronlarning almashinuvi kabi yadro kuchlarini ikki nuklon orasidagi biror zarra vositasida bo'ladi deb qarash kerak. Bundan nuklon murakkab deb qaramaslik lozim. Yapon olimi Yukava bo'yicha almashinuv virtual zarralar bilan deb qaraladi. Virtual zarralarning paydo bo'lishi energiya saqlanishi zarra yashash vaqtining juda qisqaligi bilan tushuntiriladi.

Geyzenberg noaniqlik prinsipi ko'rsatishicha $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, zarraning

$$\text{yashash vaqti: } \Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc^2}, \text{ ta'sir radiusi } R \cong c\Delta t \geq \frac{\hbar}{mc}.$$

Nuklonlarning o‘zaro ta’sirlashuvida yadro maydonida massasi $\sim 270m_e$ bo‘lgan zarra hosil qiladi. Hozirgacha bunday maydonning to‘la nazariyasi mavjud emas, biroq taqribiy nazariyalar tadqiqotlar olib borishda muhim qurol bo‘lib hisoblanadi.

Shunday qilib, mavjud bo‘lgan tajriba dalillari nuklonlararo o‘zaro ta’sir potensialining yagona shaklini tanlab olishga imkon bermadi. Hatto ikkita erkin nuklon uchun ham o‘zaro ta’sir potentsiali to‘la aniq emas. Hozirgi kvant mexanikasi apparatining murakkabligi yadro xususiyatlarini yetarli darajada tahlil qilish uchun imkon bermaydi. Yadro xarakteristikalarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto $A = 5$ bo‘lgan yengil yadrolarga ham yetmaydi.

Shu sababli, hozircha yadro xususiyatlarining barcha ta’sirlarini hisobga olgan hisoblashning iloji yo‘q. Real yadroning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatdan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarning xususiyatlarini hisoblashga to‘g‘ri keladi. Yadro modeli tajriba natijalariga asoslangan holda tanlab olinadi, so‘ngra bu modelga mos keluvchi turlicha taxminlar ishlab chiqiladi. Demak, birgina fizik jarayonni bayon qilish uchun turlicha modellar mavjud bo‘lishi mumkin.

Yadroning xususiyatlarini hisoblash mumkin bo‘lishi uchun model yetarli darajada sodd bo‘lishi shu bilan birga hech bo‘lmaganda u real yadrolarning xususiyatlarini taxminan aks etishi lozim. Har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo‘lgan bilimlarning xulosasi va umumlashuvidan iboratdir. Har qanday model yadro xususiyatlarini to‘la aks ettira olmaydi. Shuning uchun har bir modelning qo‘llanish chegarasi mavjud. Model tadqiqotlarni davom ettirishda asosiy yo‘nalishni ko‘rsatadi va har xil xossalarni ma’lum nuqtai nazarda turib bir–biri bilan bog‘lanishga imkon beradi.

Yadro modellari ikki xil boshqa-boshqa yo‘nalish asosida yaratilgan.

Birinchi yo‘nalish «Kuchli o‘zaro ta’sir modellari». Bu modelga ko‘ra, yadro o‘zaro kuchli ta’sir etuvchi va o‘zaro kuchli bog‘lanishda bo‘lgan zarralar ansambli deb qaraladi. Moddalarning bu guruhiga «Suyuq tomchi modeli», «alfa zarra model», «birikma yadro modeli» mansubdir.

Ikkinchi yo‘nalish «erkin zarralar modellari», bunda har bir nuklon yadroning boshqa nuklonlarning o‘rtachalashtirgan maydonida deyarli

bog'liqsiz erkin ravishda harakatlanadi. Bu guruhga fermigaz, qobiqli, umumlashgan yoki kollektiv modellar kiradi.

4.2-§. Tomchi modeli

Tomchi modeli eng dastlabki modellardan biridir. Bu modelni atom nazariyasining asoschilaridan daniyalik olim Nils Bor taklif qilgan. Yadro xususiyatlarini o'rganish bo'yicha olib borilgan tajribalar yadroning ko'pgina xususiyatlari suyuq tomchi xususiyatlariga o'xshashligini ko'rsatadi. Jumladan, qaralayotgan suyuqlik zichligi o'zgarmas, suyuqlik siqilmaydi. Suyuqlik hajmi uning miqdoriga proporsional ravishda o'trib boradi. Xuddi shuningdek, yadro zichligi juda katta ($\sim 10^{14}$ g/sm³) bo'lib, siqilmaydi, yadro hajmining undagi nuklonlar soniga proporsional ($R = R_0 A^{1/3}$;

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A) \text{ va turli yadrolarda nuklonlar o'rtacha bog'lanish}$$

energiyasi taxminan doimiy ($\varepsilon = 8$ MeV), yadro kuchlari ham suyuqlik molekulari orasidagi ta'sir kuchlariga o'xshash to'yinish xususiyatiga ega. Suyuqlik bug'i kondensiyalashuvida bug'lanish issiqligini chiqargani kabi yengil yadrolar sintezida solishtirma bog'lanish energiyalari farqiga to'g'ri keluvchi energiya ajraladi.

Tomchi modelida yadro zichligi bir xil ekanligi to'g'risidagi eksperimental ma'lumotlarga asoslangan. N. Bor yadrodagi nuklonlarning harakati suyuqlikdagi atom va molekularning harakatiga o'xshaydi, deb faraz qiladi. Suyuqlikning tashqi ta'sirga uchramagan tomchisi sirt taranglik tufayli sfera shaklida bo'ladi.

Tomchi modeli yadroning massasi va bog'lanish energiyasining yarim emperik formulasini chiqarish, yadrolarning zarralarni chiqarish va bo'linishiga turg'unligini aniqlash va shuningdek, bu jarayonlarda ajraladigan energiyalarni hisoblash imkoniyatlarini beradi.

Model yadroning neytronlar, protonlar va alfa zarralar bilan ta'sirlashuvida yuzaga keladigan ayrim xususiyatlarni tushuntiradi. Xususan, bu model yordamida neytron yadro bilan to'qnashib, yadroga yutiladi va gamma-kvantlar chiqishini tushuntiradi. Nuklonlarning yadro ichida nihoyatda katta zichlikka ega bo'lishi va yadro ta'sirlarining kuchligi tufayli neytron o'z

energiyasini boshqa nuklonlarga beradi, ya'ni izotop hosil bo'ladi, neytron energiyasi yadroda taqsimlanadi. Yadro nuklonlarining tezligi ortadi, uyg'ongan holatga o'tadi. Shuning uchun uyg'ongan yadroni qizdirilgan

tomchi deyish mumkin: $T = \frac{E}{k}$. Agar nuklon $E \approx 10$ MeV bilan kirs (10^7

eV = $1,6 \cdot 10^{-5}$ erg), uyg'ongan yadroning temperaturasi:

$$T = \frac{E}{k} = \frac{1,6 \cdot 10^{-5} \text{ erg}}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1}} \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ grad-ekvivalent}$$

Tomchi modeli yadroning kollektiv harakatini tushuntiradi. Yadro tomchi ichida sirt tebranishlari, siqilishi mumkin bo'lgan modda uchun zichlik tebranishlar bo'lishi mumkin. Yadro tomchi muvozanat holatida R radiusli sferik shaklga ega bo'ladi. Yadro tomonidan yutilgan nuklon uning sferik shaklini buzadi, yadro deformatsiyalanadi. Sirt taranglik yadro shaklini qayta tiklovchi kuch rolini o'ynaydi. Natijada yadro-tomchi sirtida to'lqin uzunligi

$\lambda = \frac{R}{l}$ bo'lgan sirt to'lqinlari vujudga keladi (1-tomchi sirtidagi to'lqin

do'ngliklarining soni).

Kinetik va potensial energiyalar ifodasidan ($l \gg 2$ da) to'lqin chastotasi

$$\omega_l^2 = \frac{4\pi\sigma l^3}{3M}$$

(M – yadro massasi, s — sirt taranglik koeffitsienti), $s = 10^{20}$ erg/sm²,

$$E_\sigma = 4\pi\sigma R^2 A^{2/3} = U_\sigma A^{2/3}.$$

Yadro tomchi tebranma energiyasi:

$$\hbar\omega_l \approx \left(\frac{U_\sigma}{3MR^2} \right)^{1/2} \hbar l^{3/2}.$$

Tomchi modeliga ko'ra, yadroning sirt tebranma energiyasini yadroning qo'zg'algan (uyg'ongan) holatlari energiyasi deb qarash mumkin. Hamma juft-juft yadrolar birinchi uyg'ongan holatining xarakteristikasi 2^+ . Birinchi uyg'ongan holatda bir foton, ikkinchisida ikki foton va h.k. Spinlari 1 va 3

bo'lgan holatlar taqiqlangan. 4.1-rasmda yadrolarning tebranma uyg'ongan energiya sathlarining nazariy sxemasi keltirilgan.

N=3	E=3h W	_____	0* 2* 3* 4* 6*
N=2	E=2h W	_____	0* 2* 4*
N=1	E=h W	_____	2*
N=0	E=0	_____	0*

4.1-rasm.

Real yadrolar haqiqatan ham tebranma modelning oldindan aytgan tavsiflariga mos spektrga ega.

Tomchi modeliga asoslanib Vayszekker deyarli barcha yadrolar uchun tajribalarga qanoatlanarli ravishda to'g'ri keladigan yadro bog'lanish energiyasining yarim emperik formulasini yaratdi.

Tomchi modeliga ko'ra, izobar yadrolarda β -yemirilishga nisbatan β -turg'unlik shartini va β -yemirilish turlarini ko'rsatish mumkin. Bulardan tashqari, bu model asosida yadrolarning bo'linishini tushuntirish oson. Masalan, yadrodagi protonlar kulon o'zaro ta'sir energiyasining sirt deformatsiyasiga ta'siri Z ning katta qiymatlarida sezilarli bo'ladi.

Agar protonlarning kulon energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta

bo'lsa, $\frac{E_{\kappa}}{E_{\sigma}} \geq 2$ shartni qanoatlantiradigan yadro sirt deformatsiyalariga nisbatan barqaror bo'lolmay qoladi va o'z-o'zidan ikki bo'lakka parchalanib

ketadi. Yadroning bo'linishiga nisbatan barqarorlik sharti $\frac{Z^2}{A} < 46,52$ tajriba natijalariga mos keladi.

Shunday qilib, tomchi modeli yadroda tebranma holatlarni, β -yemirilishga nisbatan turg'unlik shartlarini, yadro bog'lanish energiyalarini, yadroning bo'linish shartlarini yaxshi tushuntiradi, lekin magik yadrolar, yadroning uyg'ongan holat xossalarini tushuntira olmaydi.

4.3-§. Fermi gaz modeli

Yadroni tashkil qilgan nuklonlar spinga ega va Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Mazkur modelda yadroni tashkil qilgan har bir zarra yadroning boshqa nuklonlari tomonidan hosil qilingan o'rtacha maydonda deyarli mustaqil harakat qiladi deb hisoblanadi. Mustaqil harakat deganda, zarraning yadro ichidagi o'rtacha erkin yugurish yo'li yadroni diametriga yaqin bo'lishi tushuniladi. O'zaro kuchli ta'sirlashadigan nuklonlar deyarli o'zaro ta'sirlashmaydigan zarralardan tashkil topgan gaz deb qabul qilish mumkin. Yadrodagi nuklonlar fermion bo'lib, bir vaqtning o'zida bir xil harakatga ega bo'la olmaydi, ya'ni aynan bir holatda, bir energetik sathda spin yo'nalishlari bilan farq qiladigan faqat ikkita proton yoki ikki neytron bo'lishi mumkin, xolos. Mikrozarralarning Pauli prinsipiga amal qiluvchi va hamma pastki sathlarni to'liq to'ldiruvchi bunday sistemani **aynigan Fermi – gaz** deb ataladi. Aynigan Fermi = gaz nuklonlar o'rtasida kuchli o'zaro yadro ta'siri bo'lishiga qaramasdan nuklonlarning to'qnashuvi taqiqlanadi va ular xuddi o'zaro ta'sir juda kichik bo'lgandagidek, o'zlarini erkin tutadi. Aslida esa qandaydir bitta nuklon ikkinchisi bilan to'qnashuvi va o'zining energiya va impulsining bir qismini ikkinchi nuklonga berishi mumkin. Bu holda ikki nuklon bo'shroq va yuqoriroq sathga o'tishi mumkin. Birinchi nuklon esa energiyasi pastroq sathga o'tadi. Ammo pastki sathlar Pauli prinsipiga asosan band bo'ladi. Bu shuni ko'rsatadiki, birinchi va ikkinchi nuklonlar orasida to'qnashuv bo'lmaydi, Pauli prinsipi to'qnashuvni taqiqlaydi. Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli prinsipiga ko'ra, yadroning o'rtacha maydoni hosil qilgan potensial o'rada eng pastki sathdan tortib, Fermi energiyasi sathigacha bo'lgan sathlarni ketma-ket egallaydi:

$$E_F = \frac{P_F^2}{2M}.$$

Kvant mexanikasida impulsning fazosida holatlar zichligi:

$$\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \frac{4V}{\hbar^2}.$$

p dan p+dp gacha impulsli nuklonlar: $dn = \frac{64\pi^2}{3(2\pi\hbar)^3} R_0^3 p^2 dp.$

A ta nuklon uchun: $A = \frac{64\pi^2 R_0^3}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^{P_F} P^2 dp = \frac{64\pi^2 R_0^3}{9(2\pi\hbar)^3} P_F^3.$

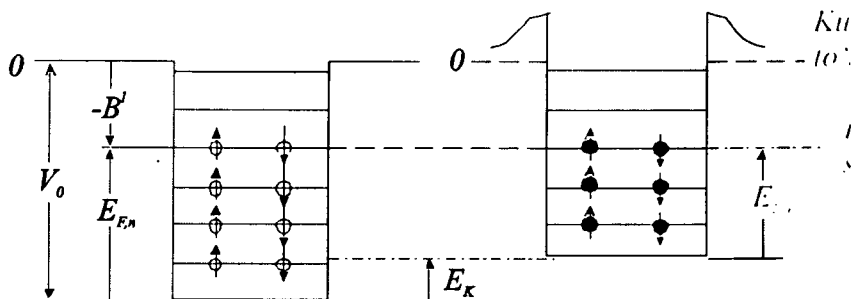
Maksimal impuls: $P_F = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0}.$

Yadro nuklonlari noldan boshlab Fermi energiyasigacha bo‘lgan sathlarni egallaydi. Uyg‘ongan holatlar energiyasi energiyaning ana shu qiymatidan boshlab hisoblanadi.

Proton va neytronlar uchun Fermi impuls $P_F'' = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0}$, kinetik

energiyasi: $E_F'' = \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{ MeV}.$

Agar proton va neytron massalari orasidagi kichkina farqni hisobga olmasak, yadro barqaror bo‘lishi uchun eng yuqori proton va neytron holatlarning energiyalari bir xil bo‘lishi kerak. Og‘ir yadrolarda neytronlar soni protonlar soniga qaraganda ancha kattadir (4.2-rasm).



4.2-rasm.

Yadroda tortuvchi markaz bo'lmada, nuklonlarning o'zaro tortishishi natijasida ular sistemaning inersiya markazi atrofida to'plangan bo'ladi. Bunda yadroning siqilishiga nuklonlarning yaqin masofalarda o'zaro itarilish ta'sirlari qarshilik qiladi.

Agar yadrodagi nuklonlar harakatining real ta'sirini vaqtincha soddalashtirib, nuklonlararo kuchlar nuklonlarni yadro hajmida faqat ushlab turadi, deb hisoblasak, u holda yadro strukturasi tasvirlash masalasi alohida sathlar yoki nuklonlar harakatlanadigan orbitalarning energiyalari va boshqa kvant xarakteristikalarini aniqlashdan iborat bo'ladi. Buning uchun bir nuklonning to'liq funksiyasi uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bu tenglamada potensial energiya operatori yoki potensial yadroda ma'lum sondagi nuklonni ushlab turishni ta'minlash lozim.

4.4-§. Qobiqli model

Qator o'tkazilgan tajribalar yadrolar xususiyatlari massa sonining o'zgarishi bilan davriy o'zgarishi ko'rsatdi. Nuklonlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo'lgan yadrolar barqaror tabiatda ko'proq tarqalgan, bog'lanish energiyalari va uyg'onish energiyalari yuqori, reaksiya effektiv kesimi kichik, radioaktiv oilalar yemirilib, shu yadrolarga kelib to'xtaydi (barqarorlashadi). Bundan tashqari, elektr kvadrupol momentlari nol bo'ladi. Bu sonlarga **magik sonlar**, yadrolarga **magik yadrolar** deb ataladi.

Bog'lanish energiyasining nuklonlar soniga ko'ra, o'zgarishi ${}^1_1H, {}^2_1H, {}^3_2He, {}^4_2He$ dastlabki uchta yadroga nuklon qo'shilish energiyalari 2,2; 5,5; 20,6 MeV magik yadroga eng katta. Lekin 4_2He ga yana bir nuklon qo'shilsa energiya manfiy 5_2He uchramaydi.

Tabiatda tarqalishi: ${}^{40}_{20}Ca$ tabiiy aralashmaning 97% ini tashkil etsa, ko'shni ${}^{36}_{18}Ar$ — 0,3%, ${}^{44}_{22}Ti$ esa tabiatda uchramaydi. Yoki tabiiy radioaktiv qator $Z = 82, N = 126$ bo'lgan ikki marta magik yadro ${}^{208}_{82}Pb$ ga kelib to'xtaydi. Yadrolar elektr kvadrupol momentlari magik yadrolarda nol bo'ladi

va keyin magik sonlardan so'ng kvadrupol moment ishorasini o'zgartiradi va magik sondan qancha uzoqlashsa kvadrupol moment o'trib boraveradi.

Yuqorida bayon qilingan yadro xususiyatlarining davriy o'zgarishi yadrodagi nuklonlar ham atom elektronlari qobiqda harakatlanganliklari kabi qobiqlarda harakatlanadilar deyishlik imkonini beradi.

Qobiqli modelning mualliflari M.G.Mayer (1906 — 1972), O.Xankel, X.Yensen (1907 — 1973) va Zyuslar hisoblanadi.

Qobiqli modelga ko'ra, nuklonlar yadro zichligi ($\rho = 210^{14} \text{ g/sm}^3$) bo'lishiga qaramasdan, yadro ichida bir-biri bilan to'qnashmay, o'zaro moslashgan holda butun nuklonlar tomonidan vujudga kelgan yadro maydonida deyarli aloqasiz orbitalarda harakat qiladi deb qaraladi. Bunday holda atomdagi elektron harakati kabi nuklonlar harakati (n, l, j, m) kvant sonlari bilan xarakterlanadi. Proton va neytronlar alohida energiya ortishi tartibida ketma-ket energiya holatlariga joylashadi.

Eslatma: Pauli prinsipiga ko'ra, har bir proton holatida $N = 2j + 1$ tadan ortiq bo'lmagan protonlar tura oladi. Xuddi shuningdek, neytron holatida ham $N = 2j + 1$ ta neytron bo'ladi. l-moment orqali $N = 2(2l + 1)$ nuklon joylasha oladi.

Yadroda yopiq qatlamlar bor deb qarashlik uchun quyidagi shartlar bajarilishi kerak:

1. Nuklonlar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysungan bo'lishi.
2. Har bir nuklonning harakati orbital kvant soni bilan xarakterlanishi kerak. Birinchi shart bajariladi – nuklonlar femionlar Pauli prinsipiga bo'ysunadi. Ikkinchi shart hozirgacha nazariy asoslangani yo'q.

Nuklonlarning orbita bo'ylab yadroda harakat qilishligi uchun nuklonlarning erkin yugurish masofasi yadro razmeriga qariyb teng bo'lishi kerak.

Haqiqatan ham, nuklonlarning yadroda o'zaro kuchli qisqa masofada ta'sirlashuviga ko'ra, harakatlanishi nuklonlarni sferik-simmetrik maydonda bir-biri bilan aloqasiz harakatlanadilar deyish imkoniyatini beradi.

Yuqorida aytilganlardan ko'rinib turibdiki, biz tanlaydigan yadro potensialida nuklonlar tekis taqsimlanishi, ya'ni nuklonlarning markazdagi zichligi maydonning boshqa nuqtalaridagi zichligidan farq qilmasligi,

$$\left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=0} = 0 \text{ bo'lishidir.}$$

Bundan tashqari, potensial qiymati yadro chegarasiga yaqinlashganda nolga intilishi kerak:

$$\left(\frac{dU}{dr}\right) > \left|\frac{U}{r}\right|, \text{ agar } r = R$$

Yuqoridagi talablarga javob beradigan potensial to'g'ri burchakli potensial o'ra hamda garmonik ossillyatordir:

$$1) \text{ To'g'ri burchakli potensial o'ra } U(r) = \begin{cases} -U_0 = \text{const} & r < R. \\ 0, & r > R. \end{cases}$$

$$2) \text{ Garmonik ossillyator potentsiali } U(r) = \begin{cases} -U_0 \left[1 - \frac{r}{R}\right]^2, & r < R. \\ 0, & r > R. \end{cases}$$

Xususiyl holda garmonik ossillyator yechimi:

$$\varepsilon = [2(n-1) + l] h\omega_0 = n_0 h\omega_0.$$

n — tebranish kvant soni, l — orbital harakat miqdori momenti.

Xususiyl holda garmonik ossillyatorning turli holatlari yadroni energiya sathlari sistemasini beradi (4.1 va 4.2-jadvallar).

4.1-jadval

n/l	s	p	d	f	g	h	i
	0	1	2	3	4	5	6
1	0	1	2	3	4	5	6
2	2	3	4	5	6	7	8
3	4	5	6	7	8	9	10
4	6	7	8	9	10	11	12

Bu yerda n -son sathlar tartib raqami, l — orbital kvant soni, magnit kvant soni $m-1$ dan $+1$ gacha bo'lgan $2(2l+1)$ qiymatni qabul qiladi. Ossillyator holatining juftligi $\pi = (-1)^l l$ — orbital kvant soni juft bo'lsa holat juftligi juft, l — son toq bo'lsa holat juftligi toq. Har bir holat $2(2l+1)$ yoki $(n+1)(n+2)$

n	Qobiq	Juftligi	Xilma-xil karrasi	Sath nukl. to'la soni
0	1s	+	2	2
1	1p	-	6	8
2	2s, 1d	+	12	20
3	2p, 1f	-	20	40
4	3s, 2d, 1g	+	30	70
5	3p, 2f, 1h	-	42	112
6	4s, 3d, 2g, 1i	+	56	168

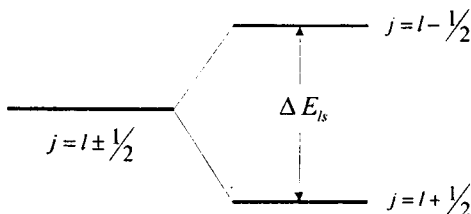
karrali turlangan (aynigan) xilma-xillik karrasiga ega bo'ladi. Jadvaldan ko'rinishicha, garmonik ossillyator uchun yadrolarda nuklonlar soni 2, 8, 20, 70, 112 va 168 bo'lganda to'liq qobiqlar vujudga keladi. Oldingi uchta son sehrli sonlarga to'g'ri keladi. Qolgan sehrli sonlarni turli potentsiallar tanlash va o'zgartirish bilan erishib bo'lmaydi. Shu vaqtga qadar energiya sathlarini faqat n, l – kvant sonlari bilan tavsiflab kelgan edik. Bu muammoni nemis olimasi M.Gippert-Mayer ta'sirlashadigan spin-orbital kuchlarni kiritishlik bilan hal qildi.

$$U_{ls} = -U(r)(ls),$$

bunda s – nuklonlar spini; $U(r)$ — nuklondan yadroning markazigacha bo'lgan masofa, r ga bog'liq funktsiya.

$$j = (l + s)^2 = l^2 + s^2 + 2(ls) \text{ dan } (ls) = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2) = \begin{cases} \frac{1}{2}l j = +\frac{1}{2}; \\ -\frac{1}{2}l(l+1); j = l - \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Har qaysi orbital moment l ga mos keluvchi sath ikkita, ya'ni nuklon spinining orbital-moment yo'nalishiga parallel ($I = l + S$) yoki antiparallel ($I = l - S$), bo'lgan holatlarga ajraladi. Bunda harakat miqdori momenti katta bo'lgan $I = l + S$ holatdan energiyasi kichik bo'ladi:



4.3-rasm.

Spin orbital ajralish l ning ortishi bilan o'trib boradi.

$l \geq 3$ qiymatidan boshlab spin-orbital ta'sirlashuv tufayli ajralgan sathlar bir qobiqda n boshqa qobiqqa o'tib ketadi.

Masalan, 3-qobiqqa $1g_{9/2}$, 4-qobiqqa $1h_{11/2}$, 5-qobiqqa $1i_{13/2}$ qo'shilishi bilan 50, 82, 126 sonlari hosil bo'ladi. Bir zarrali qobiq modeli uchun hosil qilingan energetik sathlar 4.4-rasmda keltirilgan.

Shunday qilib, qobiqli model "sehrli" sonlarni hosil bo'lishini, energetik sathlar ketma-ketligini, yadroning asosiy va qo'zg'atilgan holatlari spinini yaxshi tushuntiradi. Bu modelga ko'ra, proton va neytronlar energetik sathlarda alohida-alohida mustaqil ravishda joylashadilar.

Yadroning asosiy holatining spini proton va neytronlar soni juft bo'lganda 0 ga teng bo'ladi, toq nuklonli yadro uchun esa o'sha toq proton yoki toq neytronning to'la spini $I = l \pm S$ bilan aniqlanadi. Yadro toq-toq bo'lsa yadroning spini shu ikki toq nuklonlar momentlarining yig'indisi bilan aniqlanadi va h.k.

Masalan, ${}^{15}_7N$ yadrosini olaylik. Bu yadro spinini 7-proton holat spini xarakterlaydi, yadrodagi 8-neytron juft bo'lgani uchun spin 0 bo'ladi. Sxemaga ko'ra, 7-proton $1P_{1/2}$ holatni egallaydi, demak, – spini $I = 1/2$, orbita P holat bo'lgani uchun $l = 1$ juftligi tok, $I = 1 - S$ bo'lgani uchun orbital moment bilan xususiy moment antiparallel. Bu yadroning uyg'onish holati asosiy $1P_{1/2}$ holatga eng yaqin holat $1d_{5/2}$ bo'lishi lozim.

Bir zarrali qobiq modeliga (4.4-rasm) ko'ra, asosiy holat spini, orbita soni va xususiy momentning orbital momentga parallel yoki antiparallelligi ma'lum bo'lganda, Shmidt modeliga ko'ra, magnit momentini hisoblash mumkin.

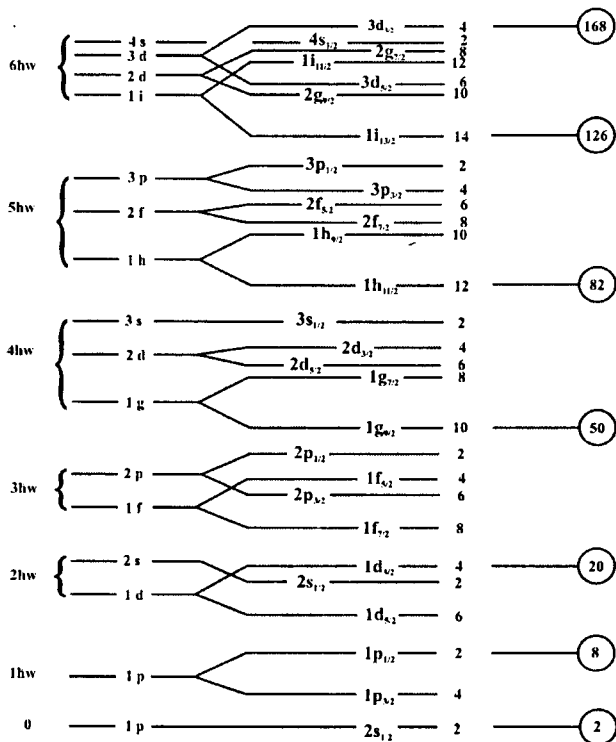
Yadroning qobiqli modeli yadrolarda uchraydigan izomer holatlarni va izomer yadrolarning to'p-to'p bo'lib, uchrashini, ya'ni "izomer orolchalar" bo'lishini tushuntiradi.

Izomer yadrolar bir xil proton, va bir xil neytron sonlariga ega bo'lishiga qaramasdan yarim yemirilish davri, to'la bog'lanish energiyasi, spinlari bilan farqlanadi.

Izomer holatlarda energiyalari yaqin, lekin kvant sonlari spin va juftliklari bir-birlaridan keskin farq qiladi. Bunday holatlar 4.4-rasmga ko'ra:

1) $2p_{1/2} - 1g_{9/2}$ holatlar o'rtasida bunga toq protonli (Z) va neytronli (N) soni 39 – 49 oralig'idagi yadrolar.

2) $1h_{11/2} \rightarrow 2d_{3/2}$, $1h_{11/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ holatlar o'rtasida N va Z 65 – 81, bo'lgan.



4.4-rasm.

3) $1i_{13/2} \rightarrow 3P_{1/2}$, $1i_{13/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, $1i_{13/2} \rightarrow 2f_{5/2}$ holatlar o'rtasida N va Z soni 101-125 soni orasida bo'lgan yadrolarda izomer holatlar kuzatiladi.

Izomer holatlar barchasida juftlik o'zgartirishi bilan elektromagnit o'tishlar multiptolligi 4-5 va undan yuqori tartibda bo'ladi.

Qobiqli modelga ko'ra, yadro beta-yemirilish ehtimolligini aniqlash mumkin.

Ma'lumki, beta-yemirilish izobar yadrolar o'rtasida ro'y beradi. Bunda dastlabki yadro xususiyatini toq proton (neytron) holati xarakterlasa, hosilaviy yadro xususiyatini neytron (proton) holati bilan xarakterlanadi.

Beta-yemirilish ehtimolligi esa bu holatlar kvant sonlarining (spin, orbita, juftlik, ...) qanchalik o'zgarishiga bog'liq. Masalan, quyidagi ikkita β -yemirilishni ko'raylik: ${}^{17}_9F_8 \xrightarrow{\beta^+} {}^{17}_8O_9$ va ${}^{123}_{50}Sn_{73} \xrightarrow{\beta^-} {}^{123}_{51}Sb_{73}$.

Birinchi β^+ -yemirilishda ${}^{17}_9F$ ning 9-protoni ${}^{17}_8O$ ning 9-neytroniga o'tadi. Qobiqli modelga ko'ra, bu ikki nuklon holatlari bir xil bo'lib, $1d_{5/2}$ bo'ladi. Bu beta o'tishdan keyin spin, orbita juftlik o'zgarmaydi. Bu xil o'tishlar o'ta ruxsat etilgan o'tishlar.

Ikkinchi ${}^{123}_{50}Sn_{73} \xrightarrow{\beta^-} {}^{123}_{51}Sb_{73}$ β^- yemirilishda qalay ${}^{123}_{50}Sn$ ning $1h_{11/2}$ holatdagi 73-neytroni, ${}^{123}_{51}Sb$ ning 51-proton holatiga mos keluvchi $1g_{7/2}$ holatiga o'tadi. Bu bilan spin $\Delta I = 2$ orbita $\Delta l = 1$ ga juftlik o'zgarishi ro'y beradi. Bu xil beta o'tish oldingiga nisbatan qiyinlashgan bo'ladi.

Yadro qobiq modelining yuqorida aytilgan yutuqlariga qaramay, uning qo'llanish sohasi juda cheklangan. U sferik yadrolar asosiy va uyg'ongan holatlarining xususiyatlarini yaxshi tushuntiradi. Bu model berk qobiq o'rtasiga mos keluvchi juft-juft yadrolarda kuzatiladigan aylanma strukturaga ega bo'lgan energiya holatlarini tushuntira olmaydi. Bunday yadrolarning elektr kvadrupol momenti, E2 xarakterdagi γ -o'tishlar ehtimolligi nazariy qiymatlarga qaraganda katta bo'lib, chiqadi. Yadro qobiq modelining bu kamchiliklari tabiiydir, chunki potensial shakli sferik simmetriyaga ega va nuklonlar o'zaro ta'sirlashmaydi, yadroning mexanik, magnit va elektr momenti oxirgi toq nuklonning momentidan iborat deb faraz qilindi. Bu kamchiliklarni hisobga olgan yadro modeli yadroning umumlashgan modeli deb ataladi.

4.5-§. Yadroning umumlashgan modeli

Nuklonlarning o'zaro ta'siri natijasida hosil bo'ladigan o'rtacha sferik simmetrik potensial alohida nuklonlarning harakati va o'zaro ta'siriga qarab o'zgarishi mumkin. Nuklonlarning o'zaro ta'siri esa to'lgan qobiqdan tashqarida joylashgan tashqi nuklonlarning miqdoriga bog'liq. Tashqi nuklonlar soni katta bo'lmaganda yadro potentsiali va shakli sferik

simmetrikligicha qoladi. Bu holda yadroning uygʻongan holatlari bir zarrali sathlardan va yadrodagi tebranishlar natijasida hosil boʻlgan energetik sathlardan iborat boʻladi. Tashqi nuklonlarning soni ortishi bilan nuklonlar harakatining yadro potensialiga taʼsiri ortadi. Yadro sferik shaklining turgʻunligi kamayadi. Nihoyat, tashqi nuklonlar soni yetarlicha katta boʻlganda yadroning sferik simmetrik shakli turgʻun boʻlmay qoladi, yadro deformatsiyalanadi. Bunday deformatsiyalangan yadro maʼlum bir oʻq atrofida aylanishi mumkin va unda aylanish energetik sathlari hosil boʻladi. Tebranish energetik sathlari pasayadi va bir zarrali sathlar xarakteri ham oʻzgaradi. Tashqi nuklonlar soni yanada ortishi bilan ularning kollektiv harakati taʼsiri ortib, toʻla qobiqlardan tashkil topgan yadro oʻzagi ham deformatsiyalanishi mumkin.

Yadro sirti aylanuvchi ellipsoid shakliga ega boʻlgan hollar uchun Nilson eneriya sathlarini nisbiy joylashishida kutilishi mumkin boʻlgan oʻzgarishlarni qobiq modeli asosida hisoblab chiqdi. Sferik simmetrik potensialdan nosferik potensialga oʻtganda l va j kvant sonli harakatning doimiyligi saqlanmaydi. m_j – momentning yadroni simmetriya oʻqiga proyeksiyasining har bir qiymatiga mos sathlar har xil energiyaga ega boʻladi, m_j ga nisbatan aynishlik bartaraf qilinadi. Lekin simmetriya oʻqining har ikkala yoʻnalishi ham teng huquqli boʻlganidan m_j ning ishorasiga nisbatan

aynishlik saqlanadi. Deformatsiya taʼsirida har bir sath $\frac{2j+1}{2}$ sathga ajralgan va bunda m_j ning har bir qiymatiga alohida sath toʻgʻri keladi.

Ajralish kattaligi yadroning deformatsiya parametri $\beta = \frac{\Delta R}{R}$ ga bogʻliq boʻladi.

Nosferik aksial simmetriyali maydonda hosil boʻluvchi bir zarrali holatlarni Nilson hisoblagan. U biror yoʻnalishga nisbatan simmetriyaga ega boʻlgan ossilyator potensialidan foydalandi va kuchli spin orbital taʼsirni hisobga oldi:

$$U(r) = \frac{1}{2} M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + cI S + D I^2,$$

bunda

joylashtirsa bo‘ladi. Shunday qilib, yadro deformatsiyasi sathlar xilma-xilligini (turlanishini) yo‘qotadi.

Nilson sxemasi deformatsiyalangan yadrolarning spinini yaxshi tushuntiradi. Masalan, ${}^{19}_9F$ yadroning asosiy holat spini qobiq modeliga ko‘ra, $S = d_{5/2}$ bo‘lishi kerak. Nilson sxemasiga ko‘ra holatlar ajraladi.

Kichik deformatsiyaga ega bo‘lganligi uchun spini $\frac{I^+}{2}$ bo‘ladi.

4.6-§. Aylanma holatlar

Nosferik yadrolarning uyg‘onishida shakl tebranishidan tashqari, yadroning aylanma harakati ham vujudga keladi. Deformatsiyalangan yadroning to‘la spini:

$$\bar{I} = \bar{K} + \bar{\Omega}. \quad (4.6.1)$$

Bu yerda — nuklonlar momentlari yig‘indisining yadro simmetriya o‘qidagi proyeksiyasi, u yadroning asosiy holat spini I_0 ga mos keladi va juft-juft yadro uchun $I_0 = K_0 = 0$. Yadro uyg‘onganda uning spini asosiy holat spinidan farqlanadi, chunki nuklonlar holati o‘zgarib ularning momentlari yig‘indisi o‘zgaradi, demak, K o‘zgaradi.

Yadro uyg‘onganda aylanishi ham mumkin. Aylanish yadro simmetriya o‘qiga tik (perpendikular) bo‘lgan o‘q atrofida yuz beradi va yadro qo‘shimcha aylanish momenti Ω ga ega bo‘ladi.

Yadroning aylanishi tufayli K ning biror o‘zgarimas qiymatiga mos keluvchi aylanma energetik sathlar sohasi bo‘ladi. Bu aylanma sathlar energiyasi:

$$E_{avl} = \frac{\Omega^2}{2\mathfrak{I}} = \frac{I^2 - K^2}{2\mathfrak{I}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} [I(I+1) - K(K+1)], \quad (4.6.2)$$

bu yerda \mathfrak{I} — inersiya momenti.

Inersiya momenti quyidagicha aniqlanadi:

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_0 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2, \quad (4.6.3)$$

\mathfrak{J}_0 – ko‘rilayotgan yadro shaklidagi qattiq jismning inersiya momenti. Juft-juft yadro asosiy holatiga ($K = 0$) o‘tishlar qaralayotgan bo‘lsa:

$$E_{cyl} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathfrak{J}} \quad (4.6.4)$$

bunda spinlar $I = 0, 2, 4, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi. (4.6.4) ga ko‘ra, turli holatlar energiyasi:

$$E_0 = 0; E_1 = \frac{\hbar^2 \cdot 2 \cdot 3}{2\mathfrak{J}} = \frac{3\hbar^2}{\mathfrak{J}}; E_2 = \frac{\hbar^2 \cdot 4 \cdot 5}{2\mathfrak{J}} = \frac{10\hbar^2}{\mathfrak{J}}; E_3 = \frac{\hbar^2 \cdot 6 \cdot 7}{2\mathfrak{J}} = \frac{21\hbar^2}{\mathfrak{J}};$$

$$E_4 = \frac{\hbar^2 \cdot 8 \cdot 9}{2\mathfrak{J}} = \frac{36\hbar^2}{\mathfrak{J}}; E_5 = \frac{\hbar^2 \cdot 10 \cdot 11}{2\mathfrak{J}} = \frac{55\hbar^2}{\mathfrak{J}} \text{ va hokazo} \quad (4.6.5)$$

qiymatlarni oladi. Demak, aylanma sohaga tegishli aylanma holatlar uchun intervallar qoidasi deb ataluvchi quyidagi qoida bajarilishi kerak:

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 : \dots - 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \frac{55}{3} : \dots \quad (4.6.6)$$

4.6-rasmda ^{238}U yadroda aylanma sathlar sxemasi keltirilgan. Bu yadro uchun intervallar qoidasi

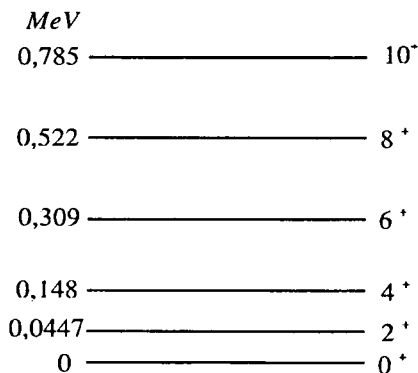
$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 = 1 : 3,32 : 6,72 : 11,7 : 17,6 : \dots \text{ yaxshi bajariladi.}$$

Aylanma holatlarni o‘rganish yadro deformatsiyasi $\beta = \frac{\Delta R}{R}$ ni aniqlash

inkonini beradi. Haqiqatan ham, tajribada (4.6.5) formuladagi $E_1 = \frac{3\hbar^2}{\mathfrak{J}}$ aylanma birinchi holat energiyasi aniqlansa inersiya momenti topiladi. (4.6.3) formuladagi \mathfrak{J}_0 ni **qattiq jismning inersiya momenti** deb,

$\mathfrak{J}_0 = \frac{2}{5}MR^2$ ni hisoblab (bu yerda R – ellipsoid o‘rtacha radiusi)

$\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_0} = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2$ nisbatan yadro deformatsiya qiymati topiladi.



4.6-rasm.

Bu usulda topilgan deformatsiya qiymati deformatsiyalangan yadrolar uchun elektr kvadrupol qiymatlarini va $E2$ o'tishlar ehtimolliklarini yaxshi tushuntiradi.

Aylanma sathlarga ko'ra, yadroning magnit momentlarini aniqlash mumkin. Yadro magnit momenti quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$\mu = g_k \cdot K + g_\Omega \cdot \Omega, \quad (4.6.7)$$

bu yerda g_k, g_Ω — o'zgarmas giromagnit nisbatlar.

(4.6.7) formula bilan hisoblangan yadro magnit moment qiymatlari tajriba natijalariga yaxshi mos keladi.

Nazorat savollari:

1. Yadro modellari turlarini aytib bering.
2. Tomchi modeliga asoslar va modelning qo'llanilishini (bog'lanish energiyasi, yadro bo'linishi, tebranma holatlari va h.k.) tushuntiring.
3. Qobiqli modelga asoslar va qobiqli modelning yadro spini, izomer holatlar, magnit momentlar, beta-yemirilish ehtimolligini hisoblashda qo'llanilishi.
4. Kollektiv model, aylanma sathlar, yadro deformatsiyalarini aniqlashda qo'llanilishini tushuntiring.

V BOB. YADROVIY REAKSIYALAR VA TEZLATGICHLAR

5.1-§. Yadro reaksiyalari

Zarra bilan yadro yoki yadro bilan yadro yadroviy kuch ta'sir radiusi ($10^{-13}sm$) qadar yaqinlashib, o'zaro ta'sirlashishi natijasida yadro turli o'zgarishi yoki yadro zarralarining qayta taqsimlanishi mumkin. Yadroviy reaksiya deb ataladigan bunday jarayonda yadro uyg'onadi yoki yangi zarralar hosil bo'ladi.

Shunday qilib, yadroviy reaksiyani hosil qilish uchun yadrolarni katta energiyali zarralar yoki yadrolar bilan bombardimon qilish kerak. Bunday yuqori energiyali zarralar radioaktiv yemirilishda hosil bo'ladi. Masalan, alfa-radioaktiv yadrolar yemirilishda 4-9 MeV energiyali alfa-zarralar oqimi hosil bo'ladi. Kosmik nurlar tarkibida juda katta energiyali zarralar ham uchraydi. Lekin intensivligi kam bo'lganligi uchun ulardan yadroviy reaksiyalarni amalga oshirishda foydalanib bo'lmaydi.

Yadro va elementar zarralar xususiyatlarini keng o'rganishlik uchun yuqori energiyagacha tezlatib beruvchi tezlatgichlar yaratilishi juda muhim hisoblanadi.

Hozirgi vaqtda yaratilgan tezlatgichlar yordamida turli xil reaksiyalar o'tkazilmoqda.

5.2-§. Tezlatgichlar

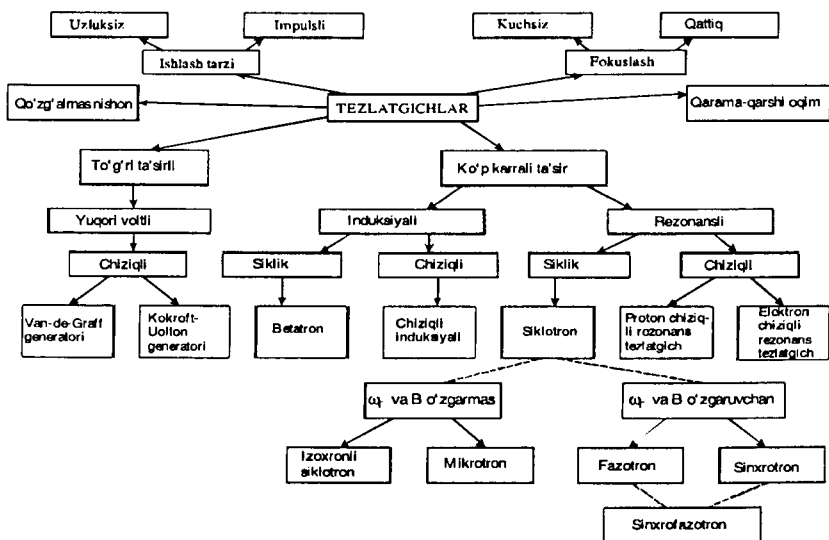
Yadro tuzilishini o'rganish, yadro reaksiyalarini amalga oshirish hamda elementar zarralar xususiyatlarini aniqlash va boshqa ko'plab muammolarni hal qilish uchun yuqori energiyagacha tezlashtirilgan katta oqimdagi zarralar dastasi talab etiladi.

Tezlatgichlar 1930-yillardan boshlab qurila boshlandi. Dastlabki tezlatgichlar energiyalari bir necha MeV bo'lsa, hozirgi vaqtda bir necha GeV energiyagacha yetkazildi. Zaryadli zarralarni tezlatish odatda elektr maydonda yoki elektr va magnit maydonlar birgalikda amalga oshiriladi.

Tezlatgichlar tezlashtiruvchi maydon turiga qarab zarralar oqimini fokuslashi, tezlashtirilayotgan zarralar xili, erishgan energiyalariga ko'ra, turlicha nomlar bilan ataladi.

To'g'ri ta'sirli tezlatgichlar zarra tezlatuvchi maydonidan o'tishda bir marotaba energiyasini oshirsa, ko'p karrali ta'sirli tezlatgichlarda esa shu maydondan zarra bir necha marotaba energiya orttirmasi oladi. Yuqori voltli tezlatgichda energiya orttirmasi potentsiallar ayirmasiga to'g'ri kelsa, induksiyali tezlatgichda magnit oqimi o'zgarishiga mos keluvchi uyurma elektr maydoni rezonans tezlatgichlarda esa yuqori chastotali o'zgaruvchi elektr maydon kattaliklariga mos keladi. Chiziqli tezlatgichlarda zarralar to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlansa, siklik tezlatgichlarda aylana yoki spiralsimon harakatlanadi.

Tezlatgichlarning turlari 5.1-jadvalda keltirilgan.



Uzluksiz oqimli tezlatgichlarda zarralar oqimi o'zgarimas bo'lsa, impulslilarida esa zarra dastasi ma'lum vaqt oralig'ida tezlashtiriladi.

Odatda tezlashtirilgan zarralar qo'zg'almas nishonga yo'naltiriladi. Qarama-qarshi oqimda tezlashtirilganda o'zaro massalar teng ma'lum impulsiga ega bo'lgan zarralar bir-biriga qarama-qarshi yo'nalishda ta'sirlashadi.

Barcha tezlatgichlarda zarralarni tezlatish jarayonida fokuslab turishlik lozim. Ko'ndalang radial va vertikal tekislik bo'yicha fokuslash magnit maydonning radius bo'yicha kamayib borishi bilan amalga oshiriladi. Bunda

magnit maydonning pasayish darajasi $0 < n < 1$ oralg'ida bo'ladi. Bu xil fokuslashga **yumshoq (kuchsiz) fokuslash** deb ataladi. Bu xil fokuslashda vakuum kamera va magnit o'lchami o'trib ketadi, natijada tezlatgich narxining juda yuqori bo'lishiga olib keladi. Juda yuqori energiyali tezlatgichlarda kuchli fokuslash usuli qo'llanilmoqda, bunda zarralar oqimi turli magnit qismlaridan o'tishda har xil ishorali katta gradient maydonga keladi. Zarralar oqimi gorizont va vertikal yo'nalishlar bo'yicha ketma-ket fokuslanib, defokuslanadi.

Rezonans tezlatgichlarda zarralar oqimi bo'ylama yo'nalish bo'yicha, ya'ni zarralar aylanish chatotasi bilan tezlashtiruvchi elektr maydon chastotalarining rezonansini ta'minlash elektr maydon chastotasini yoki magnit maydonni vaqt bo'yicha o'zgartirishlik bilan amalga oshiriladi.

Tezlatgichlarda zarralar energiyasi va zarralar oqimi intensivligi muhim xususiyati hisoblanadi. Intensivligi oqim toq kuchi $I = qN$ bilan ifodalanadi.

Siklik tezlatgichlarda tezlashtiriladigan zarralar tezlashtiruvchi maydonga takror-takror kiritilib, energiyasini oshirib boradi.

Birinchi tezlatgichlardan siklotron 1930-yilda Lourens (1901 — 1958) tomonidan qurildi.

Siklotron (sxemasi 5.1-rasmda keltirilgan) ikkita D_1 , D_2 duant, ionlar manbai, tezlashtiruvchi yuqori chastotali elektr kuchlanish manbai, magnit maydonlardan iborat. Duant magnit qutblari orasiga joylashtirilgan. Elektr maydon duantlar uchlariga beriladi. Ion (zaryadli zarralar) ion manbayidan chiqishi bilan duantning manfiy qutbiga tortilib, energiyasini oshiradi, bu ion magnit maydon ta'sirida duant ichkarisida yarim aylana shaklida aylanadi, yarim davr $T/2$ oralg'ida qarama-qarshi duant chegarasiga keladi, bu paytda duant ishorasini o'zgartiradi, yana energiyasini oshiradi va h.k. Shunday qilib, siklotronda ion (zarra) rezonans energiyasini orttirib borishi uchun elektr maydon chastotasi ion (zarra)ning duant ichida aylanish chastotasiga mos kelishi talab etiladi.

Siklotronda elektr maydon ion (zarra)ga tezlanish beradi:

$$F_E = eZE \cdot 10^7 \text{ dina}, \quad (5.2.1)$$

bunda eZ – ion zaryadi, E – elektr maydon kuchlanganligi, magnit maydoni esa ion (zarra) larni egadi (buradi):

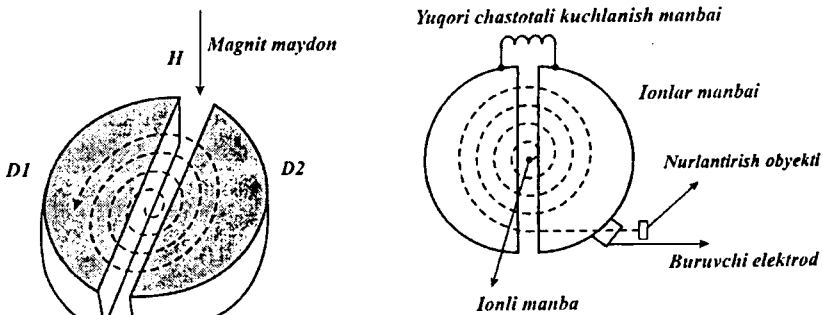
$$F_H = 0,1eZ \vartheta H, \quad (5.2.2)$$

bunda g – zarra tezligi, H – magnit maydon kuchlanganligi.

Ma'lumki, egri chiziqli harakatda markazdan qochma kuch vujudga keladi:

$$F_{mq} = \frac{m g^2}{R}. \quad (5.2.3)$$

Tezlashtirilayotgan ion (zarra) orbitada aylanib energiyasini oshirib borishligi uchun (5.2.2) va (5.2.3) kuchlar o'zaro teng bo'lishi kerak:



5.1-rasm. Siklotron. Siklotronda ionlar harakati.

$$0,1e g H = \frac{m g^2}{R}, \text{ bundan } 0,1e Z H = \frac{m g}{R}. \quad (5.2.4)$$

$\frac{g}{R} = \omega$ ekanligini e'tiborga olib:

$$\omega = \frac{0,1e Z H}{m} \quad (5.2.5)$$

(5.2.5) – zarraning duantda aylanish chastotasi ω_z ni ifodalaydi. Siklotronda ion $T/2$ davr ichida energiyani oshirib spiralsimon harakat qiladi. Rezonans ravishda energiyani oshirib borishligi uchun zarra aylanish chastotasi ω_z har doim tezlashtiruvchi generator chastotasi ω_g ga teng bo'lishi kerak. Tezlashtiruvchi elektr maydon kuchlanishi 100 kV bo'ladi.

Siklotronda zarra maksimum energiyasi tezlatuvchi maydon kattaligiga bog'liq bo'lmasdan, magnit maydon kuchlanganligi H va radius R ga bog'liq. Haqiqatan ham, $v = \omega R$, kinetik energiya:

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2 R^2 = \frac{1}{2} \frac{(eHR)^2}{mc^2}. \quad (5.2.6)$$

Agar $H = 15 \text{ kH}$, $R = 0,4 \text{ m}$ bo'lsa, proton tezlashtirilsa ($m_p c^2 = 938 \text{ MeV}$), siklotronda protoning maksimum kinetik energiyasi:

$$E = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,5 \cdot 10^4 \cdot 40)^2}{2 \cdot 938 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ erg} = 17 \cdot 10^6 \text{ eV} = 17 \text{ MeV}.$$

Siklotronda zarralar energiyasini cheksiz oshira borish mumkin emas, chunki zarra energiyasi ortishi bilan massasi relyativistik o'trib, zarraning aylanish chastotasi ω_z kamayishiga olib keladi, natijada tezlashtiruvchi maydon chatotasi ω_H orasidagi moslikni buzilishiga, rezonans yo'qolishiga olib keladi.

(5.2.5) ifodadan ko'rinadiki, siklotron yengil zarralarni (elektron) tezlashtirishga yaroqsiz, chunki yengil zarra massasi tezda relyativistik o'trib ketadi. Siklotron proton, alfa-zarra, og'ir ionlarni tezlashtirishga xosdir.

5.2.1. Sinxrosiklotron

Sinxrosiklotron – siklotronning modifikatsiya qilingan varianti. Bunda siklotrondan farqli ravishda tezlashtiruvchi elektr maydon chastotasi zarra aylanish chatotasining kamayishiga mos ravishda kamayib boradi.

Tezlatish jarayonida zarralar barqaror oqimini avtomatik ravishda hosil qilish avtofazirovka prinsipini 1944 — 1945-yillarda V.I.Veksler (1907 — 1966), Mak-Millan (1907-y.t.) ishlab chiqishdi.

Zarra aylanish chastotasi kamayishi avval bayon qilinganidek, massasining relyativistik ortishi va magnit maydonning birmuncha kamayishi sababidan sinxrosiklotron impuls tarzida ishlaydi, zarralar oqimi intensivligi siklotrondagidan birmuncha kichik, bu tezlatgich ham og'ir zaryadli zarralar proton, deytron, alfa, ionlarni 1 GeV energiyagacha tezlashtiradi.

Sinxrosiklotronda zarra tezlashtiruvchi kamera markazidan chetlarigacha spiralsimon aylanib boraveradi. Energiyasi ortishi bilan kamera o'Ichami ham o'trib boradi, kameraning to'la hajmi magnit qutblari orasida joylashgan bo'ladi, bu esa ko'p tonnalab temir elementini bo'lishligini talab etadi, qurilma tannarxining keskin o'trib ketishiga olib keladi.

5.2.2. Sinxrofazotron

Sinxrosiklotronda zarra maksimum energiyasi $W \sim 1$ GeV dan oshmaydi, chunki tezlashtiruvchi elektr maydoni chastotasining keskin kamayishi imkon bermaydi. Bundan tashqari zarra orbitasi o'trib borishi bilan magnit maydoni kamayishi juda katta radiusni tashkil etadi. Masalan: sinxrosiklotronda zarra energiyasi $W = 10$ GeV bo'lsa, magnit maydon H kamayishi 20%, dastlabki $H_0 = 18000$ erst dan $H = 14500$ erst gacha kamayadi, radiusi $R = 25$ m bo'lib, magnit og'irligi $\sim 1,5 \times 10^6$ t bo'ladi. Shuning uchun energiyasini oshirishning boshqa usuli sinxrofazotronda zarrani o'zgarmas radiusda tezlatishdir.

Sinxrofazotronda zarrani o'zgarmas radiusda tezlatish uchun

$$R = \frac{\sqrt{W(W + 2E_0)}}{300ZH} = \text{const} \text{ bo'lishi kerak, ya'ni energiya ortishi bilan}$$

magnit maydon kuchlanganligi H ham o'trib borishi lozim.

Sinxrofazotronda zarra aylana halqada va to'g'ri chiziqli harakatda qatnashadi, tezlashtiruvchi rezonator halqa va to'g'ri chiziqli bo'laklar orasiga joylashgan.

Tezlashtirilayotgan zarralar o'zgarmas orbitada harakatlanishi uchun orbitaga yetarli darajada tezlashtirilib injeksiya (purchash) qilinadi. Sinxrofazotrongin maksimum energiyasi injeksiya energiyasiga bog'liq:

$$\frac{W_i(W_i + 2E_0)}{H_i^2} = \frac{W(W + 2E_0)}{H^2}, \quad (5.2.7)$$

bu yerda W_i – injeksiya energiyasi, W – sinxrofazotron maksimum energiyasi, H lar mos ravishda magnit maydon kuchlanganligi.

$W_i \ll W$ ekanligini e'tiborga olib (5.2.7) ifodadan:

$$W_i = \frac{W(W + 2E_0) H_i^2}{2E_0 H^2} \quad (5.2.8)$$

kelib chiqadi.

Injeksiya energiyasi qancha ortsa, sinxrofazotron energiyasi kvadratik marotaba o'trib boradi.

Hozirgi vaqtda ko'plab sinxrofazotronlar ishlab turibdi, masalan, AQSH, Bataviyada 500 GeV energiyali, kelajakda maksimum energiyasini 1000 GeV gacha oshirmoqchi, Serpuxovda 76 GeV'li, kelajakda energiyasini 3000 GeV gacha yetkazishlikni rejalashtirgan.

5.3-§. Detektorlar

Zarralarni qayd qilish detektorlar yordamida amalga oshiriladi.

Detektorlarni ikkita toifaga – hisoblagichlar va zarralar izlarini hosil qiluvchilarga ajratish mumkin. Zarralar hisoblagichlarda elektr impulsi hosil qilishga, bu bilan zarralar oqimini, massa, zaryad, tezlik va energiyalarini va h.k. aniqlash mumkin.

Izli detektorlarda zarra izini, harakat yo'nalishini boshqa zarra, yadrolar bilan to'qnashuv jarayonlarini, yemirilish va boshqa ko'plab ta'sirlashuv xususiyatlarini aniqlash mumkin. Zaryadsiz zarralar muhit bilan ta'sirlashganda ionizatsiya hosil qilmaydi, bu zarralarni ta'sirlashuvida hosil bo'luvchi ikkilamchi zaryadli zarralarga ko'ra, qayd qilinadi.

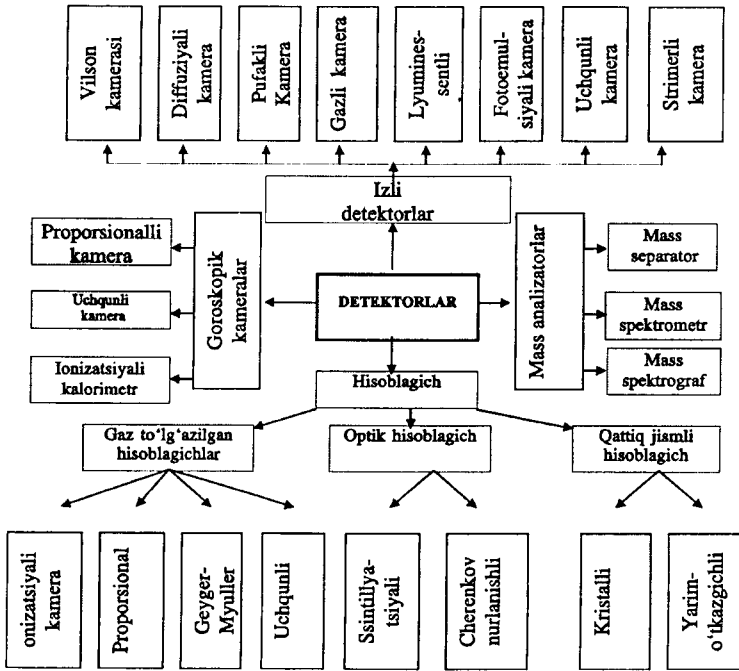
Hisoblagich detektorlarga – ionizatsiyali kamera, proporsional, Geyger–Myuller, ssintillyatsiyali, Cherenkov hamda yarimo'tkazgichli hisoblagichlar, izli detektorlarga – Vilson, pufakli kameralar, qalin qatlamli fotoemulsiya, keng'oraliqli uchqunli kamera va strimerli kameralar kiradi.

Hisoblagich detektorlarning asosiy xususiyatlari:

1. Effektivligi – hisoblagichda qayd qilingan zarralar sonining hisoblagichga kelib tushgan zarralar soniga nisbati foiz hisobida:

$$\varepsilon = \frac{N_k}{N_T} 100 \% , \text{ bu yerda } \varepsilon \text{ -- effektivlik, } N_k \text{ -- hisoblagich qayd qilgan}$$

5.2-jadval



zarralar soni, N_T – hisoblagichga kelib tushgan zarralar soni.

2. Vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati – bu shunday vaqt oralig'i, bu vaqtda detektorga kelib tushgan zarralarni alohida-alohida ajrata olish uchun kerak bo'lgan minimum vaqtdir.

3. Energiya ajrata olish qobiliyati.

Izli detektorlar xususiyatlari:

1. Effektiv hajm – effektiv hajm ortsa zarra izlari va yemirilish jarayonlari izlari to'la joylashadi. Kameradan chiqib ketmaydi.

2. Vaqt birligida ishchi sikl soni. Detektor qancha tez ishchi holatiga qaytsa shuncha yaxshi.

3. Sezgirliigi. Eng kichik ionlashtirishlarni seza olishi.

4. Boshqarilishi.

5. Tajriba natijalarani yengil va tezda qayta ishlash. Masalan, fotografik usullarda izlarni olish va qayta ishlash uzoq muddatli qiyin ishdir.

6. Iqtisodiy ko'rsatkichi. Ayrim kameralar narxi juda qimmat, jahondagi bir nechagina laboratoriyalar ega.

Hozirgi vaqtda ko'plab detektorlar mavjud, muhim turlari 5.2-jadvalda keltirilgan.

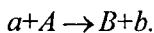
5.4-§. Yadroviy reaksiyalarda saqlanish qonunlari. Reaksiya kesimi, chiqishi

Zarralarning zarralar bilan, zarralarning yadrolar bilan, yadrolarning yadrolar bilan yadro masshtabida intensiv ta'sirlashuvi yadrolar tarkibini o'zgartishga olib kelsa yadro reaksiyalari amalga oshgan bo'ladi.

Yadro reaksiyasida energiya, impuls yadroda qayta taqsimlangan bo'ladi. Reaksiyalar kuchli, elektromagnit, kuchsiz ta'sirlashuvlarga ko'ra, amalga ortishi mumkin.

Reaksiyalar zaryadli, zaryadsiz zarralar, fotonlar ta'sirlashuvlariga ko'ra, bo'ladi.

Barcha reaksiyalar saqlanish qonunlarining bajarilishi bilan ro'y beradi.



Agar ko'p kanalli bo'lsa:

$$a + A = \left\{ \begin{array}{l} -B + b \\ -C + c \\ -D + d \end{array} \right\}.$$

Reaksiya kanallari chiqish ehtimoliyatligiga ko'ra, ularga ruxsat etilgan yoki cheklashlarga sabab bo'ladigan kvant xarakteristikalarini aniqlash imkonini beradi.

Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari to'la bajarilishligi reaksiyada qatnashayotgan yadrolar va zarralar xarakteristikalarini yuqori aniqlikda aniqlash imkonini beradi (masalan: impulsi, zaryadi, juftligi va h.k.).

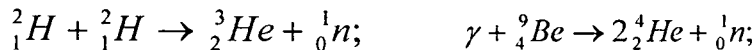
Yadro reaksiyalari ta'sirlashuv energiyasiga, reaksiyani yuzaga keltirayotgan zarraning turiga, xossalriga hamda yadroning massa soniga, reaksiyaning borish mexanizmiga, reaksiya energiyasiga va h.k.lar qarab tavsiflanadi.

Reaksiyaga kirishayotgan zarralarning turiga qarab reaksiyalarni n , zaryadli zarralar, g -fotonlar reaksiyalari deb ataladi.

Ta'sirlashuv mexanizmi nuktai nazaridan reaksiyalar ikki sinfga:

kompaund yadro hosil bo'lish va bevosita o'zaro ta'sirli reaksiyalarga bo'linadi.

1) Barcha yadro reaksiyalarida zaryad soni va nuklonlar (barion) soni saqlanadi. Masalan:



$$Z \quad 1 + 1 \rightarrow 2 + 0;$$

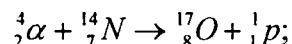
$$Z \quad 0 + 4 \rightarrow 4 + 0;$$

$$B \quad 2 + 2 \rightarrow 3 + 1;$$

$$B \quad 0 + 9 \rightarrow 8 + 1.$$

Reaksiyada saqlanish qonunlari bajarilmasa, bunday reaksiya kechmaydi:

$$p + e^- \rightarrow 2\gamma;$$



$$Z \quad 1 - 1 \rightarrow 0;$$

$$Z \quad 2 + 7 \rightarrow 8 + 1;$$

$$B \quad 1 - 0 \rightarrow 0;$$

$$B \quad 4 + 14 \rightarrow 17 + 1.$$

2) Energiya va impuls saqlanadi. Yadro reaksiyalarini yopiq sistemada deb qarash mumkin, chunki atom qobig'i 10^{-8} sm, yadro razmeridan (10^{-13} sm) uzoqda va kimyoviy bog'lanish energiyasidan katta, qisqa masofada kuchli ta'sirlashuvchi nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv cheksiz kichik. Yopiq sistemada energiya va impuls saqlanadi:

$$a + A \rightarrow B + b;$$

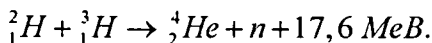
$$m_a c^2 + M_A c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + M_B c^2 + T_b + T_B; \quad (5.4.1)$$

$$E_1 + T_1 = E_2 + T_2; \quad Q = E_1 - E_2 = T_2 - T_1.$$

bu yerda $E_1 = m_a c^2 + M_A c^2$, $E_2 = m_b c^2 + M_B c^2$ tinch holat massalariga to'g'ri keluvchi energiyalar. $T_1 = T_a + T_A$, $T_2 = T_b + T_B$ - kinetik energiyalari. Q - reaksiya energiyasi.

$$Q = 0 \text{ elastik sochilish } T_1 = T_2.$$

Agar $Q > 0$, bo'lsa, $T_2 > T_1$ - ekzoenergetik reaksiya. $T_2 > T_1$ bo'lganda tinch holat energiyasi harakat energiyasiga aylanadi. Ekzoenergetik reaksiyada zarra yadro to'sig'ini yengib yadroga kira olsa yetarli. Masalan:



$Q < 0$ bo'lsa $T_2 < T_1$ endoenergetik reaksiya zarra kinetik energiyasi hisobidan tinch holat energiyasi ortadi:

Reaksiyaga kiruvchi zarralarning to'la impulsi reaksiya mahsuloti zarralarining to'la impulsiga teng bo'ladi:

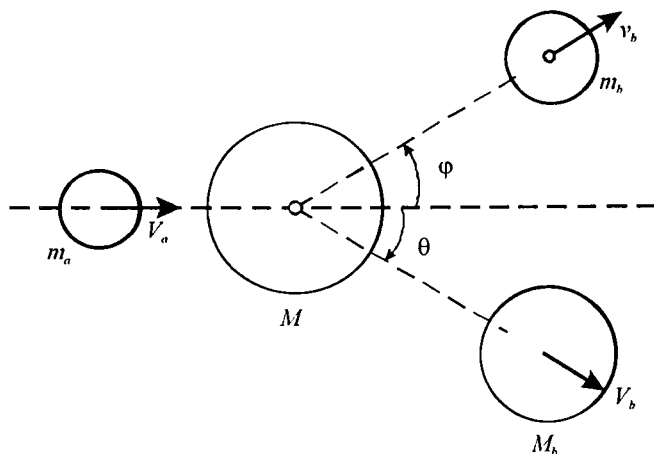
$$\vec{P}_a + \vec{P}_A \rightarrow \vec{P}_B + \vec{P}_b. \quad (5.4.2)$$

Odatda $P_A = 0$ bo‘ladi (laboratoriya sistemasiga ko‘ra). Shuning uchun:

$$\bar{P}_a = \bar{P}_B + \bar{P}_b; \frac{m_a \mathcal{G}_a^2}{2} = \frac{m_b \mathcal{G}_b^2}{2} + \frac{m_B \mathcal{G}_B^2}{2} - Q. \quad (5.4.3)$$

$$\begin{aligned} m_a \mathcal{G}_a &= m_b \mathcal{G}_b \cos \varphi + m_B \mathcal{G}_B \cos \theta; \\ 0 &= m_b \mathcal{G}_b \sin \varphi - m_B \mathcal{G}_B \sin \theta. \end{aligned} \quad (5.4.4)$$

Endotermik reaksiyada tushayotgan zarra kinetik energiyasi zarraning tinch energiyasiga aylanar ekan, tushuvchi zarra kinetik energiyasi reaksiya energiyasidan katta bo‘lishi kerak.



5.2-rasm. Impulsning x va y o‘qlariga proyeksiyalari.

Laboratoriya sistemasida $P_A = 0$ sababli, nishon-yadro va zarradan iborat sistemaning to‘la impulsi zarraning impulsiga teng:

$$\bar{P}_A = 0; \quad \bar{P}_a + \bar{P}_A = \bar{P}_a \neq 0.$$

Demak, zarra va nishon-yadro laboratoriya sistemasida harakatda bo‘ladi. Uning inersiya markazi impulsi:

$$\bar{P}_1 = (m_a + m_A) \bar{\mathcal{G}} = \bar{P}_a = m_a \bar{\mathcal{G}},$$

kinetik energiyasi

$$T_1 = \frac{1}{2}(m_a + m_A)g_1^2 = \frac{P_1^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{P_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a^2 g_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a}{(m_a + m_A)} T_a. \quad (5.4.5)$$

Zarraning kinetik energiyasi – T_a ortishi bilan uning ma'lum qiymatidan boshlab endotermik reaksiya jarayoni boshlanadi. Bu qiymatga endotermik reaksiya ostonasi deyiladi. (5.4.5) formulaga asosan, zarra kinetik energiyasining T_1 qismi sistema kinetik energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa yadro va zarradan iborat sistemaning qo'zg'alish energiyasiga, ya'ni reaksiya energiyasiga sarflanadi:

$$|Q| = T_a - T_a \frac{m_a}{(m_a + m_A)} = T_a \frac{m_A}{(m_a + m_A)}. \quad (5.4.6)$$

(5.4.6) reaksiya ostonasi deyiladi.

$$T_{a_{os}} = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q|. \quad (5.4.7)$$

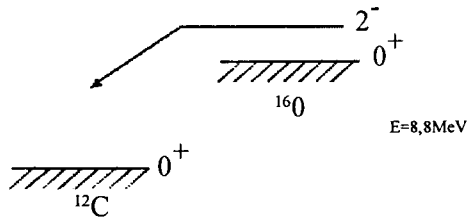
Reaksiya ostonasi qiymat jihatdan har diom reaksiya energiyasi Q dan katta. Lekin ko'p hollarda nishon-yadro massasi m_A zarra massasiga nisbatan katta bo'ladi $m_A \gg m_a$ bunday holda $T_{os} = |Q|$ bo'ladi. Fotonlar bilan bo'ladigan endotermik reaksiyada $T_{os} = |Q|$ ga teng, chunki foton uchun $m_a = 0$.

Ostona energiyasi yengil yadrolarda katta, og'ir yadrolarda kamayib boradi.

3) Yadro reaksiyalarida to'la moment va biror o'qqa proyeksiyalari saqlanishi kerak.

$$\bar{I}_1 = \bar{i}_a + \bar{I}_A + \bar{i}_{aA} = \bar{i}_b + \bar{I}_B + \bar{i}_{bB} = I_2.$$

Masalan: 2-holatdan $^{12}C(0^+)$ ga ehtimolligi juda kichik, chunki spin saqlanmaydi (5.3-rasm).



5.3-rasm.

4) Kuchli va elektromagnit ta'sirlashuv bilan bo'ladigan yadro reaksiyalarda juftlik saqlanadi:

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}}.$$

Masalan: $\pi^- + {}^2_1H \rightarrow n + n$.

Bu reaksiyadan deytron spini va juftligi $l_{\pi} = 1^+$; π -mezon juftligini aniqlash lozim. π -mezon plastinkaga tushib sekinlashib deyteriy K-orbitasiga yutiladi. K-orbitada joylashib deytron bilan reaksiyaga kirishadi. Shunday qilib, reaksiyagacha dastlab spinlar yig'indisi $I_0^y = 1$ faqat deytron spinigagina teng.

Reaksiyagacha to'la juftlik π -mezon va 2_1H -deytronlar juftliklari ko'paytmasiga teng:

$$\pi_0 = \pi_{\pi} \cdot \pi_{2H}.$$

Deytron -proton, neytronlari bog'langan holda S holatda bo'lganligi uchun juftligi juftdir.

Reaksiyadan keyin ikkita neytron hosil bo'lsa, bu bog'lanmagan aynan bir xil zarralar bo'lgani uchun to'liq funksiyalari antisimmetrik bo'lishi kerak.

Bu ikkita neytron 1S , 1D holatda tura olmaydi, aks holda to'liq funksiyalari simmetrik bo'lib, qoladi. 3P holatda bo'lsa spinlari 0, 1, 2 (yig'indi spin 1) bo'lishi mumkin.

Shunday qilib, ikkala neytron P holat bilan xarakterlansa juftligi toq, demak reaksiya oxirida juftlik $\pi_0 = -1$.

Shunday qilib, p -mezon juftligi toq ekan.

5) Kuchli ta'sirlashuv bilan kechadigan yadro reaksiyalarida izotopik spin saqlanadi (boshqa ta'sirlashuvlarda saqlanmaydi).

$T_a + T_A = T_b + T_B$ – izotopik invariant.

5.5-§. Yadro reaksiyalari kesimi

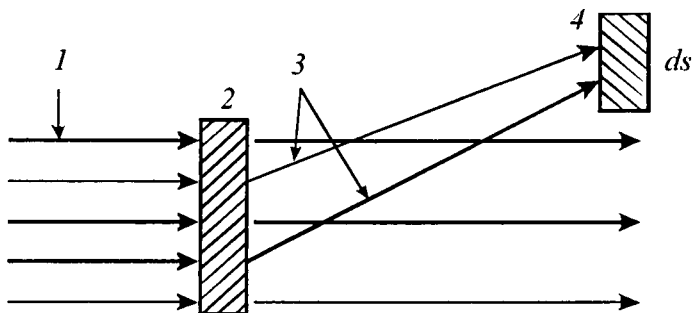
Yadro reaksiyalari kesimi zarralarning yadrolar bilan to'qnashish ehtimolligini, ya'ni reaksiya ehtimolligini xarakterlaydi. Reaksiya ehtimolligi tushayotgan zarralar oqimiga bog'liq:

$$W = \sigma \Pi, \quad (5.5.1)$$

bu yerda Π – oqim-birlik yuzadan vaqt birligida o'tuvchi zarralar soniga bog'liq. Zarralarning yadro bilan to'qnashish ehtimolligini aniqlashda quyidagi ikki holni ko'raylik.

1. Yupqa nishon neytral zarralar bilan bombardimon qilinayotgan bo'lsin. Nishon yupqa bo'lganligi uchun tushayotgan zarralar hamma yadrolar bilan bir xil sharoitda ta'sirlashadi. Tajriba sxemasi 5.4-rasmda keltirilgan.

Nishondagi yadrolar zichligi n tushayotgan zarralar oqimi (ya'ni tushayotgan zarralar dastasiga tik o'tkazilgan birlik yuzadan birlik vaqtda o'tayotgan zarralar soni. $n_a \vartheta_a$ (n_a – tushayotgan zarralarning zichligi, ϑ_a – ularning tezligi) bo'lsin.



5.4-rasm. Yadro reaksiyasini o'rganishga doir tajriba sxemasi.

1 — tushayotgan α -zarralar; 2 – nishon yadro; 3 – reaksiya natijasida hosil bo'lgan yadro; 4 – detektor.

U holda 5.4-rasmdagi cheksiz kichik dS yuzdan bir sekundda o'tayotgan zarralar soni tushayotgan zarralarning oqim zichligi va nishondagi yadrolar soni orqali aniqlanadi:

$$dN = d\sigma n_a \vartheta_a nV,$$

bundan

$$d\sigma = \frac{dN}{n_a \vartheta_a nV}, \quad (5.5.2)$$

bu yerda V – nishonning hajmi, $d\sigma$ – proporsionallik koeffitsienti. Bu koeffitsient tushayotgan zarralar oqimiga ham, nishondagi yadrolar soniga ham bog'liq bo'lmasdan, zarralarning yadrolar bilan bo'ladigan ayrim ta'sirlanish elementar aktlarining miqdoriy xarakteristikasini ifodalaydi va **effektiv kesim** deyiladi.

$d\sigma$ ni fazoviy burchak elementga bo'lib, differensial effektiv kesim hosil qilamiz.:

$$\sigma = \int d\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\Delta N}{n_a \vartheta_a nV}, \quad (5.5.3)$$

bu yerda ΔN – yupqa nishondan uchib chiqadigan va 5.4-rasmda ko'rsatilgan uch turdagi (tushayotgan, o'tayotgan va sochilayotgan) zarralarning to'la yig'indisi.

Integral kesim reaksiyaning borish intensivligini xarakterlaydi.

(5.5.3) formuladan σ o'lchov birligi yuza birligiga teng ekanligi kelib chiqadi:

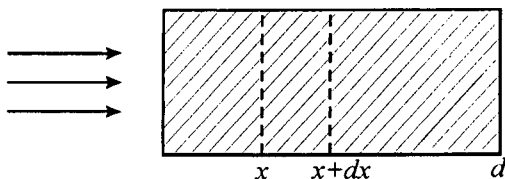
$$[n] = \text{zarra/m}^3; \quad [\vartheta_a] = \text{m/s}.$$

Umumiy holda s reaksiya jarayonining miqdoriy xarakteristikasi bo'lib, reaksiyaning borish jadalligini bildiradi.

α -zarraning A nishon yadro bilan to'qnashish jarayonida B yadro bilan b zarraning vujudga kelish ehtimolligi tushayotgan oqim zichligi $n_a \vartheta_a$ ga proporsional:

$$W = \sigma n_a \vartheta_a$$

2. d qalinlikdagi nishon neytral zarralar bilan bombardimon qilinayotgan bo'lsin (5.5-rasm).



5.5-rasm.

Zarralar dastasiga perpendikular joylashgan birlik yuzaga birlik vaqtda tushayotgan zarralar soni (oqim zichligi yoki intensivligi) N bo'lsa, dx qalinlikdan so'ng $N - dN$ bo'ladi, chunki tushayotgan neytral zarralar dastasi nishon moddasining yadrolar bilan bo'ladigan reaksiyalari hisobiga kamayadi.

Agar zichligi r_0 bo'lgan moddaning birlik massadagi yadrolar sonini n_0 bo'lsa, nishonning dx qalinlikdagi yadrolar soni $n = n_0 \rho_0 dx$ dastaning susayishi $N = n_0 \rho_0 dx$.

$-\frac{dN}{N} = \sigma n_0 \rho_0 dx$ ifodani integrallasak: $N = N_0 e^{-\sigma n d}$, bu yerda $n = n_0 \rho_0$ va N_0 esa $d = 0$ bo'lgandagi intensivligidir. Bulardan tashqari, kub santimetr hajmdagi yadrolar to'la makroskopik kesimi $\Sigma = N\sigma$. Bir kub santimetrtdagi yadrolar soni:

$$N = \frac{\rho N_A}{A},$$

bu yerda ρ – zichlik (g/sm^3), N_A – Avogadro soni, A – atom og'irligi.

5.6-§. Yadro reaksiyalarining chiqishi

Yadro reaksiyasining chiqishi deganda, ma'lum bir fizik sharoitda eksperimental qurilma yordamida har bir reaksiya aktiga mos qayd qilinadigan zarralar soni tushuniladi.

Agar yupqa nishonga tushayotgan zarralar oqimining zichligi $N(N = n_a \vartheta_a)$, nishonning 1 m^2 yuzasidagi yadrolar soni N_s zarralarning yutilishi va sochilish kesimi s bo'lsa, u holda shu yupqa nishonning birlik yuzasida sodir bo'ladigan reaksiyalar soni $P_i = \sigma_i N_s N$, bo'ladi. Tushayotgan zarralar oqim

zichligiga bo'lsak, yupqa nishon uchun reaksiya chiqishi $Y_i = \sigma_i N_s$ bo'ladi. 1 m^3 hajmdagi atomlar soni, yuzasi 1 m^2 , qalinligi 1 m bo'lgan nishondagi yadrolar soniga teng ekanligini hamda yuzasi 1 m^2 bo'lgan x qalinlikdagi

nishonda $N_s = \frac{\rho_0 x}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{26}$ yadro/ m^2 yadro mavjudligini hisobga olsak,

reaksiya chiqishi: $Y_i = \frac{\sigma_i \rho_0 x}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{26}$, bunda σ_0 – nishon moddasining zichligi, A esa atom og'irligi.

5.7-§. Yadroviy reaksiyalarning turli mexanizmlari

Turli yadroviy reaksiyalarni har taraflama to'g'ri tushuntirib beruvchi nazariya hozirgacha yaratilgan emas. Shuning uchun yadroviy reaksiyalar turli soddalashtirilgan mexanizm yoki modellar asosida tushuntiriladi. Bu mexanizm yoki modellar asosida yadroviy reaksiyalarning u yoki bu xususiyatlari to'g'ri tushuntirilishi mumkin.

Yadroviy reaksiyalarning quyidagi mexanizmlari mavjud:

1. Bor kompaund yadro mexanizmi. 1936-yilda Nils Bor taklif qilgan yadro mexanizmiga ko'ra, yadro reaksiyasi ikki bosqichdan iborat. Birinchi bosqich nishon-yadro bilan zarraning birikma (kompaund) holat tashkil etishidan iborat, ya'ni $a + A \rightarrow C^*$.

Birikma holat C^* har doim kuchli uyg'ongan bo'ladi, ikkinchi bosqich esa birikma holatning u yoki bu zarraga parchalanishidan iborat, ya'ni $C^* \rightarrow B + b$. Demak, bu mexanizmga asosan reaksiya quyidagicha o'tadi: $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$.

Bu mexanizmga ko'ra, yadroviy reaksiyaning bo'lib, o'tishi juda sekin yuz beradi deb qaraladi.

2. Bevosita o'zaro ta'sirli yadroviy reaksiya. Bunday reaksiyada nuklon yadrodagi bir yoki ko'pi bilan ikkita-uchta nuklon bilan ta'sirlashadi yoki biror zarra almashish bilan ta'sirlashadi deb hisoblanadi. Bu holda kompaund yadro hosil bo'lmaydi. Bunga (d, n) , (d, p) uzilish reaksiyalari va (p, d) , (n, d) ilish reaksiyalari misol bo'la oladi. Uzilish reaksiyasida tarkibiy qismga ega bo'lgan birlamchi zarra deytrondagi nuklonlarning biri yadro tomonidan «uzib» olinadi. Ilish reaksiyasida esa, aksincha, birlamchi nuklon yadrodan bitta nuklonni ilib oladi, deytronga aylanadi.

3. Kulon o‘yg‘onish. Bunda yadro oldidan uchib o‘tayotgan zaryadlangan zarraning kulon maydoni ta’sirida yadro uyg‘ongan holatga o‘tib qoladi.

4. Bir yoki bir nechta zarralar hosil bo‘lishi bilan yuz beradigan yadroviy reaksiya mexanizmi. Bu jarayonda birlamchi zarra energiyasi 10^9 eV dan yuqori bo‘lganda yadro reaksiyasi natijasida bir yoki bir nechta ikkilamchi zarralar hosil bo‘ladi. Juda yuqori energiyalarda barion-antibarion juftlari ham hosil bo‘lishi mumkin.

5.7.1. Yadro reaksiyalarining kompaund yadro mexanizmi

N.Bor 1936-yilda yadro tomchi modeliga asoslanib yadroviy reaksiyalar nazariyasini yaratdi. U yadroviy reaksiya ikki bosqichda bo‘ladi deb faraz qildi. Birinchi bosqichda α -zarra A – yadro-nishon bilan birikib kompaund yadro C^* ni hosil qiladi, ikkinchi bosqichda uyg‘ongan holatdagi kompaund yadro b zarra chiqarib parchalanadi. Umumiy holda reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:



Kompaund yadro yashash vaqti yadro vaqti $t_{\text{yad}} = 10^{-22} - 10^{-23} \text{ s}$ dan katta bo‘ladi. Bunday bo‘lishligi yadroga tushayotgan α -zarra o‘z energiyasini nishon-yadro nuklonlari bilan to‘qnashib energiyasini yo‘qotadi. Uning energiyasi yadrodagi nuklonning bog‘lanish energiyasidan kichik bo‘lib, qoladi va endi u nishon-yadrodan chiqib keta olmaydi. Hosil bo‘lgan kompaund yadro uyg‘ongan holatda bo‘ladi. Shunisi muhimki, kompaund yadro tarkibidagi bitta ham nuklon bog‘lanish energiyasini yengib chiqib ketish energiyasiga ega emas.

Masalan, nishon-yadroga zarra tomonidan olib kelingan uyg‘onish energiyasi 15 MeV , kompaund yadrodagi nuklonlar soni esa $A = 100$ bo‘lsin. U holda har bir nuklonning uyg‘onish energiyasi $0,15 \text{ MeV}$ ga teng. Nuklon yadrodan chiqib ketishi uchun esa uning kinetik energiyasi bog‘lanish energiyasi (8 MeV) dan katta bo‘lishi kerak.

Vaqt o‘tishi bilan bu ortiqcha 15 MeV energiya kompaund yadro nuklonlari o‘rtasida bir necha xil taqsimotda bo‘ladi. Tasodifan shunday fluktuatsiya vaziyati vujudga keladiki, bunda yadro sirtidagi biror nuklonda yadroni tark eta oladigan darajada energiya yig‘ilib qolishi mumkin. U holda ehtimolligi juda kichik bo‘lgan «bug‘lanish» jarayoni yuz beradi va nuklon yadrodan

chiqib ketadi.

Shunday qilib, kuchli o‘zaro ta‘sir uyg‘ongan yadroda nuklonlararo uyg‘onish energiyasini intensiv ravishda qayta taqsimlab turishini ta‘minlaydi.

Kompaund yadro o‘zining qanday vujudga kelganligini butunlay «unutgandan» so‘ng yemirilish amalga oshiriladi.

Kompaund yadroning parchalanish turi uning uyg‘onish energiyasiga, harakat miqdori momentiga va boshqa xarakteristikalariga bog‘liq. Lekin kompaund yadroning parchalanish turi uning vujudga kelish jarayoniga bog‘liq emas.

Tajribada birlamchi α va ikkilamchi b zarraning yo‘nalishlari orasida mutlaqo bog‘lanish yo‘qligini ko‘rsatadi. Kompaund yadro orqali o‘tadigan yadro reaksiyalarida a va A nishon, B mahsul yadro va b zarra, a va b zarralar impulslari o‘rtasida bog‘lanish yo‘q. Ikkilamchi zarralar reaksiya mahsulotlari hamma yo‘nalishlarda birday izotrop taqsimlangan bo‘ladi. Albatta, bunday taqsimot kompaund yadro harakatsiz sistemada, ya‘ni energiya markazi sistemasida bo‘lganida o‘rinlidir.

Kompaund yadroning parchalanishi uning vujudga kelish jarayoniga bog‘liq bo‘lmaganidan, yadro reaksiyasi kesimi σ_{ab} ni kompaund yadroning vujudga kelish kesimi σ_{as} va b zarraning parchalanish ehtimolligi W_b ning ko‘paytmasi tariqasida yozish mumkin:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} W_b \quad (5.7.2)$$

bu yerda σ_{as} – kompaund yadroning hosil bo‘lish kesimi, W_b – uning b zarra chiqarib yemirilish ehtimolligi. Kompaund yadroning hosil bo‘lish kesimi quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_a = \sum_l S_l P_l \xi_l, \quad (5.7.3)$$

bu yerda S_l – hl harakat mikdoriga ega bo‘lgan zarraning yadro ta‘sir kuchi sohasiga tushish ehtimolligi. P_l – yadrodagi kulon va markazdan qochma kuchlarining a zarra tomonidan o‘ta olish ehtimolligi ξ_l – hl momentli zarraning yadroga yopishish (yadroga to‘xtab qolish) ehtimolligi

Yadro kuchlarining ta‘sir doirasi chegaralanganligidan, (5.7.3) formulada l orbital moment bo‘yicha yig‘indisini cheksiz qiymatgacha olishga ehtiyoj bo‘lmaydi. Chunki a zarraning nishon-yadro bilan ta‘sirlashish doirasini ikki sohaga ajratish mumkin: tashqi kulon va markazdan qochma kuch ta‘siri

doirasi va ichki yadro kuchlari ta'siri doirasi.

Agar z o'qini a zarra harakati bo'ylab tanlasak, R_l to'qnashuv parametriga tegishli harakat miqdori momenti taqriban hl ga teng, ya'ni $PR_l = \hbar l$ bo'ladi.

Zarra impulsini uning de-Broyl to'lqin uzunligi orqali ifodalasak:

$$P = \frac{\hbar}{\lambda}, \text{ u holda:}$$

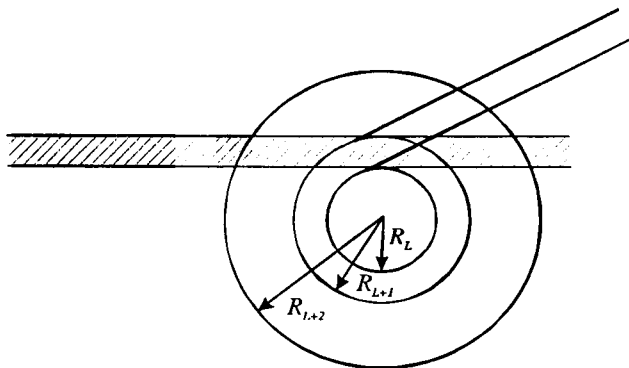
$$R_l = \frac{\hbar l}{P} = \frac{\hbar l}{\hbar / \lambda} = l\lambda. \quad (5.7.4)$$

Demak, l momentli zarra nishon-yadro ta'sir doirasida $R_l = \hbar l$ dan

$R_{l+1} = \lambda(l+1)$ gacha masofadan o'tadi (5.6-rasm).

R_l zarralar tushayotgan halqaning kichik (ichki) radiusiga teng bo'lsa, R_{l+1} uning katta radiusiga teng bo'ladi. Radiuslari R_l va R_{l+1} ga teng aylanalardan tashkil topgan halqaning yuzi S kesimdir.:

$$\begin{aligned} S_l &= \pi R_{l+1}^2 - \pi R_l^2 = \pi (R_{l+1}^2 - R_l^2) = \pi [\lambda^2 (l+1)^2 - \lambda^2 l^2] = \\ &= \pi \lambda^2 [l^2 + 2l + 1 - l^2] = \pi \lambda^2 (2l + 1). \end{aligned} \quad (5.7.5)$$



5.6-rasm. Harakat miqdori momenti l bo'lgan zarralarning ta'sirlashish sxemasi. l momentli zarralar nishon bilan mos ravishda R_l radiusli halqalar ichida to'qnashadi.

Zarraning yadro tomonidan yutilishi uchun u yadro kuchi ta'sir sohasiga tushishi kerak, ya'ni $b_l = \lambda l \leq R$ bo'lishi shart. Demak, faqat $l \leq \frac{R}{\lambda}$ hollardagina zarra yadro tomonidan yutiladi. S_l ni topish uchun (5.7.5) ifodani l ning $0 \div \frac{R}{\lambda}$ oralig'ida mumkin bo'lgan hamma qiymatlari bo'yicha yig'ish lozim:

$$S = \sum_l S_l = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) = \pi (R + \lambda)^2. \quad (5.7.6)$$

Bu ifoda kompaund yadroning geometrik kesimi bo'lib, uning hosil bo'lish kesimining yuqori chegarasini beradi:

$$(\sigma_{ac})_{\max} = S.$$

Shunday qilib, kompaund yadroning mavjud bo'lish kesimi:

$$\sigma_{ac} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) P_l \xi_l. \quad (5.7.7)$$

P_l zarraning tashqi sohadagi holatiga bog'liq, masalan, a zarra neytron $l = 0$ bo'lsa $P_l = 1$ bo'ladi. ξ_l uchun aniq ilmiy asoslar yo'q, tajriba natijalarini σ_a ning qiymati bilan taqqoslab aniqlanadilar.

5.7.2. Kompaund yadroning parchalanishi

Kompaund yadroning B va b zarralarga parchalanish ehtimolligi uning uyg'onish energiyasining shu b zarrada yig'ilish ehtimolligiga bog'liq. Uyg'onish energiyasining ma'lum bir zarraga taqsimlanishi tasodifiy holdir. Umuman, kompaund yadroning turli zarralarga parchalanishi ehtimolliklarini w_1, w_2, \dots va h.k. deb belgilasak, kompaund yadro parchalanishining to'la ehtimolligi quyidagi yig'indiga teng bo'ladi:

$$w = w_1 + w_2 + \dots = \sum_{k=1} w_k. \quad (5.7.8)$$

Aniq b jarayonning ehtimolligi w_b , odatda energiya sathining kengligi G_b bilan belgilanadi.

Uygʻongan yadro C^+ holatda faqat t_b vaqtgina yashaydi, soʻngra u B va b zarralarga parchalanadi. Yadro chekli vaqt yashashligi sababli uygʻongan holatning energiyasini noaniqliklar munosabatiga

koʻra $\Gamma_b = \Delta E_b \approx \frac{\hbar}{\tau_b}$ aniqlikda topish mumkin.

Ikkinchi tomondan, jarayonning ehtimolligi $w_b = \frac{1}{\tau_b}$, u holda

$$\Gamma_b = \Delta E_b = \hbar w_b \text{ va } \Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots = \sum_{k=1} \Gamma_k. \quad (5.7.9)$$

Demak, energiya sathining toʻla kengligi parsial qism kengliklar yigʻindisidan iborat boʻladi.

Kichik energiyalarda qoʻzgʻalgan kompaund yadrolarda faqat G_g radiatsion kenglik noldan farqli boʻladi. Masalan, jarayonning oʻrtacha vaqti $t_g = (10^{-14} - 10^{-15})$ s, u holda radiatsion kenglik:

$$\Gamma_\gamma = \frac{\hbar}{\tau_\gamma} = \frac{6.6 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{10^{-15} \text{ s}} = 0,66 \text{ eV}.$$

Bunday kichik energiyalarda kompaund yadrodan neytron yoki protonning ajralib chiqishi mumkin emas, chunki bu energiya ularning yadrodagi bogʻlanish energiyasidan juda kichik.

Birlamchi zarra energiyasining ortishi bilan parchalanish yoʻllarining turi koʻpayadi. Oʻta yuqori uygʻongan kompaund yadroning yashash vaqti juda qisqa, energetik sath kengligi esa juda katta boʻladi.

Kompaund yadroning b zarraga parchalanish yoʻli bilan asosiy B holatga qaytish ehtimolligiga kelsak, kompaund yadro uygʻonish energiyasi yadro ichida tasodifiy holda taqsimlanganligidan har xil parchalanish kanallari oʻzaro raqobatda boʻladi. Maʼlum b kanal parchalanishning ehtimolligi w_b mos qismning toʻla kenglikka nisbati bilan aniqlanadi:

$$w_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (5.7.10)$$

Shunday qilib, (5.7.1) reaksiyaning effektiv kesimi:

$$\sigma_{ab} = \pi \tilde{\lambda}^2 \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \sum_{l=1}^{R/\tilde{\lambda}} (2l+1) P_l \xi_l. \quad (5.7.11)$$

(5.7.11) ifodaga kompaund yadro reaksiyalari uchun **Bor formulasi** deb ataladi.

Agar berilgan uygʻonish energiyasida kompaund yadroning faqat bitta parchalanish kanali mavjud boʻlsa, yaʼni $\Gamma = \Gamma_b$ boʻlsa, u holda $w_b = 1$.

Yadroning yuqori uygʻongan holatidan neytronning yemirilish ehtimolligi odatda boshqalaridan katta boʻladi.

Haqiqatan ham, neytron uchun kulon potensial toʻsigʻi nolga teng. Shuning uchun ham, yuqori uygʻonish energiyalarida neytron chiqishi bilan kuzatiladigan yadroviy reaksiyaning kesimi boshqa yadroviy reaksiyalar kesimidan ancha katta boʻladi.

5.7.3. Reaksiya kesimining energiyaga qarab oʻzgarishi

Birlamchi zarra turi va energiyasiga bogʻliq ravishda yadroviy reaksiya kesimi kuchli oʻzgaradi.

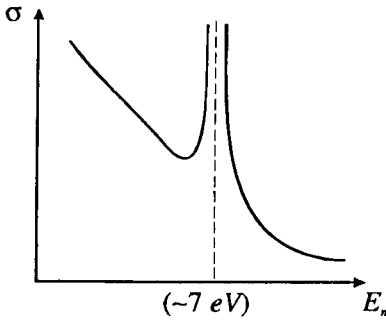
Kichik energiyalar sohasida birlamchi zarraning de-Broyl toʻlqin uzunligi ($\tilde{\lambda} = \hbar / P$) nishon yadroning taʼsir doirasi radiusidan juda katta ($\tilde{\lambda} \gg R$) boʻladigan darajadagi past energiyalarda faqat $l = 0$ holdagina bajariladi. Bunday kichik energiyalarda nishon yadro bilan roʻpara toʻqnashuvchi zarralar uchungina reaksiya ehtimolligi noldan farqli boʻladi.

Zarraning bunday past kinetik energiyalarida reaksiyaning borishi uchun u nishon-yadroning kulon toʻsigʻini sezmasligi kerak (markazdan qochma kuch $l = 0$ hol uchun nolga teng), yaʼni neytral zarra boʻlishi kerak, masalan, neytron. Zaryadli zarralarning yadroning kulon potensial toʻsigʻini yengib yadroga yaqinlashish ehtimolligi juda kichik. (5.7.11) formuladagi P_l va ξ_l kattaliklarning qiymati birga teng deb olib α -zarraning yadro bilan kichik energiyalar sohasida reaksiyaga kirishish kesimi:

$$\sigma_a = \pi \hat{\lambda}^2.$$

Lekin, neytron energiyasi nishon-yadroning uyg'onish energiyasiga mos kelganda neytronlarning yadro tomonidan yutilish kesimi keskin ortib ketadi.

5.7-rasmda ^{238}U yadrosi tomonidan neytronlarning yutilish kesimining neytron energiyasiga bog'liq ravishda o'zgarishi ko'rsatilgan.



5.7-rasm.

Yadro uyg'ongan holatlari energiyasiga yaqin qiymatlarida neytronning reaksiyaga kirishish kesimining keskin rezonans o'zgarishi **Breyt** (1899-y. t.) va **Vigner** (1902-y.t.) formulasi deb ataluvchi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\sigma_n = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(T - T_{rez})^2 + \Gamma^2 / 4}. \quad (5.7.12)$$

Bu yerda Γ — sathning to'la kengligi, Γ_n — sathning neytron kengligi, T — neytronning kinetik energiyasi, T_{rez} esa rezonans yuz bergan hol $E_{uyg} = E_i$ ga mos keluvchi neytronning kinetik energiyasi.

Bu formula oraliq yadroning energetik xolati bitta bo'lganda yoki sathlar oralig'i ularning kengiligidan ancha katta bo'lgan hollarda to'g'ri natija beradi.

Rezonans yuz berganda $T = T_{rez}$ (5.7.12) ifoda

$$\sigma_n = 4\pi\tilde{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \quad (5.7.13)$$

bo'ladi. Boshqa reaksiya kanallari berk bo'lganda ($\Gamma=\Gamma_n$) yuqorida aytilgandek $\sigma_n = 4\pi\tilde{\lambda}^2$ kelib chiqadi.

Tajribalar neytronning kinetik energiyasi juda kichik qiymatlarga ega bo'lganda ($T \ll T_{rez}$), neytronlarning yutilish kesimi ularning tezligiga teskari proporsional o'zgarishini ko'rsatadi.

$$\sigma_n = \frac{1}{g_n}. \quad (5.7.14)$$

Demak, o'ta past energiyalarda (n, b) reaksiya kesimi $1/g$ kabi o'sar ekan. Bu hol neytronlar fizikasida va yadro energetikasida muhim ahamiyatga ega bo'lgan $1/g$ qonundir. Bu qonun asosida reaktorlarda bo'linish reaksiyalarning o'ta sekin neytronlar bilan juda ham shiddatli o'tishi tushuntiriladi. Haqiqatan ham, agar neytronlar tezligi sekinlasa, ularning nishon-yadro bilan ro'para ta'sirlashish vaqti ortadi, natijada neytronlarning yutilish ehtimolligi ham ortadi. Shuning uchun ham, reaktorda neytronlar maxsus sekinlashtiriladi. 5.8-rasmda oraliq yadroning hosil bo'lish kesimi bilan neytronning kinetik energiyasi orasidagi bog'lanish grafigi keltirilgan.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, neytron energiyasi oraliq yadro energetik sathlariga mos kelganda ta'sir kesimi keskin ortib, maksimumli egri chiziqlar hosil bo'ladi. Bu yerda $E = T_n + \varepsilon_n$. Uyg'onish energiyasi kichik bo'lganda energetik sathlar bir-biridan uzoqda joylashadi va bu oraliq sath kengligidan ancha katta bo'ladi. Bu sohada neytron yutilish kesimida rezonans cho'qqilar aniq kuzatiladi. Uyg'onish energiyasi ortishi bilan yadroning energetik sathlari soni ortadi va ular oraliq'i kamayadi va yetarlicha katta uyg'onish energiyalarida ular qo'shib ketishi mumkin. Energiyaning bu sohasida kesimning tekis va uzluksiz o'zgarishi kuzatilishi kerak edi. Lekin tajribalar shuni ko'rsatadiki, neytronlar oqimi monoxromatik va ularning energiyalarida kuzatiladigan δE o'zgarish yadro sathining kengligi G dan kichik bo'lsa, E ning qiymati G tartibda o'zgariganda kesim tartibsiz va keskin o'zgarar ekan.

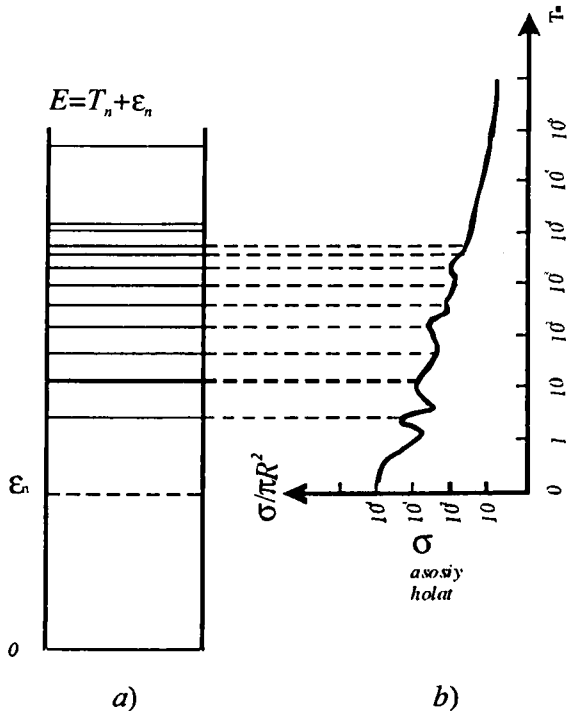
Bu hodisa **Erikson flukuatsiyalari** deb ataladi. Yuqori energiyalarga ega

bo'lgan zarraning de-Broyl to'liq uzunligi yadro o'lchamidan juda kichik bo'ladi. Bu hol zarraning energiyasi bir necha MeV dan katta bo'lganda yuz beradi. Bu energiya sohasida $P_1 = 1$, chunki zarra yadro potensial to'siqdan bemalol o'ta oladi. Agar yadro absolyut qora jism singari unga tushayotgan hamma zarralarni yutsa $\xi = 1$ bo'lar edi va bu holda $\sigma_a = \pi R^2$, ya'ni yadroning geometrik kesimiga teng bo'lar edi. Lekin hamma zarralar yadro tomonidan yutilmaydi va shuning uchun $\xi < 1$. Hisoblashlar haqiqatan ham, doimo $\sigma_a < \pi R^2$ bo'lishini ko'rsatadi va faqat juda yuqori energiyali

zarralar uchungina $\sigma_a = \pi R^2$ bo'lishi mumkin. O'ta yuqori energiyalarda zarralarning yadro bilan reaksiyaga kirishishi mexanizmi ham o'zgaradi. $T \leq 100$ MeV energiyalarda Bor kompaund yadro mexanizmi kuzatilmaydi.

Yuqori energiyali zarra yadro ichiga kirib, yadro nuklonlarining bir qismini urib chiqaradi va o'zi energiyasining bir qisminigina yo'qotib yadrodan chiqib ketishi mumkin. Yadrodan urib chiqarilgan zarralarning

5.8-rasm. Neytron yutilish kesimi bilan yadro energetik sathlari orasidagi bog'lanish: a) energetik sathlar sxemasi; b) Kompaund yadro hosil bo'lishi kesimining energiyasiga bog'liq ravishda o'zgarishi.



soni va energiyasi boshlang'ich zarra energiyasiga va uning yadro bilan to'qnashish parametriga bog'liq bo'ladi. Bunday yuqori energiyalar sohasida yuz beradigan yadroviy reaksiyalar vaqtida, faqat yadro tarkibidagi nuklonlarga urib chiqarilmay, yangi zarralar, masalan, turli mezonlar, giperonlar va rezonans zarralar ham hosil bo'lishi mumkin.

5.7.4. Ikkilamchi zarralarning energiya va burchak bo'yicha taqsimlanishi

Kichik uyg'onish energiyalarida reaksiya jarayoni alohida sathlar xususiyatiga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun ikkilamchi zarralarning energiya taqsimotida parchalanuvchi yadroning energetik sathlariga mos ravishda qator maksimumlar kuzatiladi (5.8-rasm) Ikkilamchi zarralarning harakat miqdor momentiga bog'liq ravishda ularning burchak taqsimoti ham o'zgaradi. Masalan, $l = 0$ holda ikkilamchi zarralar burchak taqsimoti izotrop bo'ladi.

Yadro uyg'onish energiyasi katta bo'lganda energetik sathlar qo'shib ketgani uchun zarralarning energiya va burchak bo'yicha taqsimoti haqidagi ma'lumotlar statistik nazariya asosida keltirilib chiqarilishi mumkin.

5.8-§. Bevosita o'zaro ta'sirli yadroviy reaksiyalar

Yadroviy reaksiyalarni o'rganish shuni ko'rsatadiki, ba'zi hollarda reaksiya natijasini Borning kompaund yadro mexanizmi asosida tushuntirish mumkin emas. Masalan, ikkilamchi zarralarning burchak taqsimoti izotrop emas, balki anizotrop bo'lib, chiqdi. Agar yadro reaksiyasi t_{yad} yoki unga yaqinroq vaqtda ro'y beradigan bo'lsa, bunday reaksiya **bevosita o'zaro ta'sirli yadro reaksiyasi** deyiladi. Bunday qisqa vaqt ichida yadroga kelib tushgan zarra yadrodagi bitta yoki ko'pi bilan ikkita-uchta nuklonlar bilan to'qnashishga ulguradi.

Kompaund yadro mexanizmidan farqli o'laroq, bu holda bitta nuklon bilan to'qnashgan zarra unga bevosita impuls beradi va natijada bu zarra yadrodan urib chiqarilishi mumkin bo'ladi.

Bunday mexanizm asosida nishon-yadrodan protonlar hamda neytronlar teng intensivlik bilan uchib chiqishi mumkin, chunki yuqori energiyalarda

tushayotgan zarra bilan nishon-yadro orasidagi kulon ta'sirni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Shunday qilib, bevosita o'zaro ta'sirli yadroviy reaksiyalar quyidagi atomlarga ega bo'lishadi: birinchidan, tushuvchi nuklon o'z impulsini asosan bitta nuklonga beradi, uchib chiquvchi nuklonlar ko'plab tushish yo'nalishida bo'ladi. Ikkinchidan, tushuvchi nuklon bitta nuklonga deyarlik to'la energiyasini berar ekan, chiquvchi nuklon energiyasi ham maksimum energiyaga yaqin energiya bilan chiqadi. Uchinchidan, kulon to'sig'i rol o'ynamaydi, proton va neytronlar teng intensivlik bilan chiqa oladi.

Bevosita o'zaro ta'sirli yadroviy reaksiyalar xillari turlicha, istalgan tushuvchi zarralar bilan barcha yadrolarda kuzatish mumkin. Reaksiya mahsulida bitta, juft nuklonlar, deytron, ${}^3_2\text{He}$ yadro, a-zarra, murakkab litiy, berilliy yadrolari va h.k.lar chiqishi mumkin. Bulardan tashqari to'qnashuv natijasida elementar zarralar – pion, kaon, giperonlar va boshqa zarralar chiqishi mumkin. Bevosita o'zaro ta'sir yadroviy reaksiyalardan: (n, n); (n, p); (p, n); (p, p) reaksiyalar, uzilish (d, p); (d, n) va ilib olish (p, d); (n, d) va boshqa ko'plab turlari yaxshi o'rganilgan.

5.8.1. Deytron ta'sirida kuzatiladigan uzilish yadroviy reaksiyasi

Deytron ta'sirida bo'ladigan yadroviy reaksiyalarning xususiyati deytrondagi nuklonlarning o'zaro sust bog'langanligi bilan xarakterlanadi.

Deytron ta'sirida reaksiya oraliq yadro hosil bo'lsa, kompaund yadroning uyg'onish energiyasi:

$$W = \varepsilon_d + T_d^1,$$

bunda ε_d – deytronning oraliq yadro bilan bog'lanish energiyasi

$$\begin{aligned} \varepsilon_d &= [M_d + M(A-2, Z-1) - M(A, Z)]c^2 = \Delta W(A, Z) - \\ &-\Delta W(A-2, Z-1) - \Delta W_d = [8A - (A-2)8 - 2, 2] \text{MeV} \approx 14 \text{MeV}; \end{aligned}$$

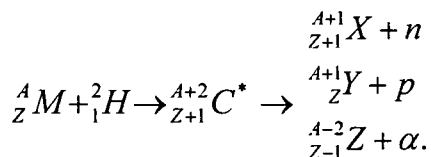
$$W = 14 \text{MeV} + T_d^1,$$

bu esa ($\varepsilon_p = \varepsilon_n = 8 \text{MeV}$, $\varepsilon_\alpha = 8 \text{MeV}$) p, n va α -zarralarning yadroda bog'lanish energiyasidan ancha katta.

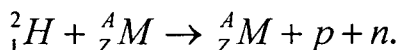
Shuning uchun ham (d, p), (d, n), (d, a) reaksiyalar deytronning yutilishi bilan kuzatilsa, reaksiya energiyasi $Q > 0$, reaksiya chiqishi katta bo'lishi kerak.

Umuman, deytron ta'sirida quyidagi jarayonlar yuz berishi mumkin:

1) Deytron ta'sirida oraliq yadro hosil bo'lib, reaksiya quyidagi sxema bo'yicha bo'ladi:



2) Deytron nishon-yadro kulon maydon ta'sirida tarkibiy qismlarga ajralishi:



3) Deytron tarkibidagi bitta nuklonni yadro uzib olib stripping-uzilish reaksiyasi (deytronning bir nukloni nishon-yadroda qoladi, ikkinchisi esa reaksiya jarayonidan birinchidan ajralib – uzilib o'z yo'lida davom etadi) yangi yadroga aylanishi (d, p) yoki (d, n) reaksiyalar bilan bo'ladi. Bu reaksiya yuqori energiyalarda **stripping-uzilish reaksiyasi** deyilsa, past energiyalarda **Oppengeymer–Fillips jarayoni** degan nomni oldi.

Deytron ta'sirida bo'lib, o'tadigan yadroviy reaksiyalarni kuzatish (d, p), (d, n) va (d, a) reaksiyalar zaryadi $Z < 60$ bo'lgan yadrolarda reaksiyaning bo'lish ehtimolligi katta ekanligini ko'rsatdi. Lekin (d, p) yoki (d, n) reaksiya chiqishlarini batafsil tahlil qilish kutilmagan natija berdi. Deytron energiyasi kulon potensial to'sig'ining balandligidan kichik bo'lganda (d, p) reaksiya chiqishining (d, n) reaksiya chiqishiga nisbati $Z < 60$ yadrolar uchun 4-5 ga qadar ko'p chiqishi kuzatildi. Bu kutilmagan hol edi. Chunki, agar reaksiya kompaund yadroning hosil bo'lishi bilan borsa, og'ir yadrolarda kulon potensial to'sig'i ortib borgani uchun (d, p) reaksiyalarning chiqishi kamayishi kerak edi. Bu holni 1935-yilda Oppengeymer va Fillips deytron ta'sirida bo'ladigan reaksiyalar mexanizmi deytronning yadroga qisman kirishi bilan kuzatiladi deb tushuntirdilar.

Bu holda oraliq yadro hosil bo'lmaydi, deytron yadro bilan bevosita ta'sirlashadi, yadroga yaqinlashgan deytron yadroning elektr maydoni

ta'sirida qutblanadi va yadro kulon potensial to'sig'ini balandligi deytrondagi nuklonlarning bog'lanish energiyasidan katta bo'lsa, $[B_k > \Delta W(^2H)]$ qutblanish ta'sirida deytron neytron va protonga ajralishi mumkin. Natijada nuklonlardan neytron yadro tomonidan yutiladi. Proton esa yadro ichiga kirmasdan o'z yo'lini davom ettiradi. Shuning uchun ham ikkilamchi zarra burchak taqsimoti anizotrop bo'ladi. Shunday qilib, bevosita o'zaro ta'sirli yadro reaksiyasi mexanizmi asosida (d, p) reaksiyalar chiqishining ortib ketishini tushuntirish mumkin. Umuman, deytron ta'sirida yuz beradigan reaksiyalar oraliq yadro hosil bo'lishi va bevosita o'zaro ta'sirli reaksiyalar mexanizmlari bilan ham borishi mumkin.

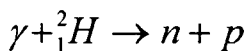
Bu reaksiya mexanizmlarining hissasini (d, p) va (d, n) reaksiyalarning chiqishini taqqoslash yo'li bilan aniqlash mumkin. (d, p) va (d, n) reaksiyalarning chiqishi $B(d, p)/B(d, n)$ deytron kinetik energiyasining ortishi bilan ortib borishi, reaksiya asosan Bor kompaund yadro mexanizmi bo'yicha borishini ko'rsatadi. Bu nisbat kamaysa reaksiya bevosita o'zaro ta'sir mexanizmi bilan bo'ladi.

1951-yilda Batler $T_a \geq B_k$ hollarda (d, n) reaksiyalarda hosil bo'lgan proton va neytronlarning energiya va burchaklar bo'yicha taqsimotini o'rganib, reaksiyada hosil bo'lgan qoldiq yadro uyg'onish energiyasining harakat miqdori momenti va holat juftligini aniqladi.

5.8.2. Fotoyadroviy reaksiyalar

Yuqori energiyali gamma-kvantlar yadro bilan to'qnashishi natijasida proton, neytron, deytron va boshqa zarralar hosil qilishi hamda og'ir yadrolarni parchalashi ham mumkin. Bunday reaksiyalarga **fotoyadroviy reaksiyalar** deb ataladi. Bu jarayon fotoeffekt hodisasiga o'xshash bo'lganligi uchun yadroviy fotoeffekt deb ham ataladi.

Yadro fotoeffekti 1934-yilda D.Chedvik va Goldxaber tomonidan ^{208Tl} radioaktiv izotopdan chiqadigan $E = 2,62$ MeV energiyali gamma-nurlar bilan deytronni bombardimon qilishda kuzatilgan.



yadrolarda fotoyadroviy reaksiyani hosil qilish uchun gamma-kvant energiyasi nuklonning yadrodagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lishi kerak.

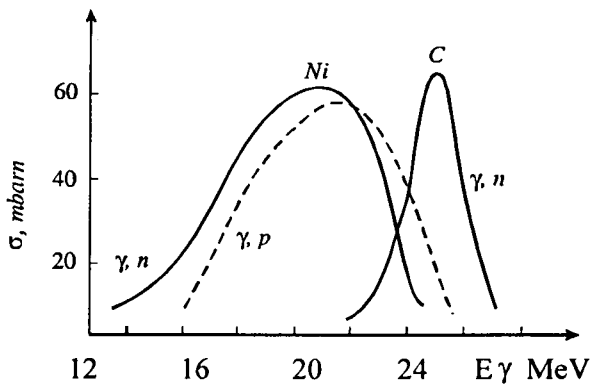
Gamma-kvantlar radioaktiv yemirilishlardan keyin, ayniqsa, yuqori energiyali gamma-kvantlar esa tezlatkichlar (betatron, sinxrotron) yordamida hosil qilinadi.

Fotoyadroviy reaksiyalarda asosan (g, n), (g, p) reaksiyalar kuzatiladi. Ularning kesimi yadroning tartib nomeriga qarab chiziqli ortadi. $A > 100$ bo'lgan og'ir yadrolardan chiquvchi neytronlar va kichik energiyali protonlarning burchaklar bo'yicha taqsimoti izotrop, tez protonlar esa gamma-kvant yo'nalishiga tik ravishda ko'proq uchib chiqadi. (g, p) reaksiya chiqishi (g, n) reaksiya chiqishidan taxminan 100 marta ko'p bo'ladi. Bu natijalarni Borning yadroviy reaksiya mexanizmi asosida tushuntirish mumkin emas.

Haqiqatan ham, agar (g, n) va (g, p) reaksiya vaqtida oraliq yadro hosil bo'lsa, ikkilamchi neytron va protonlar Maksvell taqsimotiga o'xshash energiya taqsimotiga ega bo'lishi kerak edi. (g, p) reaksiyaning chiqishi (g, n) reaksiya chiqishidan 10^3 — 10^4 marta kam bo'lishi kerak edi, chunki kulon potensial to'sig'i kompaund yadrodan protonlarning chiqishini qiyinlashtiradi. Tajribalar esa (g, p) reaksiya chiqishining ancha katta bo'lishini ko'rsatadi. Bu holni to'g'ri tushuntirish uchun fotoyadroviy reaksiyalar bevosita ta'sir mexanizmi bilan boradi deb faraz qilindi. Bu yadro mexanizmida gamma-kvant yadro sirtiga yaqin joylashgan proton tomonidan yutiladi va to'g'ridan-to'g'ri yadrodan urib chiqariladi. Fotoprotonning maksimal kinetik energiyasi $(T_p)_{\text{maks}} = E_g - e_p$, bu yerda E_g – gamma-kvant energiyasi, e_p – protonning bog'lanish energiyasi.

Fotoprotonning bunday to'g'ridan-to'g'ri urib chiqarilishi asosida (g, p) reaksiya chiqishining katta bo'lishi va fotoprotonlarning anizotrop burchak taqsimotini to'g'ri tushuntirish mumkin, chunki bu yadrolardan protonlarning chiqishi Bor mexanizmiga asosan qiyinlashadi.

Tezlatkichlar yordamida hosil qilingan tormozlanish gamma-nurlar yordamida kuzatilgan fotoyadroviy reaksiyalarda kesimning gamma-kvant energiyasiga bog'liq ravishda o'zgarishi, ularning uyg'onish funksiyasi rezonans xarakterga ega ekanligini ko'rsatdi. (γ, p) va (γ, n) reaksiyalarning kesimi energiya ortishi bilan ortib $E_\gamma = 10$ MeV da 1 mbarn ga tenglashadi, so'ng $E_\gamma = 15 \div 25$ MeV da o'ziga xos rezonans ortish kuzatiladi (5.9-rasm).



(5.9-rasm).

Rezonans egri chiziq katta kenglikka ega bo‘lib, maksimumi yadroning nuklonlar soniga qarab quyidagicha o‘zgaradi:

$$\left(E_\gamma\right)_{rez} \approx A^{-0.19}.$$

ya’ni rezonans egri chizig‘ining maksimumi og‘ir yadrolar uchun kichik energiya tomon siljib boradi. Rezonans egri chizig‘ining yarim balandligiga mos keluvchi kenglik juda katta (2 — 8 MeV) bo‘lgani uchun bu hodisa gigant rezonans nomini oldi.

Gamma-kvantning yadro tomonidan qamrab olinish jarayonini A.B.Migdal va Goldxaber, Tellorlar tushuntirib berdilar. Gamma-kvant elektromagnit to‘lqin bo‘lganligi uchun yadro bilan ta’sirlashayotgan bu elektromagnit to‘lqin elektr maydon kuchlanganligi tomonidan barcha protonlarga elektrostatik kuch bilan ta’sir etadi va ularni neytronlarga nisbatan siljishga olib keladi, proton va neytron orasida tortishuv kuchlari mavjudligi tufayli neytronlarga nisbatan siljigan protonlar muvozanat holatiga tomon qaytadi va yadro mexanik sistemaning davriy harakatini eslatadigan dipol va kvadrupol xarakterdagi tebranishlar hosil qiladi.

Yadroning uyg‘onish energiyasi 10 MeV va undan katta bo‘lganda dipol tebranish ehtimolligi kvadrupol tebranishlarga qaraganda katta bo‘ladi. Dipol tebranishlar natijasida yadro qutblanadi. Yadrodagi bu dipol tebranishlar

chastotasi mexanik sistemanikiga o'xshashligidan foydalanib

$$\omega = \sqrt{\frac{f}{m}}.$$

deb yozish mumkin, bu yerda f – yadro moddasining elastiklik koeffitsienti, m – yadro massasi.

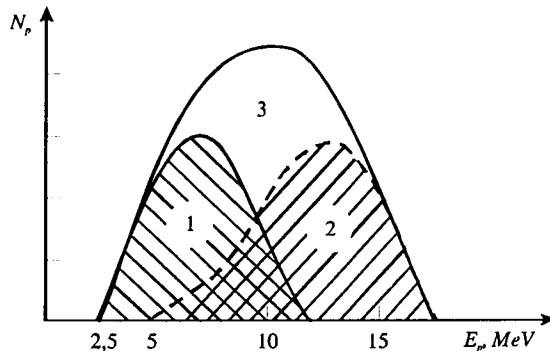
Elastiklik koeffitsienti kattaligi nisbatan siljigan proton yoki neytronlarning soniga bog'liq, ular esa yadro sirtining kattaligiga, ya'ni R^2 ga, yadro massasi esa $m \sim R^3$ ga proporsionaldir.

Bulardan rezonans chastotasi uchun:

$$\omega = \sqrt{\frac{f}{m}} \approx \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} \approx \frac{1}{\sqrt{R}} \approx \frac{1}{A^{1/6}} \approx A^{-0,17}.$$

Shunday qilib, sodda model asosida tajribadan olingan nitajaga mos bog'lanishga kelish mumkinligini ko'ramiz.

Keyingi vaqtlarda ba'zi yengil yadrolarda (g, n) reaksiyalar ulkan rezonansning «tarkibiy tuzilishi» kuzatilmoqda. Fotoprotonlarning energetik va burchak taqsimotini o'rganish fotoyadro reaksiyalarning fotoeffekt va bug'lanish mexanizmlari mavjudligini ko'rsatadi. Bevosita fotoeffekt mexanizmida g-kvantlar energiyasining asosiy qismini «sirtida» joylashgan protonga beradi. Bu holda kompaund yadro hosil bo'lmaydi. Shunday qilib, protonlarning energetik taqsimoti bug'lanish mexanizmi orqali bo'ladigan energetik taqsimotidan keskin farq qiladi. 5.10-rasmda indiy yadrosidagi



5.10-rasm. Indiy yadrosidan uchib chiqqan fotoprotonlar spektri: 1 va 2-bug'lanish va bevosita fotoeffekt mexanizmlarga taalluqli nazariy egri chiziqlar; N_p – nisbiy intensivlik.

(g, p) reaksiyaning tajribadan olingan spektri va bug'lanish hamda bevosita fotoeffekt mexanizmiga oid nazariy grafiklar keltirilgan.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, tajribadan olingan intensivlik ayrim jarayonlar beradigan effektlar yig'indisiga teng bo'lib, har bir jarayon hissasi gamma-kvantlar energiyasiga va massa soniga bog'liq bo'ladi.

5.9-§. Yadro bo'linish reaksiyasi

Yadroning bo'linish tarixi E.Fermi va uning izdoshlarining 1934-yilda uran yadrosini neytronlar bilan bombardimon qilish bo'yicha o'tkazgan tajribalaridan boshlanadi. Ular zaryadsiz neytron uchun kulon to'sig'i yo'qligi sababli og'ir yadrolarni neytron bilan bombardimon qilib nishon yadroni neytronlar bilan boyitish bu yadrolar o'z navbatida radioaktiv bo'lib, b-emirilish bilan zaryadini bittaga oshirishi, shu yo'l bilan davriy sistemada uran elementidan keyin joylashgan transuran elementlarini hosil qilish maqsad qilib qo'yilgan edi. Haqiqatda esa, ular bo'linish parchalarini (yarim yemirilish davrlari: $T_{1/2} = 13$ min., $T_{1/2} = 90$ min.) kuzatdilar.

Ko'p yillik muntazam izlanishlar olib borib 1939-yilda O.Gan (1879 — 1968), Lize Meytner (1878 — 1968) va Shtrassman (1902 — 1980) E.Fermi tajribalarini takrorlab, bunday reaksiya natijasida boshlang'ich yadro o'zidan ancha yengil elementlarga parchalanishini ko'rsatdilar.

I.Kyuri va P.Savich (1909-y.t.) yuqoridagi reaksiyalarda radioaktiv lantanning, O.Gan va Shtrassmanlar radioaktiv bariy elementining hosil bo'lishini aniqladilar.

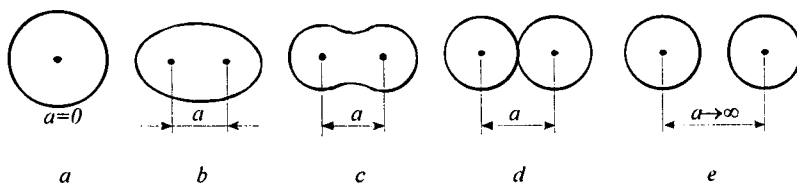
Bu tajriba natijalarini tahlil qilib, 1939-yilda Meytner va O.Frish (1904 — 1979) neytronlar ta'sirida uran yadrosi ikki bo'lakka ajralishi kerak, degan fikrga keldilar. Bu fikr keyinchalik tasdiqlandi va bu jarayon **yadroning bo'linishi** degan nomni oldi.

L.Meytner va Frishlar yadro bo'linishini tomchi modeliga ko'ra, tushuntirishga harakat qildilar. 1939-yilda N.Bor, D.Uiler (1911) bulardan mustaqil Ya.I.Frenkel (1894 — 1952) yadro bo'linish mexanizmini tomchi modeli asosida tushuntirib berdilar.

Nishon yadro neytron ta'sirida uyg'ongan holatga o'tadi va yadro suyuqlik tomchisida kuchli tebranishlar yuzaga keladi. Bunday tebranishlar yadrodagi zaryadlangan protonlar o'rtasidagi kulon itarishish kuchlari bilan yadroni barqaror holatga qaytaruvchi sirt taranglik kuchlari tufayli vujudga keladi.

Darhaqiqat, yadrodagi nuklonlarning harakatlari natijasida, ayniqsa, ular tashqaridan neytron yutish yo‘li bilan energiya olganida yadro-tomchining shakli o‘zgaradi. Tomchi tebranish natijasida shar, ellipsoid yoki boshqa murakkab shaklga kiradi.

Agar uyg‘onish energiyasi sirt taranglik energiyasini yengishga yetarli bo‘lmasa, ellipsoid shaklini olgan yadro yana sferik shakliga qaytadi. Lekin, agar yadro uyg‘onish energiyasi yetarli darajada katta bo‘lsa, yadro shakli tebranish natijasida gantel shaklini olishi va u dastlabki shakliga qaytmasligi mumkin, chunki gantel uchlarida to‘plangan protonlarning o‘zaro elektrostatik itarilish kulon energiyasi yadro tomchisini uzilishiga olib keladi, gantel bo‘laklaridagi sirt kuchlari ham bo‘linishga moyil bo‘ladi.



5.11-rasm. Tomchi modeliga asosan yadroning bo‘linishi.

Tomchi modeliga ko‘ra, yadro bo‘linish shartini qarab chiqaylik. Yadro bog‘lanish energiyasi uchun Veyszekker formulasi yadro bog‘lanish energiyasi:

$$E = [Zm_p + (A - Z)m_n]c^2 - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \dots \quad (5.9.1)$$

Yadro shakli o‘zgarganda bu formuladagi $E_\sigma = \beta A^{2/3} = 4\pi R^2 \sigma$ sirt

taranglik energiyasi va $E_k = \gamma Z^2 A^{-1/3} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}$ protonlarning kulon

ta’sir energiyasi o‘zgaradi. Sirt taranglik kuchi yadro shaklini sferik holiga qaytarishga intilsa, protonlarning kulon ta’sir energiyasi yadrodagi protonlar orasidagi masofani ortishiga, ya’ni deformatsiyalanishiga sabab bo‘ladi. Demak, yadroning bo‘linishi shu ikki xil energiya yig‘indisiga bog‘liq.

Berilgan hajm uchun shar shakli eng kichik sirtga ega. Shuning uchun yadro a shakldan b shaklga o‘tganda (5.11-rasm) uning sirti ortadi va demak,

sirt taranglik energiyasi E_σ ortadi. Protonlar orasidagi o'rtacha masofa ortgani uchun kulon ta'sir energiyasi E_k kamayadi. Yadroga tashqaridan berilgan uyg'onish energiyasi yetarli bo'lmasa, ma'lum vaqtdan so'ng yadro siqiladi va E_σ kamayib E_k ortadi, natijada yadroda tebranishlar hosil bo'ladi. Yadroning uyg'onish energiyasi yetarlicha katta bo'lsa, sirt taranglik kuchi protonlarning kulon ta'sir energiyasini yengishga yetarli bo'lmaganidan yadro shakli gantel shaklini olishi mumkin. Bu holda yadrodagi protonlar gantel uchlarida to'planadi va endi sirt taranglik energiyasi gantel uchlarida to'plangan yadro suyuqlik materiyasining sferik shaklini olishga «yordamlashadi». Natijada yadro ikki bo'lakka ajraladi. Kulon itarilish energiyasi E_k ning sirt taranglik E_σ ga nisbati yadro bo'lina olish qobiliyatining o'lchami bo'lib, xizmat qiladi. E_k yadroning zaryadi Z^2 ga E_σ esa A massa soniga proporsional bo'lganligidan:

$$\frac{E_k}{E_\sigma} = \frac{3 (Ze)^2}{5 R_0 A^{1/3}} = \frac{3e^2}{20\pi R_0^3} \frac{Z^2}{A}. \quad (5.9.2)$$

Bu formulada turli yadrolar uchun Z^2/A o'zgaruvchan ko'paytmadir. Z^2/A ortib borishi bilan yadroning bo'linishi osonlashadi. Shuning uchun Z^2/A ni **bo'linish parametri** deb ataladi.

Deformatsiyalanmagan yadrolar uchun yadro to'la energiyasini, (5.9.1) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$E = E' + E_k + E_\sigma. \quad (5.9.3)$$

Bu yerda sirt taranglik energiyasi E_s bilan protonlarning kulon energiyasidan (E_k) tashqari hamma boshqa energiyalar yigindisi E' bilan belgilandi. Agar yadro birmuncha deformatsiyalansa, sirt taranglik energiyasi ortadi va kulon ta'siri energiyasi bir muncha kamayadi, E' energiya o'zgarmay qolaveradi.

Shuning uchun yadro energiyasining o'zgarishi ΔE , E_k va E_s energiyalarning o'zgarishiga bog'liq:

$$\Delta E = |\Delta E_s| - |\Delta E_k|. \quad (5.9.4)$$

Agar $\Delta E > 0$, ya'ni $|\Delta E_s| > |\Delta E_k|$ bo'lsa, yadro o'z holatiga qaytadi,

$\Delta E < 0$ bo'lsa, deformatsiya orta boradi, yadro bo'linadi. $\eta = \frac{|\Delta E_k|}{|\Delta E_\sigma|} = 1$

kritik holdir. $h < 1$ da yadro bo'linmaydi, $h = 1$ da kritik holat, $h > 1$ da yadro so'zsiz bo'linadi.

Agar yadro tekis zaryadlangan ellipsoid deb qaralsa, bo'linish parametri:

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{E_k}{E_\sigma} \quad (5.9.5)$$

Kritik hol uchun $h = 1$ deb, bo'linish parametrini hisoblasak (5.9.2),

$$(5.9.5) \text{ ifodalardan } \eta = \frac{3e^2 Z^2}{2 \cdot 20\pi R_0^3 \sigma A};$$

$$\frac{Z^2}{A} = \frac{40\pi R_0^3 \sigma}{3e^2} = \frac{40 \cdot 3,14 (1,3 \cdot 10^{-13})^3 10^{20} \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}}{3(4,8 \cdot 10^{-10})^2 (\text{CGSE})^2} = 45;$$

bu yerda $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ sm, $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE, $\sigma_{\text{yad}} = 10^{20} \text{ erg} / \text{sm}^2$.

Demak, kritik hol $(Z^2/A) = 45$ yaqinlashganda yadro o'z-o'zidan bo'linib ketadi. Yadro bo'linish parametri $Z^2/A > (Z^2/A)_{kr}$ bo'lganda u asosiy holatda ham bir onda spontan bo'linadi.

Demak, yadrolar uchun Z ning maksimal qiymatini $(Z^2/A)_{kr} = 45$ dan keltirib chiqarish mumkin. U taxminan 110 ga teng. Shuni ham aytish lozimki, tomchi modeli hamma tajriba natijalarini to'la tushuntirib bera olmaydi. Masalan, yadroning bo'linish parametri Z^2/A ning o'zgarishiga qarab monoton o'zgaravermaydi, bo'linish yadrodagi nuklonlarning toq-juftligiga bog'liq, keyingi vaqtlarda izomer holatdan bo'linishlar kashf etildi. Bularning hammasi yadrodagi qobiqlarni nuklonlar bilan to'ldirilish tartibini, ya'ni yadro qobiq modelini e'tiborga olishni talab etadi.

Yadro energiyasi va deformatsiyalari orasidagi munosabatdan bo'linish xususiyatlarini tushuntirish mumkin.

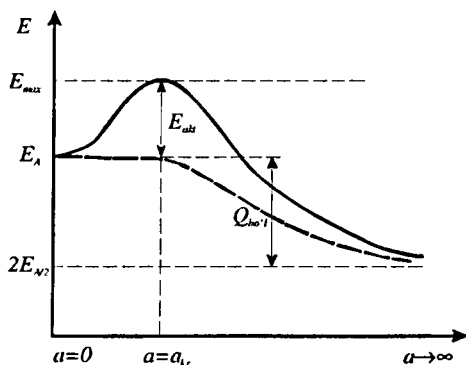
5.11-rasmdan $r = 0$ hol sferik shakldagi uyg'onmagan yadroga mos keladi. Yadro deformatsiyalanganda ellipsoid orasidagi masofa yadroning deformatsiyalanish parametrini ifodalaydi. Kuchli deformatsiyalangan yadro

uchun r masofa ortib boradi va $r = r_{kr}$ da shar shaklini olgan bo‘laklar bir-biriga tegib turgan holda ular markazlari orasidagi masofani ko‘rsatadi. $r = r_{kr}$ da $E = E(r)$ maksimumga erishadi (5.12-rasm).

Yadro energiyasi kichik r larda ortaboradi, $r = r_{kr}$ maksimumga erishadi va $r > r_{kr}$ da yana kamayadi. Uyg‘ongan yadro energiyasi E_A bilan $r \rightarrow \infty$ dagi bo‘lakchalar energiyasi $E = 2E_{A/2}$ orasidagi farq reaksiya energiyasini beradi:

$$Q = E_A - 2E_{A/2}$$

$E_{akt} = E_{maks} - E_A$ – aktivatsiya energiyasi deyiladi.



5.12-rasm.

Yadro bo‘linishi uchun tashqaridan aktivatsiya energiyasidan kam bo‘lmagan uyg‘onish energiyasi E_{uyg} ni berish kerak, natijada energiya ajraladi.

Bo‘linishda ajralib chiquvchi energiya $E_{ajr} = Q_{bo'l} - E_{uyg}$ ga teng.

5.9.1. Neytron ta‘sirida uran izotoplarining bo‘linishi

Tabiatda uran asosan ikki izotop aralashmasi sifatida uchraydi:

${}_{92}^{235}\text{U}$ (0,7%) va ${}_{92}^{238}\text{U}$ (99,3%). Neytronlar ta‘sirida uran yadrosi bo‘linish kesimi izotop turi va neytron energiyasiga bog‘liq ravishda har xil bo‘ladi.

Neytronlar energiyasiga qarab quyidagicha toifalarga bo‘linadi: energiyasi 0,025 eV dan 0,5 eV ga qadar bo‘lgan neytronlar issiq neytronlar; 0,5 eV dan 1 keV gacha energiyali neytronlar rezonans neytronlar; 1 keV dan 100 keV gacha energiyali neytronlar oraliq neytronlar; 100 keV dan 14 MeV gacha energiyali neytronlar esa tez neytronlar deb ataladi.

Bo‘linish kompaund yadro hosil bo‘lish bilan yuz berganda yadrolarning bo‘linishi yadro vaqtiga ($10^{-22} — 10^{-23}$ s) nisbatan ancha sekin yuz beradi. Kinetik energiyasi T_n bo‘lgan neytronni yutgan yadroning uyg‘onish energiyasi $E_{uyg} = T_n + \varepsilon_{A+1}$ bo‘ladi. Bu yerda ε_{A+1} – neytronning kompaund yadroda bog‘lanish energiyasi. Demak, biror ${}^A_Z X$ yadroning T_n kinetik energiyali neytron ta‘sirida bo‘linish sharti

$$T_n > E_f = E_{akt} - \varepsilon_{A+1}, \quad (5.9.6)$$

bu yerda E_f – bo‘linishning effektiv chegarasi deyiladi. Aktivatsiya energiyasi E_{akt} bo‘linish parametriga bog‘liq bo‘lib, uncha og‘ir bo‘lmagan yadrolar uchun bo‘linish parametri kritik qiymatdan kichik

$$\left(\frac{Z^2}{A} \right)_{kr} > \frac{Z^2}{A}, \text{ aktivatsiya energiyasi } E_{akt} \text{ katta bo‘ladi.}$$

Shuning uchun bunday yadrolarni bo‘lish uchun neytron energiyasi yetarli darajada katta bo‘lishi lozim. Og‘ir yadrolarda esa bo‘linish parametri o‘tib, aktivatsiya energiyasi E_{akt} kamayib boradi. Nihoyat ba‘zi yadrolar uchun $E_{akt} < \varepsilon_{A+1}$, ya‘ni ular uchun E_f – manfiy. Bunday yadrolar issiq neytronlar ta‘sirida ham bo‘linadi. 5.3 va 5.4-jadvallarda ba‘zi yadrolar bo‘linishining aktivatsiya energiyasi va neytronning yadrodagi bog‘lanish energiyasi keltirilgan.

5.3-jadval

Ba‘zi yadrolar bo‘linishining aktivatsiya energiyasi

Yadro	${}^{207}Tl$	${}^{207}Bi$	${}^{210}Po$	${}^{233}Th$	${}^{236}U$	${}^{239}U$	${}^{239}Pu$	${}^{240}Pu$
$E_f(MeV)$	19,8	22,2	19,7	5,4	6,6	7,1	5,3	5,1

Neytronning yadrodagi bog‘lanish energiyasi

Boshlang‘ich yadro	^{238}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}U	^{232}Th
Boshlang‘ich yadro $+n$	^{239}U	^{236}U	^{240}Pu	^{233}U	^{235}Th
Bog‘lanish energiyasi, MeV	6,0	6,8	5,3	5,1	5,1

Jadvallardan ko‘rinib turibdiki, ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu yadrolar uchun bo‘linish energiyasi E_f – manfiy, istalgan issiq neytronlar ta’sirida bo‘linsa, ^{238}U uchun E_f neytron energiyasi hech bo‘lmaganda $T_n > 1,1$ MeV bo‘lgan tez neytronlar bilan bo‘linishi mumkin.

Haqiqatan ham, ^{235}U neytron yutib ^{236}U ga aylanadi, ^{236}U juft-juft yadro bo‘lgani uchun bog‘lanish energiyasi nisbatan yuqori 6,8 MeV. ^{238}U esa neytron yutib ^{239}U ga aylanadi, bu yadro juft-toq yadro bo‘lgani uchun bog‘lanish energiyasi past, 6,0 MeV. Aktivatsiya energiyalari bo‘linish parametri Z^2/A ga bog‘liq bo‘lganidan ^{236}U uchun 6,6 MeV, ^{239}U uchun 7,1 MeV.

Og‘ir yadrolarning issiq neytronlar ta’sirida bo‘linishi energiya nuqtai nazaridan juda qulaydir. Undan tashqari ^{233}U , ^{235}U va ^{239}Pu izotoplar uchun bo‘linish reaksiyasining kesimi juda katta va nihoyat issiq neytronlar ta’sirida bo‘linish reaksiyalari ekzotermik bo‘lganidan yuqoridagi yadrolar uchun kichik energiya sohasida «1/9 qonun» bajariladi. Neytron energiyasi $T_n = 0,025$ eV bo‘lsa, $\sigma_{nf} = 600$ bn; $T_p = 1$ MeV da $\sigma_{nf} = 1,5$ bn.

Og‘ir yadrolar bo‘linishida katta energiya ajralib chiqadi. Og‘ir yadrolar bo‘linishida massa sonlari $A = 100$ ga yaqin bo‘lgan bo‘lakchalarning har bir nuklonga to‘g‘ri keluvchi solishtirma bog‘lanish energiyasi $A \geq 235$ katta bo‘lgan bo‘linuvchi og‘ir yadrolar solishtirma bog‘lanish energiyalaridan taxminan 0,85 MeV katta. Demak, bo‘linish natijasida har bir nuklonga 0,85 MeV ga teng bo‘lgan energiya ajraladi, ya’ni har bir yadroga to‘g‘ri keladigan bo‘linish energiyasi $Q = 235 \cdot 0,85 \approx 200$ MeV.

Masalan, 1 kg ^{235}U bo‘linganda ajralgan energiyani aniqlash mumkin.

$$1 \text{ kg da } N = \frac{mN_A}{A}$$

uran yadrosi. To'la ajralgan energiya:

$$Q = NQ_1 = \frac{1\text{kg} \cdot 6,023 \cdot 10^{26}}{235} 200\text{MeV} = 5,125 \cdot 10^{26} \text{MeV} = 8,2 \cdot 10^{10} \text{kJ}.$$

Bu – 1800 t benzin, 2700 t ko'mir yonganda beradigan issiqlikka teng. Bo'linish energiyasining asosiy qismi: bo'lakchalar kinetik energiyasiga – 169 MeV, oniy gamma-nurlar energiyasiga – 8 MeV, bo'linishda vujudga kelgan neytronlar energiyasiga – 5 MeV, β -yemirilish energiyasiga ~9 MeV, γ -nurlar energiyasiga – 7 MeV, neytrino energiyasiga ~11 MeV sarf bo'ladi.

Bo'linish energiyasining neytrino energiyasidan tashqari hamma qismini issiqlikka aylantirish mumkin.

Bo'linishda ajralgan energiya uran yadrosi massasining ~0,1% ni tashkil etadi.

Bo'linish reaksiyasi (n, f) bilan bo'linishga halaqit beruvchi noelastik sochilish (n, n'), elastik sochilish (n, n), radiatsion qamrash (n, γ) jarayonlari raqobatlashadi. Ammo kichik energiyalarda noelastik, elastik sochilishlar bo'lmasdan ^{235}U yadrosi 16% radiatsion qamrash, ~84% hollarda yutilgan neytronlar bo'linishni vujudga keltiradi.

Uran ^{235}U yadrosi sekin neytronlar ta'sirida nuklonlar soni $A = 90$ va $A = 140$ atrofida bo'lgan ikki bo'lakchalarga bo'linadi. Bu bo'lakchalar kripton ($_{36}\text{Kr}$) va ksenon ($_{54}\text{Xe}$) lar yoki shu yadrolar atrofidagi yadro izotoplari bo'lib, bo'lakchalar biri ikkinchisidan taxminan 1,5 marta og'irroqdir. Bo'linishda taxminan ~1% ga teng bo'lakka bo'linadilar.

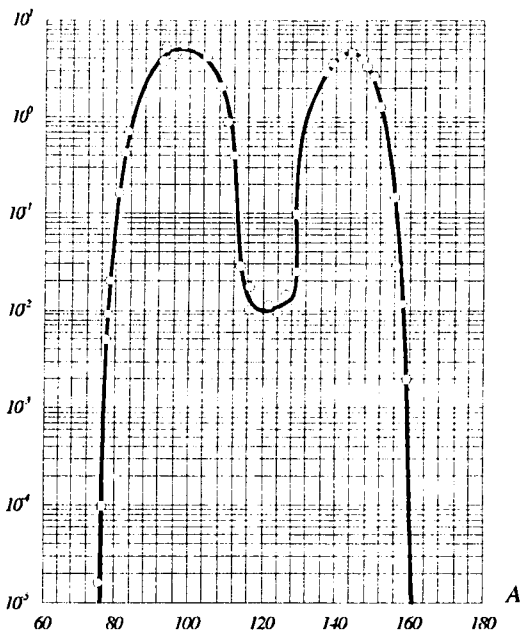
Sifat jihatdan bo'linishning assimetrik bo'linishi qobiq modeli bilan tushuntiriladi. Yadro uchun neytronlar soni 50 va 82 «sehrli» sonlaridan biriga yaqin bo'lgan bo'lakchalarga bo'linishi afzaldir.

Birinchi bo'lakcha neytroni 50 ga, ikkinchi bo'lakchada neytroni 82 ga yaqindir (5.13-rasm).

Uran-235 yadrosida neytronlarning protonlarga nisbati 1,6 ga teng. Lekin bo'linishda hosil bo'lgan bo'lakchalarda bu nisbat ancha kamdir.

Masalan, $^{108}_{47}\text{Ag}$, $^{137}_{56}\text{Ba}$ yadrolari uchun 1,3 va 1,45 ga teng. Demak, har bir bo‘linish jarayonida bir necha neytron hosil bo‘lishi kerak. Haqiqatan, uran-235 bo‘linishining har bir aktida o‘rta hisobda 2 – 3 ta oniy neytron hosil bo‘ladi. Oniy neytronlarning o‘rtacha kinetik energiyasi ~ 2 MeV bo‘lib, ular bo‘linish energiyasining 30% ini olib ketadi.

Oniy neytronlar chiqarganidan keyin bo‘lakchalar uyg‘ongan holatlarda bo‘ladi. Ular tezda oniy gamma-kvantlarni chiqarish bilan asosiy holatga o‘tadi. Har bir bo‘linishda ~ 1 MeV li qariyb 8 foton chiqaradi, bu bilan bo‘linish energiyasining taxminan 3,5% ni olib ketadi.

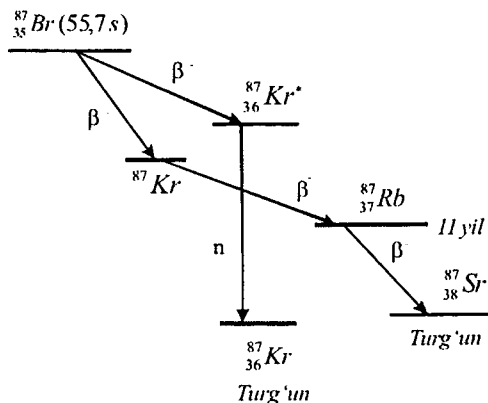


5.13-rasm. Uranning bo‘linishidan hosil bo‘lgan yadrolarning massa bo‘yicha taqsimlanishi.

Bo‘linishda kechikuvchi neytronlar ham vujudga keladi. Kechikuvchi

neytronlar mahsul yadroning asosiy holatiga bo‘lakchani beta-yemirilishi qat’iy taqiqlangan va u neytronning ajralishi mumkin bo‘lgan energiyali uyg‘ongan holatda bo‘lgan hol bo‘lishi mumkin. Bu yadro barqaror holatga energiyasini neytronlardan biriga berish va uni chiqarish bilan o‘tadi, shu bilan birga bu jarayon oniy bo‘ladi. Kechiqish vaqti esa, oldin o‘tgan beta-yemirilishga ketadi. Misol:

${}^{87}_{35}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} {}^{87}_{36}\text{Kr} \xrightarrow{n} {}^{86}_{36}\text{Kr}$. Neytron bo‘linish vaqtidan $\tau \sim 56$ s so‘ng chiqadi (5.14-rasm).



5.14-rasm. Brom-87, Kripton-87, Rubidiy-87 yadrolarining yemirilish sxemalari.

Kechikuvchi neytronlar neytronlar umumiy sonining taxminan 0,75% ini tashkil etadi, lekin ularning mavjudligi boshqariluvchi yadroviy bo‘linish jarayonini amalga oshirish uchun muhim. Kechikkan neytronlarning paydo bo‘lish vaqti bo‘lakcha yarim yemirilish davriga bog‘liq. Kechikuvchi neytronlar yadro bilan kuchsiz bog‘langan bo‘ladi.

${}^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$ yadrosida neytronlar soni $50 + 1$, ${}^{137}_{53}\text{I}_{84} \rightarrow {}^{137}_{54}\text{Xe}_{83}$ da esa neytronlar $83 = 82 + 1$, ya’ni bu yadrolardagi neytronlar soni yopiq neytron qobiqlardagi neytronlar sonidan bitta ortiq.

Bu so‘nggi bitta neytron yopiq qobiq tashqarisida bo‘lganidan yadro

bilan kuchsiz bog'langan, shuning uchun uyg'ongan yadro uni o'zidan yengillik bilan chiqarib yuboradi.

Bo'linuvchi yadrolarda neytronlarni to'la yutish kesimi s_n bo'linish kesimi va radiatsion tutib qolish kesimlaridan iborat:

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma = \sigma_f (1 + \alpha): \quad (5.9.7)$$

bu yerda $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$ Boshqacha qilib aytganda, yadrolar bo'linishini yutilgan neytronlarning faqat $1/1+\alpha$ qismigina yuzaga keltiradi. Demak, bo'linuvchi yadroda bir neytronning yutib qolinishiga to'g'ri keladigan bo'linish neytronlarining o'rtacha soni:

$$\eta = v \frac{\sigma_f}{\sigma_a}. \quad (5.9.8)$$

bu yerda v – har bir bo'linishga to'g'ri keluvchi bo'linish neytronlarining o'rtacha soni. Tajribalarning ko'rsatishicha, issiq va tez neytronlar ta'sirida bo'linuvchi hamma izotoplar uchun $\eta > 2$, ammo oraliq neytronlar uchun u 1,5 gacha kamayadi. Shuning uchun og'ir yadrolarni issiq yoki tez neytronlar ta'sirida bo'lingani ma'qul.

Bo'linuvchi izotoplarning issiq neytronlar ta'sirida bo'linish kesimi tez neytronlardagi bo'linish kesimiga nisbatan yuz martacha ortiq. Shu sababdan, odatda, tez neytronlarni maxsus sekinlatuvchilar yordamida issiq neytronlarga aylantirilib, keyin ular yordamida bo'linuvchi izotoplarga ta'sir etiladi. Issiq neytronlar bilan zanjir reaksiyalarning tarkibida bo'linuvchi izotoplar va sekinlashtiruvchi moddalar bo'lgan ko'paytiruvchi sistemalarda (atom reaktorlarida) amalga oshiriladi.

Bo'linuvchi uran izotopi va sekinlashtiruvchi cheksiz sistemada neytronlarning ko'payishi. Birinchi avlod neytronlarining zichligi n_1 bo'lsa, u holda ikkinchi avlod neytronlarining zichligi $n_2 = fn_1$ bo'ladi. Bu yerda f – issiq neytronlarning ishlatilish koeffitsienti bo'lib, u issiq neytronlarning qancha qismi uranga yutilishini ko'rsatadi. Neytronlarning ma'lum bir qismi sekinlashtiruvchi materialda yutilganligi tufayli f har doim birdan kichik bo'ladi. fn_1 ta neytronning har biri o'rtacha η bo'linish neytronlarini hosil qilganligidan, tez neytronlarning umumiy miqdori $fn_1 \eta$ ga teng bo'ladi. Bu neytronlar ^{238}U ning yadrolari bilan to'qnashib,

bo'linishni vujudga keltiradi. Natijada tez neytronlarning zichligi εhfn_1 ga qadar ortadi (ε – tez neytronlardagi ko'payish koeffitsienti).

Sekinlantuvchi neytronlarning bir qismi sekinlashtiruvchi moddada ^{238}U yadrosida rezonans ravishda radiatsion qamrab qolinishini hisobga olsak, keyingi avlod issiq neytronlarining zichligi tez neytronlar zichligidan kichik bo'ladi.

$$n_2 = \rho\varepsilon\eta fn_1, \quad (5.9.9)$$

bu yerda ρ – koeffitsient tez neytronlarning qancha qismi issiqlik energiyasiga qadar sekinlashganini ko'rsatadi: cheksiz muhitda issiq neytronlarning ko'payish koeffitsienti issiq neytronlar n_1 va n_2 zichliklarining nisbati kabi aniqlanadi.

$$k_\infty = \rho\varepsilon\nu f. \quad (5.5.10)$$

Agar $k_x < 1$ bo'lsa, neytronlar zichligi avloddan-avlodga kamaya boradi, reaksiya so'nadi. $k = 1$ da zanjir reaksiya o'z-o'zini neytronlar bilan ta'minlab turadi. $k_x > 1$ da reaksiya rivojlanadi.

Odatda, real chekli ko'paytiruvchi sistemaning koeffitsienti effektiv koeffitsient deb ataladi va $k_{eff.}$ bilan belgilanadi. Neytronlarning bir qismi muhitdan sizib chiqib ketadi, ikkinchi avlodagi neytronlar zichligi n_2 sekinlashish vaqtidagi neytronlarning sistemadan chiqib ketishi natijasida kamayadi, shuning uchun $k_{eff.} < k_x$ bo'ladi. $k_{eff.}$ va k_x orasidagi bog'lanish quyidagicha:

$$k_{eff.} = k_\infty P_1 P_2, \quad (5.5.11)$$

bu yerda P_1 va P_2 — sekinlashish vaqtida tez va issiqlik neytronlarining sistemada qolish ehtimolligi. Sistema hajmining ortishi natijasida P_1 va P_2 lar 1 ga, $k_{eff.}$ esa k_x ga yaqinlashadi.

5.9.2. Zanjir reaksiyani amalga oshirish

Tabiiy uran bir jinsli blokiga, ya'ni 99,3% ^{238}U va 0,7% ^{235}U izotoplar aralashmasiga biror neytron kelib tushib, bo'lish sodir etsa, 2 MeV energiyali neytronlar hosil bo'ladi. Bu neytronlar:

- 1) Neytronlar ta'sirida ^{238}U bo'linish ehtimolligi 1/5, ^{235}U bo'linishi

mumkin, lekin tarkibida kam bo'lgani uchun tabiiy uranda zanjir reaksiya bormaydi.

2) Tez neytronlar noelastik sochiladi, natijada energiyasini kamaytiradi, $E < 100$ keV bo'lgan oraliq neytronlarga aylanadi, bu neytronlar ^{238}U yadrosini bo'la olmaydi. Lekin biroz kichik ehtimollik bilan ^{235}U yadrosini bo'lishi mumkin. Uranning tabiiy aralashmasida oraliq neytronlar yordamida zanjir reaksiyasi yuz berishi mumkin emas.

3) Elastikmas sochilish natijasida neytron energiyasi kamayib boradi, oraliq va rezonans soha neytronlariga o'tadi. Bu soha neytronlari yadroga yutilishi natijasida radioaktiv bo'lib, qoladi, lekin bo'linmaydi. Bu soha neytronlarining yutilishi juda foydali, lekin zanjir reaksiyasi borishida xavflidir.

4) Ko'rsatilgan hamma bosqichlarda aralashmalar, bo'linish reaksiya mahsulotlari va hakoza yadrolari tomonidan neytronlarning juda ham nomaqbul qamralishi yuz beradi.

5) Neytronlarning muhitdan chiqib ketishligi uning o'lichiga bog'liq.

6) Hamma xavfli bosqichlardan o'tgan neytronlar issiq energiyaga qadar sekinlashadi va katta ehtimollik bilan ^{235}U ning yadrolarini bo'ladi. Lekin tabiiy uran blokidagi neytronlarning boshlang'ich miqdorida issiq neytronlar juda ham oz bo'lganligi uchun zanjir reaksiyasini yuzaga keltira olmaydi.

Zanjir reaksiyasini amalga oshirish uchun:

1) Neytronlarni intensiv yutuvchi boshqa aralashmalardan tozalash zarur. Undan tashqari bo'linish jarayonida hosil bo'lgan boshqa mahsulotlardan aktiv zonani o'z vaqtida tozalab turish kerak.

2) Tez neytronlarda zanjir reaksiya borishi uchun uran yoqilg'isining tarkibini ^{235}U izotoplar bilan boyitish zarur. Tajribadan ma'lumki, uran ^{235}U bilan boyitilganda 5,56% dan boshlab zanjir reaksiya boshlanganligi, amalda 15% dan kam bo'lmasligi kerak.

3) Reaksiyani amalga oshirishda rezonans sohada neytronlarni rezonans qamrab olish (ng) jarayoni katta halaqit beradi. Shuning uchun rezonans sohadan tezroq issiq neytronlar sohasiga o'tkazish lozim.

Neytronlarni sekinlashtirishda massasi neytron massasiga yaqin bo'lgan turli moddalardan – sekinlashtirgichlardan foydalaniladi.

Kinetik energiyasi T_p bo'lgan neytron nuklonlar soni A bo'lgan

sekinlashtirgich yadrosi bilan to‘qnashganda har bir to‘qnashuvda neytronning energiya yo‘qotishi:

$$\Delta T_n = \frac{4A}{(A+1)^2} T_n. \quad (5.9.12)$$

Demak, sekinlatgich qancha yengil bo‘lsa, neytronlar shuncha tez sekinlashadi. Sekinlashtiruvchi yadro neytronlarni yutmasligi kerak. Sekinlatgich:

1) Suv bo‘lsa; suv tarkibidagi protonlarning neytronlar bilan ta‘sirida deutronlar hosil bo‘lishi hisobiga neytronlar suvda intensiv yutiladi;

2) Geliy ${}^4\text{He}$ bo‘lsa, neytronni yutmaydi, ${}^3\text{He}$ tabiatda uchramaydi. Lekin gaz bo‘lgani uchun zichligi kichik, foydalanish noqulaydir;

3) Eng yaxshi sekinlatgich og‘ir suv D_2O ;

4) Sekinlashtiruvchi moddaning fizik xossalarini, iqtisodiy jihatdan arzonligini ham hisobga oladigan bo‘lsak, u holda og‘ir suv, uglerod, berilliy va berilliy oksidi va boshqalari bo‘lishi mumkin. Suv yuqorida aytilgan kamchiliklarga qaramay, sekinlatgich sifatida keng ishlatiladi;

5) Sekinlatuvchi moddaning uran bilan aralashmasidan tashqari (bunday reaktorlarga gomogen reaktor deyiladi) bo‘linuvchi uran va sekinlatgichlar alohida bir–biriga yonma-yon qo‘yiladi. Uran moddasida hosil bo‘lgan neytronlar sekinlatgichga o‘tadi, u yerda neytronlar issiq neytronlar energiyasiga qadar sekinlashadi va yana uran yoqilg‘isiga o‘tadi hamda bo‘linish reaksiyasini hosil qilishini davom ettiradi. Bunday reaktorlar **geterogen reaktorlar** deyiladi. Gomogen reaktorda zanjir reaksiya hosil qilish uchun qimmat baholi og‘ir suv sekinlatgichdan foydalansa, geterogen reaktorlarda arzon grafit ishlatilganda ham zanjir reaksiya hosil bo‘lishi mumkin;

6) Zanjir reaksiyaning kechishida bo‘linuvchi moddaning formasi ham muhim rol o‘ynaydi. Sferik shaklda bo‘lganda neytronlarning aktiv zonadan tashqariga chiqib ketishi eng kam bo‘lar ekan;

7) Zanjir reaksiya yetarli darajada massaga ega bo‘lganda ro‘y beradi. Zanjir reaksiya borishi mumkin bo‘lgan sistemaning minimal massasi **kritik massa** deb ataladi. Sistemaning (aktiv zonaning) kattaligi esa **kritik kattalik** deyiladi. Kritik massa sistemaning geometriyasiga bog‘liq. Masalan: toza

²³⁵U dan iborat ellipsoid shaklda ($a = 1,94$ m, $b = 1,55$ m) bo'lgan sistemaning kritik massasi 47 kg. Shar radiusi $R = 17$ sm. Agar uran moddasi berilliy qobiqli polueten plyonkalar bilan qatlam-qatlam ajratilsa, kritik massa 242 g radiusi $R_c = 3$ sm bo'ladi;

8) Aktiv zona kritik kattaligini va yoqilg'i kritik massasini yanada kamaytirish uchun reaksiya zonasini neytronlarni qaytaruvchi modda-qaytargich bilan o'raladi. U aktiv zonadan chiqib ketadigan neytronlar sonini kamaytiradi. Qaytargich sifatida berilliy ishlatiladi.

Shunday qilib, issik neytronlar ishtirokida ishlaydigan reaktoring k_∞ ko'payish koeffitsienti:

$$k_\infty = \eta \rho f \varepsilon. \quad (5.9.13)$$

ko'rinishdagi taqribiy formuladan foydalanish mumkin. (5.9.13) formuladagi uchta ko'paytuvchi to'g'risida yuqorida bayon etildi. To'rtinchi ∞ ko'paytuvchi esa tez neytronlarda ko'payish koeffitsientini, bu koeffitsient tez neytronlar sekinlashgunga qadar bo'linishga olib kelishi mumkinligini hisobga olish uchun kiritiladi. O'z ma'nosiga asosan e doim birdan katta bo'ladi. Issiq neytronlar ishtirokida bo'ladigan reaksiyalar uchun uning qiymati 1,03 atrofida bo'ladi. Tez neytronlar ishtirokida bo'ladigan bo'linish reaksiyalari uchun (5.9.13) formula o'rinli bo'lmaydi. η -kattalik yonilg'ining turiga bog'liq bo'lganligi, e esa sekin neytronlar bilan amalga ortadigan reaksiyalar uchun 1 ga yaqin bo'lganligidan, biror aktiv muhitning sifati rf ko'paytma bilan aniqlanadi va $(\rho f)_{get} = 0,823$; $(\rho f)_{gom} = 0,595$ bo'ladi. Tabiiy uran uchun $\eta = 1,34$ ekanligidan $(k_x)_{get} > 1$, $(k_x)_{gom} < 1$. Bu sonlar geterogen muhitning gamogen muhitga nisbatan afzalligini ko'rsatadi.

1942-yilning dekabrda Chikago (AQSh) universitetida E.Fermi boshchiligidagi jahonda birinchi boshqariladigan reaktor qurildi. 1946-yilning dekabrda Moskva shahrida I.V.Kurchatov va A.I.Alixanov boshchiligidagi reaktor ishga tushirildi. Bu reaktorlarda sekinlatgich sifatida grafit, boshqarishda neytronlarni kuchli yutuvchi kadmiy yoki bordan yasalgan sterjenlardan foydalanilgan.

Zanjir reaksiyani boshqarishda kechikuvchi neytronlarning ahamiyati katta. Kechikuvchi neytronlarni hisobga olib, ko'payish koeffitsientini $k = k_0 + k_{kech}$ (bu yerda k_0 – oniy neytronlarning ko'payish koeffitsienti)

yig'indi ko'rinishida yozish mumkin. Zanjir reaksiyaning rivojlanib borish tezligi neytronlarning ko'payish koeffitsienti k bilan ikki ketma-ket bo'linish jarayonlari orasida o'tuvchi vaqt miqdoriga ham bog'liq. Bu vaqt (t) bir bo'linish jarayonining o'rtacha yashash vaqti deb ataladi. Bir bo'linish bosqichida neytronlar soni $\Delta n = n(k-1)$ ga ortadi. Vaqt birligida esa neytronlar sonining ortishi:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau}. \quad (5.9.14)$$

Bu tenglamadan istalgan t vaqtdagi neytron sonini aniqlash uchun formula:

$$n = n_0 e^{n(k-1)/\tau}. \quad (5.9.15)$$

bu yerda n_0 – boshlang'ich vaqtdagi neytronlar soni.

Reaktorda neytronlar soni (5.9.15) formula bo'yicha eksponensial qonun bilan ortib boraveradi. Quvvati $e = 2,718$ marta orttirish uchun kerak bo'ladigan vaqt zanjir reaksiya davri yoki reaktor davri deyiladi.

Zanjir reaksiyani boshqarishda kechikuvchi neytronlarning ahamiyati katta. Agar kechikuvchi neytron bo'lmasa reaksiya n ta avloddan so'ng neytronlar miqdori, reaksiya tezligi va quvvati k^n marta ortadi, ya'ni vaqtning t momentidagi quvvati:

$$N = N_0 k_0 \quad (5.9.16)$$

bo'ladi. τ – issiq neytronlarda ishlaydigan reaktorlar uchun $\tau = 10^{-3}$ s, bir avlodning yashash vaqti. Kechikuvchi neytronlarni hisobga olmaganida, issiq neytronlar ishtirokida ishlaydigan reaktorning davri 10 s ga yaqin bo'ladi. (5.9.16) formuladan quvvati e marta oshirganda

$$2,718 = k^{10/10^{-3}}; k_0 = 1,0001 \text{ hosil bo'ladi.}$$

Reaksiya $(k_0)^{T/\tau}$ ga proporsional keskin o'tirib ketadi, bunda hech qanday qutqarish chorasini ko'rib bo'lmaydi. Kechikuvchi neytronlar zanjir reaksiya davrini bir necha tartibga oshirib, reaktorni boshqarish imkoniyatini beradi.

$k = 1,001$ bo'lganda sistemaning davri yoki neytronlar sonining e marta ko'payish vaqti 80 s ni tashkil etadi. Bu vaqt zanjir reaksiyasini

shoshmasdan boshqarishga imkon beradi.

Sof yoqilg'i muhitda, odatda neytronlar siklining vaqti $\sim 10^{-8}$ s ga teng, $k = 1,1$ bo'lganda dastlabki 1 dona neytron 6 mks da 10^{26} ta neytron hosil qiladi yoki bitta bo'linish 10^{26} bo'linishni vujudga keltiradi. Bu $t = 6$ mks oxiridagi bir neytron sikli vaqtida 40 kg uranning bo'linishiga tengdir. Shunday qilib, zanjir reaksiyaning tezligi nihoyatda katta bo'lib, amaliy jihatdan energiyaning birdan ajralib chiqishiga – portlashiga olib boradi:

Zanjir reaksiyasining o'sib borishi sistemada neytronlar ko'payish koeffitsienti bilan xarakterlanadi.

$$k = \frac{N_i}{N_{i-1}}. \quad (5.9.17)$$

Agar birinchi avlodda N_1 neytronlar bo'lsa, n -avlodda $N_n = N_1 k^{n-1}$ bo'ladi. k o'z navbatida :

$$k = \wp k_\infty, \quad (5.9.18)$$

bu yerda k_∞ cheksiz muhitning neytronlar ko'payish koeffitsienti. \wp – muhitdan neytronning chiqib ketmaslik ehtimolligi.

Har doim $\wp < 1$ bo'lib, qiymati sistema geometriyasi va neytronlarni qaytaruvchi qobiliyatiga bog'liq. Neytronlarning yuqorida ta'kidlanganidek, k_∞ – bo'linmaydigan elementlar tomonidan yutilmaslik ehtimolligi, neytronlarni aktiv yadro

tomonidan yutib bo'linish ehtimolligi: $P = \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{ny}}$, uchinchi dan

har bir bo'linish aktida yangi n sondagi neytronlar vujudga kelish ehtimolligiga bog'liq.

Zanjir reaksiyasi bo'lishi uchun $\eta = \nu P > 1$ bo'lishi kerak. η -qiymati bo'linuvchi yadroga va bo'luvchi neytron energiyasiga bog'liq.

5.5-jadvalda ayrim yadrolar uchun ikki energiya tizimida η, ν, P hamda kritik o'lchamlar R_{kr}, m_{kr} – kritik o'lcham va kritik massa qiymatlari keltirilgan.

Bo‘linuvchi element		^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U
Issiq neytronlar ($E_n = 0,025 \text{ eV}$)	ν	2,47	2,91	2,52	-
	P	0,84	0,72	0,90	0
	η	2,07	2,09	2,28	0
Tez neytronlar ($E_n = 1,2 \text{ MeV}$)	ν	2,65	3,0	2,7	2,5
	P	0,87	0,9	0,91	0,12
	η	2,3	2,7	2,45	0,3
	$R_{kr}(\text{sm})$	8,5	6	6	-
	$m_{kr}(\text{kg})$	48	6	12	-

Jadvaldan ko‘rinib turibdiki, ^{238}U issiq yoki tez neytronlar bo‘linish zanjir reaksiyasida qatnashmaydi.

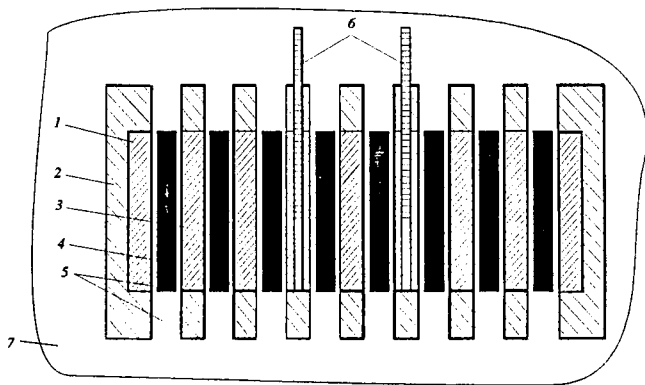
5.10-§. Yadro reaktorlari

Yadro reaktorlari qator xususiyatlari bilan tavsiflanadi va shunga ko‘ra, reaktorlar turli xil bo‘ladi. Yadroni bo‘luvchi neytronlarning energiyasiga qarab reaktorlar issiq, tez va oraliq energiyaga ega bo‘lgan neytronlarda ishlovchi reaktorlarga ajraladi.

Reaktorlar yonilg‘ining turiga, sekinlashtiruvchi moddasiga (oddiy suv, og‘ir suv, grafit, berilliy, organik suyuqliklar va h.k.), aktiv zonaning tuzilishiga (gomogen yoki geterogen), issiqlik uzatgichga (suv, suv bug‘i, organik suyuqlik, geliy, karbonat angidrid gazi, havo, azot, suyuq metallar va h.k.), bajaradigan vazifasiga (ilmiy tekshirish, energiya olish, izotoplar olish va h.k.), ishlash rejimiga (uzluksiz yoki impulsli) qarab turlicha nomlanadi.

5.10.1. Issiq neytronlarda ishlaydigan reaktorlar

Issiqlik neytronlarida ishlaydigan reaktorning sxemasi 5.14-rasmda keltirilgan.



5.14-rasm.

Reaktorning asosiy qismi aktiv zonadir (1). Unda zanjir reaksiya yuz berib, energiya ajraladi. Neytronlarning tashqariga chiqib ketishini kamaytirish uchun aktiv zonaga qaytargich (2) ichiga joylanadi. Aktiv zona neytronlarni sekinlatuvchi bloklardan (3) va ularni ichida joylashgan yoqilg'ı kasetalari TVEL lardan (4) tashkil topgan (TVEL-issiqlik ajratuvchi element). (5) kanallar orqali TVEL dan ajralgan issiqlikni olib ketuvchi gaz yoki suyuqlik (issiqlik eltkich) o'tkaziladi. Reaksiya intensivligi neytronlarni kuchli yutuvchi moddalardan yasalgan maxsus sterjenlar yordamida boshqariladi. Reaktor ishga tushirilishdan oldin neytronlarni yutuvchi (kadmiy yoki bor karbidi) sterjen (6) aktiv zonaga to'la kiritilgan holatda bo'ladi. Bu holda $k < 1$ va zanjir reaksiya bo'lmaydi. Sterjen aktiv zonadan chiqarila borishi bilan k ortadi va $k = 1$ da reaktor statsionar rejimda ishlay boshlaydi. Reaktorning halokatini oldini olish maqsadida qo'shimcha sterjen doim tayyor turadi. Neytronlar soni keragidan ortib ketishi bilan bu sterjen avtomatik ravishda aktiv zonaga kiritiladi va halokat oldi olinadi. Reaktorda hosil bo'lgan radioaktiv nurlanishlardan saqlanish uchun u neytron va gamma-nurlarni yutuvchi radiatsion xavfsizlikni ta'minlaydigan massiv jism bilan (7) o'raladi.

5.10.2. Tez neytronlarda ishlaydigan reaktorlar. Brederlar

Tez neytronlarda ishlaydigan reaktorlar alohida xususiyatga ega.

1) Yoqilg'ini yuqori aniqlikkacha tozalash talab etilmaydi. Aralashmalarda tez neytronlar kam yutiladi.

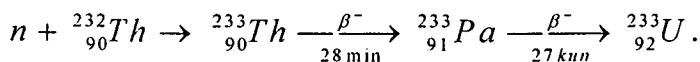
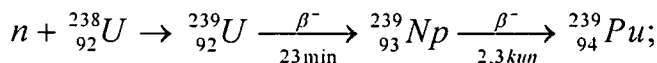
2) Yoqilg'i kuchli konsentrlangan, ya'ni uran bilan boyitilgan bo'lishi kerak.

3) Tez neytronlarning effektiv kesimi kichik bo'lgani uchun yoqilg'ini issiq neytronli reaktorlardagidan ko'proq olish talab etiladi.

4) Bu reaktorlar uchun sekinlatgich talab etilmaydi. Aktiv zonaning o'lchami juda kichik, energiya ajralish zichligi yuqori 0,5 kW/sm³ gacha yetadi.

5) Issiqlikni olib ketuvchi modda neytronlarni sekinlatmasligi kerak. Shu maqsadda suyuq natriy foydalaniladi.

6) Tez neytronlar moddalarda yutilish ehtimolligi kichik bo'lgani uchun reaktorni boshqarishda yutuvchi sterjenlardan foydalanib bo'lmaydi. Tez neytronli reaktorlarni boshqarish aktiv zona va neytronlar qaytargich oralarini yaqinlashtirish, uzoqlashtirish bilan olib boriladi. Tez neytronli reaktorlarni boshqarish murakkab. Lekin shunga qaramay ulardan kelajakda keng foydalanish mumkin. Chunki sekin neytronli reaktorlar uchun zarur bo'lgan ²³⁸U va ²³²Th element yadrolari tomonidan radiatsion yutilish natijasida yadroviy yoqilg'i sifatida ishlatish mumkin bo'lgan yangi ²³⁹Pu va ²³³U izotoplari hosil bo'ladi. Bunday reaktorlarga **ko'paytiruvchi reaktorlar** yoki **briderlar** deyiladi:



Tez neytronli reaktorlarga yoqilg'i sifatida ²³⁸U (²³²Th) kam miqdorda ²³⁹Pu (²³³U) aralashmasi joylashtiriladi. Reaktorda ajralgan energiya ²³⁹Pu bo'linishdan hosil bo'ladi, ²³⁸U esa ²³⁹Pu hosil bo'lishi manbayi hisoblanadi.

5.11-§. Termoyadroviy sintez

Solishtirma bog‘lanish energiyasining massa soniga bog‘liqligidan ma‘lumki, yengil yadrolarning qo‘shilishi natijasida yuz beradigan sintez reaksiya ekzotermik bo‘lib, bu reaksiyalarda bitta nuklonga to‘g‘ri keluvchi ajralgan energiya og‘ir yadrolarning bo‘linishida ajralgan energiyadan ancha katta bo‘ladi. Yengil yadrolarning qo‘shilib sintez reaksiyasini amalga oshirishi uchun musbat zaryadli ikki atom yadrosini bir-biriga yaqinlashtirish ular orasidagi kulon itarilish kuchini yengish lozim. Zaryadlari Z_1e va $+Z_2e$ bo‘lgan ikki yadro orasidagi kulon to‘sig‘i balandligi:

$$U_{kul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R_{12}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 A^{1/3}} = 1,2 \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} \text{ MeV} \quad (5.11.1)$$

ga teng bo‘ladi. $R_{12} = R_1 + R_2$ – yadrolar orasidagi masofa, R_1 , R_2 – birinchi va ikkinchi yadro radiusi.

Kulon potensial to‘sig‘ini yengishga yetarli energiyaga ega bo‘lishi zarur.

Shunday qilib, kinetik energiyasi yetarli darajada katta bo‘lgan yadrolargina sintez reaksiyasini hosil qila oladi. Bunday yadrolarni (reagentlarni) juda yuqori temperaturagacha qizdirish hisobiga olish mumkin. Agar kerakli temperatura sintez reaksiyasi jarayonida hosil bo‘ladigan bo‘lsa, u holda reaksiya o‘z-o‘zini ta‘minlaydigan bo‘ladi. Umuman olganda, kuchli qizdirish hozircha ma‘lum bo‘lgan yagona uslubdir. Shuning uchun bu usul bilan hosil qilinadigan sintez reaksiyalarini **termoyadro reaksiyalari** deb ataladi.

Zarraning kinetik energiyasi bilan harorati orasida quyidagicha bog‘lanish mavjud:

$$T(\text{grad}) = 1,16 \cdot 10^4 E(\text{eV}). \quad (5.11.2)$$

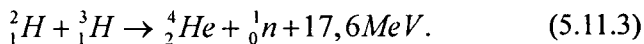
Masalan, ikki proton Kulon to‘sig‘i (5.11.1) ga asosan 1 MeV ga to‘g‘ri kelsa, termoyadro reaksiyasi yuz berishi uchun $T = 1,16 \cdot 10^{10}$ K temperaturagacha qizdirish lozim. U Quyosh markazidagi haroratdan taxminan 100 marta katta.

Termoyadroviy sintezni issiqlik uslubi bilan hosil qilish mumkin emasdek ko‘rinadi. Lekin quyidagi ikkita muhim omilni hisobga olsak:

birinchidan, zarralarning energiya bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga bo'ysunadi, ya'ni berilgan temperaturada yadrolarning ma'lum qismi o'rtacha energiyadan kattaroq energiyaga ega bo'ladi. Ikkinchidan, Kulon potensial to'sig'idan energiyasi kichik $E < U_{kul}$ bo'lgan yadrolar ham tunnel effekti hisobiga kulon bareridan o'tib reaksiyaga kirishishi mumkin. Shuning uchun tabiatda termoyadro reaksiyalari intensiv yuz beradi va Quyosh hamda boshqa yulduzlarning energiya manbayi bo'ladi.

Sintez reaksiyasini reaksiyada qatnashadigan yadrolarni tezlatgichlar yordamida tezlashtirib keyin o'zaro to'qnashtirish yo'li bilan amalga oshirish kutilgan natijalarni bermadi. Bunda tezlatish uchun sarf bo'lgan energiya sintez natijasida ajralib chiqadigan energiyadan katta, bundan tashqari, sintez reaksiyalarining kesimi ionizatsiya kesimidan 8 — 9 tartibga kichik. Shuning uchun tezlatilgan yengil yadrolarning eng ko'p qismi, sintez reaksiyasiga emas, balkim nishon atomlarini uyg'otish va ionizatsiyaga sarflaydi.

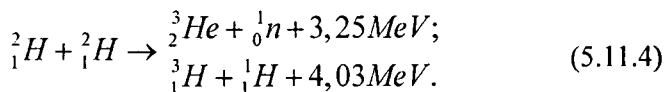
Demak, hozircha termoyadro reaksiyasini olish uchun deyteriy-tritdiy reaksiyasidan foydalanish maqsadga muvofiq hisoblanadi:



Bu reaksiya Kulon to'sig'i kichik, past energiyada katta kesimga ega. Bu reaksiyaning har bir nuklonga to'g'ri keluvchi energiya chiqarishi

$$q = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} \approx 3,5MeV. \text{ Og'ir yadrolarning bo'linishidagisi: } q \sim 1MeV.$$

Kelajakda deyteriy – deyteriy reaksiyasi asosida sintez reaksiyasini hosil qilish mo'ljallangan:

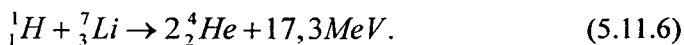
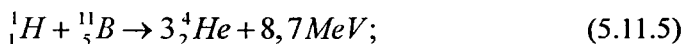


(5.11.3) reaksiyadan bu (5.11.4) reaksiyaning ko'rsatgichlari bir muncha past, lekin (5.11.4) reaksiya ustunligi shundaki, ularda faqat deytronlar ishtirok etadi.

Deyteriyning yerdagi manbayi tuganmas, chunki u okean suvidagi hamma vodorodning 0,015% ni tashkil qiladi. 250 g suvdagi deyteriy

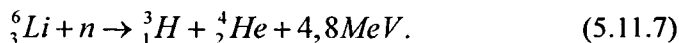
1 kg ko‘mir yongandagi issiqlikni beradi. Okeanlardagi suv taxminan $1,45 \cdot 10^{24}$ kg, bu esa $6 \cdot 10^{18}$ t ko‘mirda ekvivalent. Bu esa Yer massasi ($6 \cdot 10^{21}$ t) ning 10^{-3} qismiga teng.

Termoyadro bo‘linish reaksiyalaridan ham foydalanish mumkin:



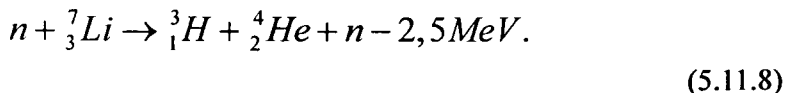
Bunday termoyadroviy reaksiyalardan so‘ng radioaktiv chiqindilar va neytronlar oqimidan iborat bo‘lgan nurlanish hosil bo‘lmaydi.

Yuqorida sintez reaksiyasi (5.11.3) tritiy 3_1H va deuteriy 2_1H lar bilan bo‘lishligi maqsadga muvofiqligi ta’kidlandi. Tritiy radioaktiv yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 12,3$ yil tabiiy holatda uchramaydi. Sun‘iy ravishda reaktorda vujudga keluvchi n -lar bilan ni nurlantirish bilan hosil qilinadi:



Sintez reaksiyasi jarayonida ni hosil qilishlik uchun (5.11.3) deutron-tritiy reaksiyasida vujudga kelgan n -lardan foydalanish lozim. Buning uchun (5.11.7) reaksiyaga ko‘ra, reaktor devorlarini litiy bilan o‘rab qo‘yishlik lozim.

Bu qoplamaga litiy **blanketi** deyiladi. Shunday qilib, (d, t) reaksiyasida vujudga kelgan n reaktor devorlaridagi litiy 6Li bilan reaksiyaga kirishib, bevosita reaktorda tritiy 3H hosil qilinadi. 6Li o‘rniga asosiy izotopi olinsa (tabiiy holda litiyning ${}^6Li - 7,52\%$, ${}^7Li - 92,48\%$ tashkil etadi), endotermik reaksiya:



kuzatiladi.

Bu reaksiya energiya jihatidan noqulay bo‘lsada, neytronlarni yo‘qotmasdan tritiyni hosil qilish mumkin. Tabiatda litiy zahirasi istalgancha yetarli, shuning uchun aytish mumkinki, (d, t) reaksiyalari bo‘lishligi faqatgina deuteriy miqdoriga bog‘liq.

5.11.1. Termoyadroviy reaksiya hosil bo'lish shartlari

Barqaror termoyadro reaksiyalari mavjud bo'lishi uchun plazma temperaturasi T , konsentratsiyalari bir xil $n/2$ bo'lgan deuteriy va tritiiy aralashmasidan ishchi hajmda t vaqt ushlab turish lozim. Albatta termoyadro reaksiyalari ro'y berayotganda ajralib chiqadigan energiya miqdori yonilg'i aralashmasini qizdirish va boshqa isrofgarchiliklarga sarf bo'layotgan energiya miqdoridan ortiq bo'lishi, buning uchun plazmaning zichligi ham yuqori bo'lishi lozim.

Hajm birligida sintez jaryonlar soni:

$$N = \alpha(T) n_D n_T \tau. \quad (5.11.9)$$

Bu yerda n_D, n_T – deuteriy va tritiiy konsentratsiyalar, τ – plazmani issiq holda ushlab turish vaqti, $\alpha(T)$ – harorat funksiyasi bo'lib, plazmada issiqlik almashinish va reaksiya kesimining energiyaga bog'liqligini ifodalaydi.

Bir sintez aktida Q energiya ajralsa, τ vaqt ichida hajm birligida QN energiya ajraladi. Bu issiqlik energiyadan olinadigan elektr energiya:

$$W_{el.} = \eta QN = \eta Q \alpha(T) n_D n_T \tau. \quad (5.11.10)$$

bunda η – foydali ish koeffitsienti bo'lib, bir energiyani (issiqlik) ikkinchi (elektr) xil energiyaga aylantirish koeffitsienti deb ham ataladi.

Plazmani qizdirganda quyidagi energiya sarflanadi:

$$W_{issiq.} = 2 \frac{3}{2} kT (n_D + n_T). \quad (5.11.11)$$

Bu formuladagi 2 koeffitsient plazmadagi ionlar va elektronlar mavjudligini hisobga oladi.

Termoyadro reaksiya ekzotermik bo'lishi uchun ajralgan energiya katta bo'lishi, ya'ni $W_{el.} > W_{issiq.}$ bo'lishligi lozim, bu esa τ bog'liq. (5.11.10) va (5.11.11) formulalardan

$$\tau > \frac{3kT(n_D + n_T)}{\alpha(T)\eta Q n_D n_T}. \quad (5.11.12)$$

bu yerda $n = n_D + n_T$, plazma to'la konsentratsiyasi $n_D = n/2$ da reaksiya minimal bo'lishini e'tiborga olib (5.11.12) ifodadan yoza olamiz:

$$\tau > \frac{3kTn}{\alpha(T)\eta Q \frac{n}{2} \left(n - \frac{n}{2} \right)} = \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q n}. \quad (5.11.13)$$

Bundan:

$$\tau n > \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q} = f(T). \quad (5.11.14)$$

Kichik haroratlar sohasida T ning ortishi bilan $f(T)$ funksiya kamayadi, chunki reaksiya kesimi ortadi. Yuqori haroratlarda $f(T)$, aksincha, T ning ortishi bilan ortadi (5.15-rasm). Shuning uchun haroratning ma'lum $T = T_0$ qiymatida $f(T)$ funksiya minimumga ega bo'ladi. Bu harorat boshqariluvchi termoyadroviy sintez uchun eng qulay haroratdir.

(5.11.3) reaksiya uchun $\eta = 1/3$, $Q = 17,6 \text{ MeV}$ qiymat olinsa $T_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ K}$ to'g'ri keladi, $f(T)$ uchun 10^{20} s/m^3 kelib chiqadi. Shunday qilib, deuteriy-tritiy reaksiyasini hosil bo'lish sharti:

$$n\tau \geq 10^{20} \text{ s/m}^3; \quad T_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ K} (\approx 17 \text{ KeV}). \quad (5.11.15)$$

(5.11.14), (5.11.15) shartlar **Louson kriteriyasi** deb ataladi.

Deyteriy – deuteriy reaksiyasi uchun Louson kriteriyasi.

$$n\tau = 10^{22} \text{ s/m}^3; \quad T_0 = 10^9 \text{ K} (\approx 100 \text{ KeV}). \quad (5.11.16)$$

Ko'rinib turibdiki, boshqariladigan termoyadroviy sintez uchun deuteriy – tritiy reaksiyasidan foydalanish ancha qulay.

Umuman, boshqariladigan termoyadro jaryonida ko'p miqdorda energiya ajralib chiqishining (100 W/sm^3) talab qilinishi hamda zichligi $10^{14} — 10^{16} \text{ zarra/sm}^3$ bo'lgan plazmani yuqori temperaturagacha ($10^8 — 10^9 \text{ K}$) qizdirish lozim bo'lishidan tashqari uni uzoq vaqt davomida termoyadro reaktori kamerasing ichki devorlaridan yetarlicha masofada ushlab turish talab qilinadi (chunki bunday yuqori temperaturaga hech qanday idish devorlari bardosh berolmaydi).

Plazmani idish devorlaridan uzoq masofada ushlab turish uchun magnit maydondan foydalanish mumkin. Ma'lumki, gaz orqali elektr toki o'tganda (razryad), bu toq atrofida hosil bo'lgan magnit maydon gazni ingichka shnur ko'rinishini olishga undaydi. Zaryadlangan zarralarning shu zarralar hosil etgan bunday ingichka shnur shakliga tortilishi **pinch effekti** deyiladi.

Shnur markazidan r masofadagi magnit maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (5.11.18)$$

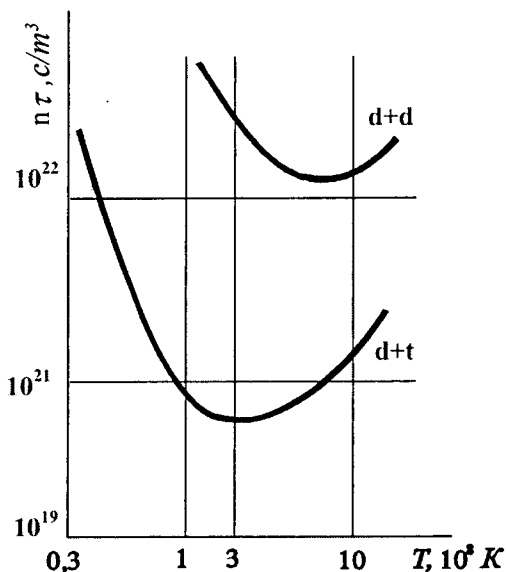
formula bilan ifodalanadi.

Bunda $I - r$ radiusli shnur ichidagi toq kuchidir. Shnur o'qiga parallel ravishda harakatlanayotgan ionga bu maydon tomonidan, shu maydonga urinma bo'lgan aylana markazi tomonga yo'nalgan kuch ta'sir etadi.

$$F = \frac{\mu H^2}{2\pi r} = \frac{\mu I^2}{8\pi^3 r^2}. \quad (5.11.19)$$

Plazmani qisilishga undaydigan F kuchga $R = (n_{ion} + n_{el})kT$ gaz kinetik bosim kuchi qarshilik qiladi (bu yerda n_{ion} - ionlar soni, n_{el} - elektronlar soni).

Magnit maydonning ma'lum bir N_0 qiymatida va plazma shnur radiusining r_0 qiymatlarida $F = P$ bo'ladi. Tok kuchi bir necha amperga teng bo'lganda, magnit maydonning bosimi shunchalik katta bo'ladiki, razryad shu razryad hosil qilgan idish devorlaridan ajraladi va plazma idish devorlaridan izolyatsiyalanadi. Magnit maydon ta'sirida plazma adiabatik siqilganda $TV^{2/3} = \text{const}$, $PV^{5/2} = \text{const}$ qonunlarga asosan uning temperaturasi va bosimi yanada ko'tariladi. Yuqorida aytilganlardan faqat plazmani silindr uchi tomonlari izolyatsiyalanmay qoladi. Bu muammoni kamerani halqasimon qilib tayyorlash yo'li bilan bartaraf etilishi mumkin. Lekin plazma tabiatda gaz emas, balki ko'proq suyuqlikka



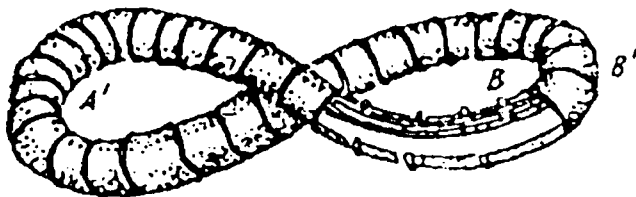
5.15-rasm. Deyteriy-tritii, deyteriy-deyteriy reaksiyalari uchun plazmani ushlab parametrlarining temperaturaga bog'liqligi.

o'xshashligi uchun plazmani uzoq ushlab imkoniyatini bermaydi.

Toroidal kameraning ichki halqa markaziga yaqin tomonidagi magnit maydon tashqi (markazning uzoq) tomonidagi magnit maydondan katta bo'lganligidan, bu hol butun plazmani tashqi devor tomon surilishga va tashqi devorga urilib «xalok» bo'lishga olib keladi. Plazmaning bu «surib chiqarilish» effektini bartaraf qilish uchun L. Spitser kamerani sakkiz raqami ko'rinishida tayyorlashni taklif etdi.

Bunday kamerada yarim aylanishdan so'ng biror tomonga surilib qolgan plazma ikkinchi yarim aylanishda boshqa tomonga suriladi va kamera ichidagi devordan yetarlicha uzoqroq masofada bo'ladi. Bunday kamera stellarator deb ataladi.

Stellaratorlarda magnit sirt plazma hosil qilishuvchi hajmdan tashqarida joylashgan o'tkazgichdan oquvchi toq yordamida hosil qilinadi.



5.16-rasm. Stellarator

Plazmadan toq o'tkazilsa oqayotgan elektr toki protsesning boshlang'ich davrida plazmani yaratadi, uni qizdiradi, plazmani idish devorlaridan uzib termoizolyatsiyalaydi va nihoyat, plazma berk doiraviy toq rolini o'tab, uning atrofida berk magnit sirtini hosil qiladi. Bu prinsip asosida ishlovchi termoyadroviy sintez qurilmalari tokamak (tok, magnit va katushka so'zlaridan olingan) deb ataladi.

Termoyadro reaksiyasini amalga oshirishda tokamak usulidan tashqari plazmaga yetarli darajada tezlashtirilgan neytral atomlarni injeksiya qilish ham istiqbolli usullardan hisoblanadi. Bunda atomlar plazmani ushlab turgan magnit maydonidan erkin o'tadi va qizdirilgan plazmaga kirib ionlashadi.

Boshqa usullardan intensiv lazer nurlanishi va tez elektronlarni injeksiya qilish va h.k.lardan foydalaniladi.

Lazer nurlari bilan nurlantirilganda hosil bo'lgan intensiv nurlanish jism

sirtida katta bosimni hosil qiladi. Buning hisobiga deuteriy-tritiy aralashmasi ming marta kuchliroq siqiladi va termoyadroviy reaksiyaning bo'lish intensivligi million marta ortib ketadi. Lekin bu jarayonda energiya sochilish kattadir. Masalan, lazerlarda elektr energiyani yorug'lik energiyasiga aylantirish foydali koeffitsienti atigi 1%. Lazer yorug'lik energiyasining 6-10% gina termoyadroviy yoqilg'ini qizdirishga sarf bo'ladi, qolgan qismi bug'langan modda bilan sochiladi.

Kuchli tokli impulsli elektron-tezlatgichlarda olingan relyativistik elektronlar oqimidan foydalanilganda, lazer termoyadroviy qurilmalardan afzalligi shundaki, ularning foydali ish koeffitsienti kattaroqdir. Lekin relyativistik elektronlarni fokuslash va energiyasini juda kichik hajmda konsentratsiyalash muammosi juda murakkabdir. Hozirgi vaqtda bu sohada turli uslublarda butun dunyo olimlari intensiv izlanishlar olib bormoqdalar. Bu muammoning hal bo'lishi energetikada katta o'zgarish yasaydi va yer yuzida insoniyatning energiyaga bo'lgan ehtiyojini to'la qondiriladi.

5.11.2. Quyosh va yulduzlarda yuz beradigan termoyadroviy reaksiyalar

Quyosh nurlanishini spektral tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, Quyosh xromosferasi asosan vodorod va geliydan tashkil topgan. Quyosh moddasining zichligi taxminan 100 g/sm^3 bo'lib, quyoshdagi zarralar orasidagi masofa atom o'lchamlaridan kichik ekanligini ko'rsatadi.

Demak, Quyosh va yulduzlarda modda to'la ionlashgan holatda bo'ladi, bunda elektron va yadrolardan tashkil topgan gaz, ya'ni plazma katta gravitatsiya kuchi hisobiga ularning harorati bir necha million gradusga qizigan bo'ladi. Quyosh xromosferasida vodorod va geliyning ko'p miqdorda uchrashi, yulduzlardagi vodorodning bir qismi geliyga aylanib turadi degan fikrga olib keladi.

Termoyadro sintezining asosiy natijasi to'rtta protonning geliy yadrosiga aylanishidir. Bu ikki usul uglerod-azot va vodorod-vodorod sikllari bilan ro'y beradi.

Vodorod sikli uch reaksiya orqali o'tadi.

Reaksiya	Sikldagi reaksiyalar soni	Ajralgan energiya, Q, MeV	E_{ν}^{\max}, MeV neytrino energiyasi	Reaksiya o'tish vaqti, τ
${}^1_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H + e^+ + \nu_e$	2	2	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ y
${}^1_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^3_2He + \gamma$	2	2	—	5,7 s
${}^3_2He + {}^3_2He \rightarrow {}^4_2He + 2{}^1_1H$	1	12,85	—	10 yil
Jami				
$4{}^1_1H \rightarrow {}^4_2He + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$	5	24,67	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ y.

Birinchi bosqichda proton-proton bilan qo'shilib deytron hosil bo'ladi, hosil bo'lgan deytron bir vodorod yadrosi bilan tezda qo'shilib geliy-3 izotopini hosil qiladi. Yetarli darajada geliy-3 izotopini ikkita geliy-3 qo'shilishi natijasida 4_2He va ikkita proton hosil bo'lishi bilan sikl tugaydi.

Vodorod sikli nisbatan kichik haroratlarda (~ 10 mln gradus) bo'lib, o'tadi. Shuning uchun u asosan yulduzlarda hosil bo'lishi va rivojlanishining dastlabki bosqichida energiya manbayi rolini bajaradi. Yulduzlarda yetarli miqdorda geliy hosil bo'lgan yuqoriroq haroratlarda yangi nuklonlarning qo'shilishi natijasida og'irroq elementlar hosil bo'la boshlaydi.

Masalan, $\sim 100 \cdot 10^6$ gradus haroratda uch geliy yadrosi qo'shilib uglerod – 12 hosil qilishi mumkin. Bundan tashqari uglerod-12 oraliq 8_4Be ning hosil bo'lishi bilan ham ro'y berishi mumkin. Yulduzlarda uglerod mavjud bo'lsa, $T > 15 \cdot 10^6$ graduslarda oltita reaksiyadan iborat uglerod azot sikli borishi mumkin (5.7-jadval).

Reaksiya	Q, MeV	$E_{\nu}^{\text{max}}, \text{MeV}$	τ
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	—	$1,3 \cdot 10^7$ yil
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu$	2,22	1,2	7 min
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu$	7,54	—	$2,7 \cdot 10^6$ yil
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,35	—	$3,2 \cdot 10^8$ yil
${}^1_1\text{H} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	2,71	1,7	82 s
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu$	4,96	—	$1,1 \cdot 10^5$ yil
${}^1_1\text{H} + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$			
Jami:			
$4 {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 3\gamma$	26,73		$3,2 \cdot 10^8$ yil

Sikl natijasida 26,73 MeV energiya ajraladi. Siklning vaqti $\tau = 3,2 \cdot 10^8$ yil, bu siklda ham pirovard natijada to'rt proton dan ${}^4_2\text{He}$ hosil bo'ladi. Uglarod esa bu siklda katalizator rolini o'ynaydi.

Quyosh va yulduzlarda termoyadro reaksiyalarida solishtirma energiya ajralish q , yerdagi o'lchamlar bo'yicha juda kam. Quyosh uchun $q = 10^{-4}$ J/kg \times s teng, ya'ni modda almashishi natijasida tirik organizmdagi solishtirma, energiya ajralishdan 400 000 marta kichik. Ammo Quyoshning massasi juda katta bo'lgani uchun ($2 \cdot 10^{30}$ kg) u nurlatadigan to'la quvvat ham juda kattadir, u $\sim 4 \cdot 10^{26}$ W ga teng. Quyosh nurlanish tufayli har sekundda 4,3 mln. tonnaga kamayadi, bu esa quyosh massasining $2 \cdot 10^{-19}\%$ foizini tashkil etadi.

Nazorat savollari

1. Yadro reaksiyalarining hosil bo'lish shartlarini ayting.
2. Yadro reaksiyalari qanday turlardan iborat?
3. Tezlatgichlar va ularning turlarini aytib bering?

4. Zaryadli zarralar qaysi maydonda energiyalarini oshiradi, qaysi maydonda fokuslanadi?
5. Elektrostatik tezlatingichning ishlash uslubini tushuntiring.
6. Siklotronning ishlash uslubi, maksimum energiyasi chegaralanganlik sababini tushuntirib bering.
7. Sinxrotsiklotron, sinxrofazotronlarning ishlash uslublarini aytib bering.
8. Detektorlar va ularning turlari nimalardan iborat?
9. Detektorlarning asosiy xususiyatlari nimalardan iborat?
10. Gaz to'lg'azilgan hisoblagichlar turlari va ishlash uslublarini aytib bering.
11. Stsintillyatsiyali, Cherenkov hisoblagichlarini aytib bering.
12. Yarimo'tkazgichli hisoblagichlarning ishlash uslublari qanday?
13. Izli detektorlar va ularning turlari, vilson kamerasi, pufakli va uchqunli kameralarning ishlash uslublari qanday?
14. Yadro reaksiyalari qaysi ta'sirlashuvga ko'ra, ro'y beradi?
15. Reaksiyada qaysi kvant sonlari saqlanadi?
16. Endotermik va ekzotermik reaksiyalarni tushuntirib bering.
17. Yadro reaksiyasi kesimi fizik ma'nosi, o'lchov birligi, reaksiya chiqishini tushuntiring.
18. Yadro reaksiyalari mexanizmlari qanday turlardan iborat?
19. Borning kompaund yadro reaksiya mexanizmini tushuntiring.
20. Raeksiya jarayonining Bor mexanizmi bilan bo'lishligi qanday aniqlanadi? Kompaund yadro reaksiya kesimi va bog'liqlik tomonlarini aytib bering.
21. Breyt-Vigner formulasini yozib bering. Rezonans reaksiya qanday kesimga ega? Reaksiyada $1/v$ qonun nima?
22. Bevosita o'zaro ta'sirli yadroviy reaksiyalar va bu reaksiyalarning kompaund yadro reaksiyasidan farqi nimadan iborat?

23. Deytron bilan bo‘ladigan reaksiyalar nimadan iborat? Bu reaksiyalarni asoslang.

24. Stripping reaksiyasi va bu reaksiyaning bog‘liqlik tomonlari (deytron energiyasi, nishon-yadro reaksiyasi va h.k.) ayting.

25. Fotoyadroviy reaksiyalar, fotoyadroviy reaksiyalar mexanizmi, gigant gamma-rezonans reaksiyasi va uning bog‘liqlik tomonlarini tushuntiring.

26. Yadro qaysi zarralar ta’sirida bo‘linadi?

27. Bo‘linishda ajralgan energiya qanday vujudga keladi?

28. Yengil, o‘rta yadrolar nima uchun bo‘linmaydi?

29. Nima uchun uran-235 sekin neytronlar ta’sirida bo‘linadi, uran-238 esa bo‘linmaydi?

30. Neytronlar ko‘payishiga halaqit beruvchi faktorlar nimalardan iborat? Bo‘linishda 2-3 ta neytron chiqadi, nima uchun proton chiqmaydi?

31. Yadro bo‘linishida assimetrik bo‘linish qanday tushuntiriladi?

32. Gomogen, geterogen reaktorlar ishlash uslublari qanday?

33. Tez neytronli reaktorlar va ularning yoqilg‘i manbayini aytib bering.

34. Termoyadroviy reaksiya nima? Bu reaksiyada energiya qanday vujudga keladi?

35. Sintez reaksiyasini amalga oshirish usullari, sintez reaksiyasi yoqilg‘i manbayi, reaksiyada tritiyni hosil qilish yo‘linini aytib bering.

36. Plazmani qizdirish va ushlab turish muammolari nimalardan iborat?

37. Louson kriteriyasini aytib bering.

38. Stellarator, tokamak qurilmalari, bularning istiqbollari haqida nimalarni bilasiz?

39. Quyosh va yulduzlar element tarkibini aytib bering.

40. Vodorod, uglerod sikllari nima? Quyosh va yulduzlarda energiya manbayini qanday tushuntirish mumkin?

VI-BOB. YADROVIY NURLANISHLARNING MODDALAR BILAN O‘ZARO TA’SIRI

Yuqori energiyali har xil nurlanishlar manbai yadro yemirilishlari, reaksiyalari, zaryadli zarralar tezlatgichlari hamda kosmik nurlar hisoblanadi. Bu nurlanishlar zaryadli yoki zaryadsiz, energiyalarining katta-kichik bo‘lishiga qarab muhit atomlari bilan turlicha ta’sirlashadi. Shuning uchun yadro nurlanishlarining moddalar bilan ta’sirlashuvini o‘rganish, ta’sirlashuvdagi muhitning xususiyatlarini (massasi, zaryadi, zichligi...) va nurlanishlar xususiyatlarini (zaryadi, energiyasi, intensivligi) aniqlash imkoniyatini beradi. Ta’sirlashuvga ko‘ra, muhit ichki tuzilishi, mustahkamligi, tarkibi, biologik xususiyatlarining o‘zgarishi, bundan tashqari, nurlanishlardan himoyalanih va nurlanishlarni qayd qilish imkonini beradi. Yadroviy nurlanishlarning moddalar bilan ta’sirlashuv qonunlarini o‘rganish yadro fizikasining amaliy maqsadlarda qo‘llanish asosini yaratadi.

Yadro nurlanish zarralari muhit atomlari bilan kuchsiz, elektromagnit va kuchli yadroviy o‘zaro ta’sir kuchlari vositasida ta’sirlashadi.

Zaryadli og‘ir zarralar va gamma fotonlar muhitdan o‘tishda ta’sirlashuvni asosan elektromagnit ta’sirlashuv bilan amalga oshiradi, kuchli yadroviy ta’sirlashuvda qatnashmaydi, chunki yadro kuchlari qisqa masofada ta’sirlashadi, bundan tashqari, yadroda elektronlar Z qadar ko‘pdir.

Yadro nurlanishlar energiyasi (0,01 — 0,1 MeV dan Γ eV gacha) atomlarda elektronlar ionizatsiya energiyasidan ($\bar{I} = 13,5Z$ eV) juda katta bo‘lgani uchun elektronning atom qobig‘ida bog‘lanish energiyasini e‘tiborga olmasdan elektronni erkin deb qarash mumkin.

Zarralar muhit bilan turlicha ta’sirlashadi. Zarralarning muhit bilan ta’sirlashuv mexanizmini zaryadli yengil (elektron, pozitron), og‘ir (elektron, pozitronidan boshqa) zarralar va gamma kvantlarga ajratish mumkin.

Zaryadli zarralar muhitdan o‘tishda atom elektronlari va yadro elektromagnit maydon bilan o‘zaro ta’sirlashuvda energiyasini atomni uyg‘otish yoki ionizatsiyalashga sarflaydi, yengil zaryadli zarralar esa bu

maydonda tormozlanishi natijasida o'z energiyasining bir qismini nurlashga yo'qotishi mumkin.

Bu nurlanishga tormozli nurlanish yoki radiatsion nurlanish deb ataladi. Bu nurlanishda uzluksiz spektrli gamma nurlar hosil bo'ladi. Zaryadli zarralar energiyasi juda katta bo'lganda shaffof muhitdan o'tishda Vavilov-Cherenkov nurlanishiga energiyasini yo'qotishligi mumkin.

Gamma nurlar o'z energiyalarini asosan fotoeffekt, kompton effekt, elektron-pozitron juftini hosil qilish jarayonlariga sarflaydi. Agar gamma foton energiyasi juda katta $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ bo'lganda fotoyadro reaksiyalarini hosil qilishligi mumkin.

Neytronlarning moddalar bilan ta'sirlashuvi muhit atom yadrolari bilan kuchli o'zaro ta'sirlashuv tufayli ro'y beradi.

6.1-§. Ionizatsiya energiya yo'qotish. Og'ir zaryadli zarralarning muhit bilan ta'sirlashuvi

Yuqori energiyali og'ir zaryadli zarra muhitdan o'tishda o'z kulon maydoni bilan atom elektronlariga ta'sir etib energiyasini ionizatsiyalashga sarflaydi. Bu jarayonda kulon ta'sir kuchining uzoq masofagacha ta'sirlasha olish xususiyatiga ega bo'lganligidan zarra ko'plab elektronlar bilan ta'sirlashadi. Ionizatsiya energiya formulasini keltirib chiqarishda quyidagi mulohazalardan foydalanamiz:

1) Zarraning elektronlar bilan ta'sirlashuvini klassik fizika qonunlari asosida tushuntiriladi $Pb \gg h$.

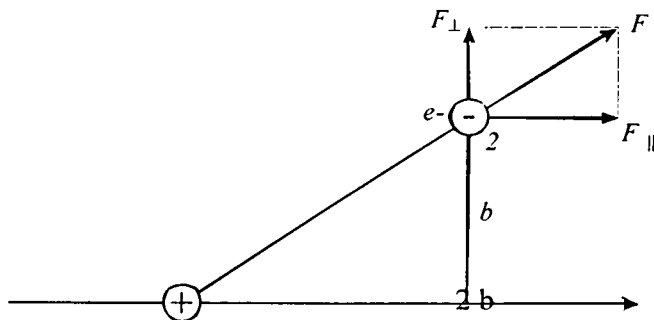
2) Atom elektronlarining tezligi J_e , tushuvchi zarra tezligidan juda ham kichik $\vartheta \gg \vartheta_e$, ta'sirlashuv vaqtida elektron joyidan qo'zg'almas,

siljimaydi deb qaraladi
$$E \gg \frac{M}{m_e} E_e .$$

3) Elektronning atomda erkin deb qaraymiz.

Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Ze , massasi M , tezligi ϑ , elektronga eng yaqin kelish masofasi b bo'lsin (6.1-rasm). Zarra massasi $M \gg m_e$ elektron massasidan katta bo'lgani uchun elektronlar bilan ta'sirlashuvda o'z yo'nalishini o'zgartirmasdan to'g'ri chiziq bo'yicha harakatlanib,

zarraning elektron bilan ta'sirlashuvi $2b$ masofagacha bo'lsin.



6.1-rasm.

Dastlab zarraning alohida elektron bilan o'zaro ta'sirini ko'rib chiqaylik. Zarraning harakat trayektoriyasiga tik yo'nalishda elektronga bergan impulsi:

$$\Delta P_{\perp} = \int F_{\perp} dt. \quad (6.1.1)$$

bo'ladi. Zarra elektronga yaqinlashganda va undan uzoqlashganda ta'sir kuchi yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgani uchun zarra impulsining parallel tashkil etuvchisi nolga teng bo'ladi:

$$\Delta P_{\parallel} = \int F_{\parallel} dt = 0. \quad (6.1.2)$$

Shuning uchun ionizatsiyani zarra impulsining tik ΔP_{\perp} tashkil etuvchisi vujudga keltiradi. O'zaro ta'sir vaqti

$$\Delta t = \frac{2b}{g}. \quad (6.1.3)$$

zarracha tomonidan elektronni itaruvchi kulon kuchi:

$$F_{\perp} = \frac{Ze^2}{b^2}. \quad (6.1.4)$$

Elektronning zarracha tomonidan olgan impulsi:

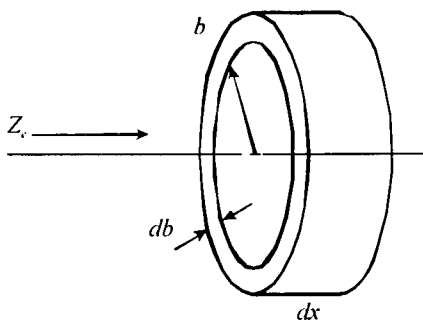
$$\Delta P_{\perp} = F_{\perp} \Delta t = \frac{Ze^2}{b^2} \frac{2b}{g} = \frac{2Ze^2}{bg} . \quad (6.1.5)$$

Elektronning (6.1.5) impulsiga mos keluvchi olgan energiyasi:

$$\Delta E_{\perp} = \frac{\Delta P_{\perp}^2}{2m_e} = \left(\frac{2Ze^2}{bg} \right)^2 \frac{1}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e g^2} \frac{1}{b^2} . \quad (6.1.6)$$

Shunday qilib, (6.1.6) ifoda zaryadli zarra trayektoriyasidan b masofada joylashgan atom elektronining olgan yoki zarraning elektronga bergan energiyasini ifodalaydi.

Zaryadli zarra muhitdan o'tishda trayektoriyasidan b uzoqliqda db qalinlikda va dx uzunlikda joylashgan silindr ichidagi barcha elektronlar bilan ta'sirlashadi (6.2-rasm).



6.2-rasm.

Ta'sirlashuvchi elektronlar soni: $Vn_e = 2\pi b db dx n_e$, bu yerda $V = 2\pi b db dx$ ko'rilayotgan silindr devorining hajmi, n_e – elektronlar konsentratsiyasi. Zarraning barcha elektronlar bilan ta'sirlashganda yo'qotgan energiyasi:

$$\Delta E = \Delta E_{\perp} n_e V = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e g^2} \frac{db}{b} dx . \quad (6.1.7)$$

Uzunlik birligida yo‘qotgan zarraning solishtirma ionizatsiya energiyasi:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \frac{db}{b}. \quad (6.1.8)$$

To‘la solishtirma ionizatsiya yo‘qotish energiyasini topish uchun (6.1.8) ifodani ta’sirlashuv parametri b ning 0 dan ∞ gacha bo‘lgan qiymatlari

bo‘yicha integrallash kerak. Lekin $b = 0$ va $b = \infty$ da $\int_0^\infty \frac{db}{b}$ ni

integrallasak, integral ma’noga ega emas. Shuning uchun b ning minimal va maksimal qiymatlarini tanlash va integrallash zarur. Zarraning elektronga yaqinlashish parametri b ning minimal masofasi zarra bilan elektronning «peshona» to‘qnashuvidir. Bunda oraliq masofa b_{min} minimum energiya uzatish esa E_{max} maksimum. «Peshona» to‘qnashuvda energiya uzatish

$$\Delta E_{max} = \frac{4mM}{(M+m)^2} E. \quad (6.1.9)$$

Zarra massasi M elektron massasi m_e dan $M \gg m_e$ ekanligini e’tiborga olib (6.1.9) ifodani quyidagicha yoza olamiz:

$$\Delta E_{max} = \frac{4mM}{M^2} E = \frac{4m}{M} \frac{M\mathcal{G}^2}{2} = 2m\mathcal{G}^2. \quad (6.1.10)$$

(6.1.6) ifodaga ko‘ra, b_{min}^2 :

$$b_{min}^2 = \frac{2Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \frac{1}{\Delta E_{max}} = \frac{2Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2 2m_e \mathcal{G}^2}. \quad (6.1.11)$$

Zarraning elektronga uzatish energiyasi oraliq masofa ortishi bilan kamayib borishini hisobga olib, b_{max} ni aniqlashda zarraning elektronga uzatish energiyasi elektronning atomda bog‘lanish energiyasiga to‘g‘ri keluvchi masofa olinadi, bu masofadan katta masofadagi elektronlarga uzatilgan energiya ionizatsiya energiyasidan kichik bo‘lib, elektronlar ionizatsiyasiga qatnashmaydi:

$$b_{\max} = \frac{2Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \frac{1}{\bar{I}}. \quad (6.1.12)$$

bu yerda \bar{I} – atomda elektronlarning o‘rtacha ionizatsiya energiyasi. (Elektronlarning atomda ionizatsiya energiyasi turli yadro va turli qobiqlar uchun turlicha o‘rtacha qiymat $\bar{I} = I_0 Z$; $I_0 = 10 \div 13 \text{ eV}$)

Shunday qilib, (6.1.8) ifodadan:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{dE}{dx} db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}. \quad (6.1.13)$$

(6.1.13) ifodadagi $\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$ ni (6.1.11) va (6.1.12) formulalardan foydalanib yozamiz:

$$\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{1}{2} \ln \frac{b_{\max}^2}{b_{\min}^2} = \frac{1}{2} \ln \frac{2m\mathcal{G}^2}{\bar{I}}. \quad (6.1.14)$$

(6.1.14) ni (6.1.13) ga qo‘ysak, solishtirma ionizatsiya yo‘qotish formulasi hosil bo‘ladi:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n_e}{m\mathcal{G}^2} \ln \frac{2m\mathcal{G}^2}{\bar{I}}. \quad (6.1.15)$$

(6.1.15) formulani **Bor formulasi** deb ataladi.

Relyativistik effektlarni e‘tiborga olsak, solishtirma ionizatsiya energiya yo‘qotish formulasi:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m\mathcal{G}^2} n_e \left[\ln \frac{2m\mathcal{G}^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right]. \quad (6.1.16)$$

(6.1.16) formulaga **Bete-Blox formulasi** deb ham ataladi. Bu yerda energiya yo‘qotish erg/sm larda o‘lchanadi.

Solishtirma energiya yo‘qotish muhitdan o‘tayotgan zarra zaryadining kvadratiga to‘g‘ri, tezligining kvadratiga teskari mutanosibda hamda muhitning elektronlar konsentratsiyasiga ham bog‘liq bo‘lib, zarra massasiga bog‘liq emas.

Zaryadli zarraning elektronga yaqin kelish masofasi, ya'ni ta'sirlashuv parametri norelyativistik yoki relyativistik holatlarda turlicha qiymatlarga ega bo'ladi.

Norelyativistik holat uchun yaqinlashish parametrining b_{\max} qiymatini elektronning atomdagi o'rtacha ionizatsiya energiyasi \bar{I} to'g'ri keladigan qiymat tanlanildi. Relyativistik holatda shuni e'tiborga olish lozimki, zarra ta'sirlashuv vaqti:

$$t = \frac{b}{g}. \quad (6.1.17)$$

Agar elektronning orbitada aylanish davri $T = \frac{2\pi}{\omega}$ dan katta bo'lsa, zarra energiyasini atomni uyg'otishga sarflanmaydi. Xuddi prujinaga qiska turtki berilsa prujina tebranadi, agar prujinani sekin siqib va asta-sekin bo'shatilsa tebranmaganidek bo'ladi. Shuning uchun zarraning elektron bilan ta'sirlashuv vaqti hech bo'lmaganda elektronning orbitada aylanish davriga teng bo'lishi kerak:

$$t = \frac{1}{\omega} = T. \quad (6.1.18)$$

Shunday qilib, o'rtacha ionizatsiya energiyasi:

$$\bar{I} = \hbar\omega.$$

(6.1.17) relyativistik effektlarni e'tiborga olinsa ta'sirlashuv vaqti bo'ylama kulon maydonning siqilishi hisobidan kamayadi (6.3-rasm):

$$t_{rel} = \frac{b}{g} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (6.1.19)$$

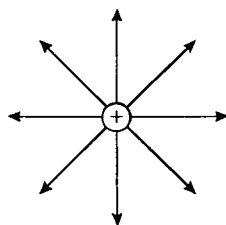
bundan

$$b_{\max} = \frac{g}{\omega \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (6.1.20)$$

Yaqinlashish masofasining b_{\min} qiymati uchun relyativistik holat uchun

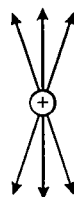
$$b_{\min} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{mg} \text{ yoki } b_{\min} = \frac{\hbar}{mg} \sqrt{1 - \beta^2} \text{ bo'lishi lozim.}$$

$$v \ll c$$



a)

$$v \rightarrow c$$



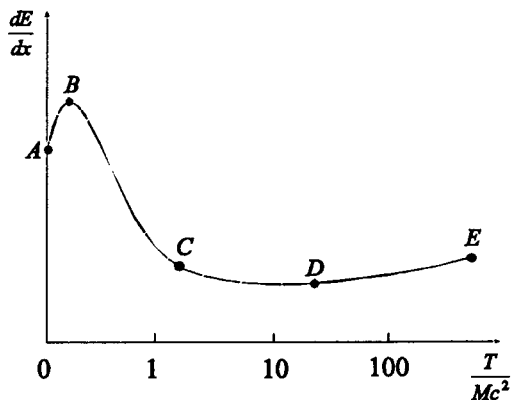
b)

6.3-rasm. Relyativistik zaryadli zarralar bo'ylama elektr maydonning siqilishi:

a) tinch zarra elektr maydoni kuch chiziqlari;

b) relyativistik zarra kuch chiziqlari.

Og'ir zaryadli zarralarning energiyalariga ko'ra, solishtirma energiya yo'qotish grafigi 6.4-rasmda keltirilgan.



6.4-rasm.

Muhitga tushuvchi zaryadli zarra energiyasi juda kichik va katta bo'lganda ionizatsiya formulasidan foydalanib bo'lmaydi. 6.4-rasmdagi AB qismda, bunda tushuvchi zarra tezligi elektronning orbitada aylanish tezligidan kichik, zarra muhitdan o'tishda elektronga impuls bermaydi,

elektron bilan yonma-yon harakatlanib elektronni yutadi (yoki elektronga yutiladi), natijada zaryadsizlanadi, ma'lum vaqtdan keyin elektrondan ajralib ketishi mumkin. Shuning uchun bu qismni qayta zaryadlanish qism deb ham ataladi. Bu jarayon zarra tezligi elektronning orbitadagi tezligiga erishguncha davom etadi. 6.4-rasmda B nuqtaga mos keluvchi tezlik elektronning orbitadagi tezligiga to'g'ri keladi.

BC qism zarra tezligi ortishi bilan ionizatsiya energiya yo'qotish (6.1.15) formulaga ko'ra, eksponensial kamayadi. Chunki elektromagnit ta'sirlashuv kuchi o'zgarmaydi, tezligi ortishi bilan ta'sir vaqti kamayadi. Zarraning relyativistik tezligi C nuqtaga mos keluvchi tezligidir.

CD qism zaryadli relyativistik zarraning bo'ylama elektr maydonning siqilishi natijasida ta'sir masofasining ortishi va ko'proq elektronlarga energiya uzatish sababli ionizatsiyaning ortishiga sabab bo'ladi.

DE qism zarra energiyasi juda yuqori bo'lib, ta'sirlashuv parametri b_{\max} qiymati atomlar orasidagi masofadan o'trib ketsa zarra trayektoriyasiga yaqin atomlar qutblanib qoladi, elektr maydon muhit dielektrik singdiruvchanligi ε qadar kamayadi, natijada ionizatsiya kamayadi. Bunday qutblanish elektronlar zichligiga bog'liq, shuning uchun zichlik effekti deb ataladi.

Yuqorida keltirib chiqarilgan formulalarda solishtirma ionizatsion yo'qotish muhitdagi elektronlarning konsentratsiyasiga bog'liq edi. Elektronlar konsentratsiyasi n_e esa turli muhit uchun har xildir. Atom tartib nomeri Z bo'lgan muhit uchun $n_e = n_{\text{yad}} Z$, bu yerda n_{yad} – yadrolar konsentratsiyasi. Yadrolar konsentratsiyasi hamma muhitlar uchun o'zgaras bo'lganligi uchun n_e faqat Z ga bog'liq. Shuning uchun bir xil tezlikdagi bir xil zarra uchun ($Z_e = \text{const}$, $\vartheta = \text{const}$) solishtirma ionizatsion qiymati faqat muhit atomlarining tartib nomeri Z ga bog'liq bo'ladi. Masalan, bir xil sharoitda zarraning ko'rg'oshinda yo'qotgan energiyasi ko'mirdagidan $\frac{Z_{ph}}{Z_c} \approx \frac{82}{6} \approx 14$ marta ko'p bo'ladi. Yana shuni

aytish kerakki, zarraning solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishi zarraning massasiga oshkor bog'liq emas. Lekin zarraning kinetik energiyasi uning massasiga bog'liq bo'lgani uchun bir xil zaryadli va tezlikli har xil massali zarraning bir xil muhitda ionizatsiya uchun yo'qotgan energiyasi massaga proporsional ravishda har xil bo'ladi.

Shunday qilib, solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish bir muhitdan ikkinchisiga o'tganda kuchli o'zgaradi. Odatda ko'p hollarda solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishning uzunlik birligidagi $\frac{dE}{dx}$ emas, zichlik birligiga to'g'ri keluvchi $\frac{dE}{d\xi}$ qiymati olinadi. $\xi = x\rho$ – muhit zichligi, ξ – o'lchov birligi g/sm² da:

$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{dE}{dx} \frac{dx}{d\xi} = \left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{\rho} \right). \quad (6.1.21)$$

Chunki muhit zichligi va solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish ham muhit zaryadi Z ga bog'liq. Shunday qilib, solishtirma zichlik ionizatsiya energiya yo'qotish qaralayotgan muhit uchun o'zgarmas bo'ladi:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{\rho} \right) \approx const. \quad (6.1.22)$$

Bu esa turli muhit uchun solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish qiymatini taqqoslaganda qulaylik tug'diradi.

6.1.1. Zarraning muhitda bosib o'tgan yo'li

Zarraning muhitdagi yo'li uzunligi zarra energiyasiga bog'liq. Berilgan zarra va muhit uchun solishtirma ionizatsion yo'qotish faqat zarraning kinetik energiyasiga bog'liq:

$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E). \quad (6.1.23)$$

(6.1.23) ifodani energiyaning 0 dan E_0 gacha bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallab, zarraning to'la bosib o'tgan yo'lini topish mumkin:

$$x = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}. \quad (6.1.24)$$

Zarra energiyasi relyativistik bo'lmagan holatda

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{m\vartheta^2}{2} \right) = m\vartheta \frac{d\vartheta}{dx}. \quad (6.1.25)$$

Ikkinchi tomondan:

$$\frac{dE}{dx} = Z^2 \varphi(\vartheta). \quad (6.1.26)$$

$Z^2 \varphi(\vartheta) = m\vartheta \frac{d\vartheta}{dx}$, bundan $dx = \frac{m}{Z^2} \frac{\vartheta}{\varphi(\vartheta)} d\vartheta$, uni integrallasak:

$$x = \frac{m}{Z^2} F(\vartheta). \quad (6.1.27)$$

Shunday qilib, bir muhitda bir xil tezlik bilan ikki zarraning bosib o'tgan yo'llari massasining zaryadi kvadratlarining nisbatlari kabi bo'lar ekan.

$$x_1 : x_2 = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2}. \quad (6.1.28)$$

6.2-§. Radiatsion nurlanish

Zaryadli zarralar muhitdan o'tganda energiyalarini muhitni ionizatsiyalashdan tashqari radiatsion nurlashga ham sarflaydi.

Zaryadli zarralar muhit orqali o'tganda atom yadrosi va elektronlar maydonida tormozlanish natijasida radiatsion yoki tormozlanish nurlanish deb ataluvchi nurlanish hosil qiladi va o'z energiyasini shu nurlanishga yo'qota boradi.

Radiatsion nurlanish asosan yengil zarralarda kuchli bo'ladi. Chunki zarra qancha yengil bo'lsa, shuncha tez tormozlanadi. Haqiqatan, radiatsion nurlanishda zarraning yo'qotgan energiyasi, elektrodinamika qonuniga asosan, tormozlanayotgan zarraning tormozlanishda olgan tezlanishiga bog'liq. Elektrodinamika qonuniga ko'ra, muhitda α tezlanish bilan tormozlangan zarraning dt vaqt ichida radiatsion nurlash intensivligi

$$W = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^2}{c^3} |a|^2, \quad (6.2.1)$$

bu yerda Ze – muhit zaryadi, α – zarraning tormozlanishda olgan tezlanishi. Ma'lumki, tezlanish

$$a = \frac{F}{m}, \quad (6.2.2)$$

bunda F – zarraga ta'sir etuvchi kuch, m – zarra massasi.

(6.2.1), (6.2.2) ifodalardan bir xil zaryadli zarralar uchun radiatsion nurlash intensivligi zarra massasi kvadratiga teskari mutanosibliigi kelib chiqadi:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim \frac{1}{m^2},$$

bundan radiatsion nurlash asosan yengil zarralarga xos ekanligi, haqiqatdan ham bir xil tormozlanuvchi muhitda protonning elektronga nisbatan radiatsion nurlanishi

$$\left(\frac{m_p}{m_e} \right)^2 = 1836^2 \approx 3,4 \cdot 10^6.$$

marotaba kuchsiz bo'ladi.

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotishi atom elektronlari bilan ta'sirlashuvga ko'ra, ro'y bersa, radiatsion nurlanish muhit yadrolari bilan ta'sirlashuvga ko'ra, bo'lishadi. Zarralarni tormozlovchi muhit yadrolarining kulon kuchi yadro zaryadi kvadrati Z^2 ga bog'liq.

G.Bete va V.Geytlerlar elektronlar turli energiya sohalari uchun radiatsion nurlash formulalarini ishlab chiqdilar.

Umuman, radiatsion nurlanish muhit atomlarining tartib nomeri Z^2 ga, atom va elektronlari konsentratsiyasi n_e ga va zarra (elektron) kinetik energiyasi T_e ga bog'liq ekan:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim Z^2 n_e T_e. \quad (6.2.3)$$

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi elektron uchun $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \sim n_e Z^2 \frac{1}{g^2}$ bog'lanishda bo'lib, ionizatsiya energiya yo'qotish zarra energiyasi ortishi bilan kamayib boradi. Radiatsion energiya yo'qotish esa energiya ortishi bilan o'trib boradi. Ma'lum bir energiyada ionizatsion va radiatsion energiya yo'qotishlar tenglashadi. Bu turli muhit uchun har xil bo'lib, bunga **kritik energiya** deyiladi. Uni quyidagi tenglamadan aniqlash mumkin:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{T_e Z}{800} \quad (6.2.4)$$

bu yerda T_e MeV larda olingan.

(6.2.4) ko'ra, suvda ($\bar{Z} = 8$) energiyasi $T_e = 100 \text{ MeV}$ bo'lgan elektronlar uchun $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ bo'ladi. Demak, suv uchun kritik energiya $T_{kr} = 100 \text{ MeV}$, qo'rg'oshin uchun $Z = 82$ va demak $T_{kr} = 10 \text{ MeV}$. Elektronlar energiyasi kritik energiyadan yuqori bo'lsa, energiya yo'qotish asosan radiatsion yo'qotishdan iborat bo'lib, qoladi. Elektronning boshlang'ich energiyasi E_0 bo'lsa, radiatsion yo'qotish natijasida energiyasi eksponensial qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$\bar{E} = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}}. \quad (6.2.5)$$

(6.2.5) dan $x = x_0$ masofada elektronning energiyasi e marta kamayadi. Bu $x = x_0$ turli muhitlar uchun har xil bo'lib, **radiatsion uzunlik** deb ataladi. 6.1-jadvalda turli muhitlar uchun radiatsion uzunlik va kritik energiyalar qiymatlari keltirilgan.

Radiatsion uzunlikning l (sm) dagi qiymatini topish uchun l_r ni muhit zichligiga nisbatini l/r olish lozim.

Masalan, havo uchun:

$$l = \frac{l_r}{\rho} = \frac{36,2 \text{ g/sm}^2}{0,00121 \text{ g/sm}^3} = 299,17 \text{ sm} \approx 300 \text{ m}.$$

Muhit	Radiatsion uzunlik l_r , g/sm^2	Kritik energiya E _{kr} , MeV	Muhit	Radiatsion uzunlik l_r , g/sm^2	Kritik energiya E _{kr} , MeV
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Fe	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Havo	36,2	83	Pb	6,4	6,9

Energiyasi $T_e > E_{kr}$ bo'lgan elektron bir radiatsion uzunlikka teng masofada o'rtta hisobda energiyasi T_e ga yaqin bo'lgan bitta kvant hosil qilishi mumkin. Radiatsion nurlanish energiyasi $E \geq 2m_e c^2$ bo'lsa, u elektron-pozitron juftini hosil qilishi mumkin. Bu jarayon kosmik nurlar tarkibida elektron-foton yog'dusining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi.

6.3-§. Vavilov-Cherenkov nurlanishi

1934-yilda akademik S.I.Vavilovning shogirdi P.A.Cherenkov uran tuzlari eritmalarining gamma nurlar ta'sirida lyuminesensiyasini o'rganishda yangi bir nurlanishni kashf etdi. Odatda nurlanish atom va molekullarda qobiq elektronlarning bir energetik holatidan ikkinchisiga o'tishi natijasida hosil bo'ladi va ularning nurlanishi $t = 10^{-10}$ s davom etadi. Nurlanish intensivligi tashqi parametrlarga — muhit tozaligiga, temperatura o'zgarishlariga bog'liq bo'ladi. Lekin bu yangi Vavilov-Cherenkov nurlanishi tashqi parametrlarga bog'liq emas, bu nurlanishlarning quyidagicha o'ziga xos xususiyatlarga ega ekanligi aniqlandi:

- 1) Nurlanish magnit maydonida kuchli qutblanadi, demak nurlanishni gamma kvantlar emas, balki zaryadli zarralar vujudga keltiradi;
- 2) Nurlanish intensivligi muhit zaryadi Z ga bog'liq emas, demak bu radiatsion nurlanish emas;
- 3) Nurlanish uni hosil qilayotgan birlamchi zarra yo'nalashiga

nisbatan ma'lum burchak ostida hosil bo'ladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishini 1937-yilda I.E.Tamm va I.M.Franklar klassik elektrodinamika nazariyasi asosida tushuntirib berdilar.

Klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra, vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qilayotgan zaryadli zarra nurlanish hosil qilmasligi kerak. Aks holda energiya va impulsning quyidagi sharti bajarilishi lozim:

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} = \left(\frac{dE}{dp}\right)_{nur}. \quad (6.3.1)$$

(6.3.1) sharti vakuum uchun bajarilmaydi, lekin muxit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lsa bajariladi. Haqiqatan, massasi $m \neq 0$ bo'lmagan vakuumda erkin harakatlanayotgan zarraning to'la energiyasi:

$$E_{zarra} = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2}. \quad (6.3.2)$$

(6.3.2) diferensiallasak:

$$dE_{zarra} = \frac{1}{2} (m_0^2 c^4 + p^2 c^2)^{-1/2} 2pc^2 dp = \frac{c^2 p dp}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}},$$

bundan

$$\frac{dE_{zarra}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m_0 c^2}{mc^2} = \beta. \quad (6.3.3)$$

Ikkinchi tomondan, vakuumda elektromagnit nurlanish uchun:

$$E_{nur} = pc \quad (6.3.4)$$

Diferensiallasak:

$$dE_{nur} = c dp \text{ yoki}$$

$$\frac{dE_{nur}}{dp} = c. \quad (6.3.5)$$

Har doim $\beta < c$, shuning uchun $\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} < \left(\frac{dE}{dp}\right)_{nur}$ bo'ladi. Ya'ni energiya va impuls saqlanish qonuni vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakatlanayotgan zaryadli zarra o'z energiyasi va impulsini elektromagnit nurlanishga sarflashini taqiqlaydi.

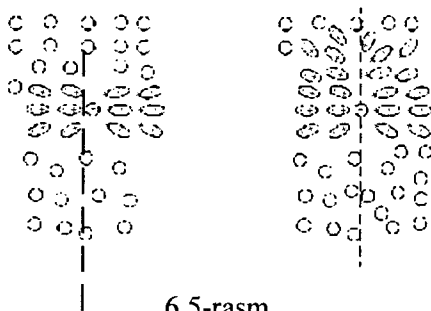
Agar zarra harakati muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lganda zarraning muhitdagi tezligi \mathcal{G} yorug'likning shu muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lishligi $\mathcal{G} > c' = \frac{c}{n}$ zarra o'z energiyasini nurlashga sarflashi mumkin bo'ladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishi qayiqni suvda tez suzib orqasidan tarqatgan to'lqiniga o'xshaydi. Qayiq tezligi tarqalayotgan to'lqin tezligidan katta bo'lsa, to'lqin tarqalishi kechikadi. Qayiq orqasidan kengayib boruvchi to'lqin fronti (qanot) hosil bo'ladi. Qayiq tezligi to'lqin tarqalish tezligidan kichik yoki teng bo'lsa bunday tulqin fronti kuzatilmaydi.

Xuddi shuningdek, o'ta tez zaryadli zarra muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lgan muhitda tarqalishidan zarra elektr maydoni ta'sirida o'z yo'li atrofidagi muhit atomlarini qutblaydi. Zarra tezligi elektromagnit maydonning muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lgani uchun o'ta tez zarra o'tib ketadi, qutblangan dipol kechikib qoladi. Kechikkan dipol kechikish o'qi bo'yicha nurlaydi.

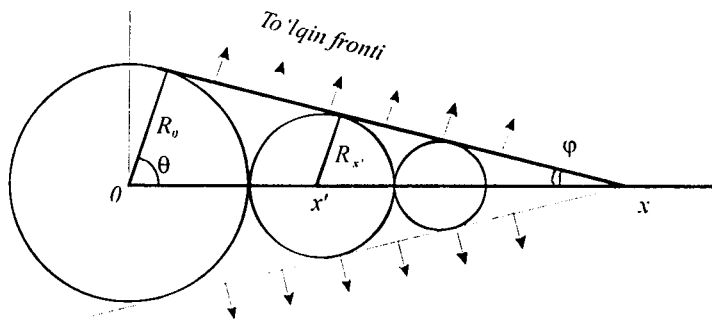
Zarra tezligi $\mathcal{G} \leq c'$ bo'lganda zarra o'rniga nisbatan muhit atomlarining qutblanishi simmetrik (6.5-rasm), natijalovchi maydon nol, dipol

nurlanishlar bir-birini so'ndiradi. Zarra tezligi $\mathcal{G} > c' = \frac{c}{n}$ bo'lganda muhit kechikkan dipollari kogerent nurlanishlarni hosil qiladi.



6.5-rasm.

Bu nurlanishning tarqalish burchagi quyidagicha topiladi. Zaryadli zarra $n > 1$ sindirish ko'rsatkichli muhitda chapdan o'ngga $\mathcal{G} > c' = \frac{c}{n}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (6.6-rasm).



6.6-rasm.

Zarra t vaqtdan so'ng $x = \mathcal{G} t$ nuqtada bo'ladi. Bu vaqt ichida zarra hosil qilgan nurlanishlar to'liqin fronti Ax chizig'ida yotadi. Chunki $x = 0$ nuqtada hosil bo'lgan to'liqin t vaqtda $R_0 = c't$ masofani, x nuqtada hosil bo'lgan nurlanish esa $R_x = c'(t - x/\mathcal{G}) = 0$ masofani o'tadi. Hosil bo'lgan to'liqin fronti 2θ burchakli konus tomonlaridan iborat va:

$$\sin \varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{\mathcal{G}t} = \frac{c'}{\mathcal{G}} = \frac{1}{n\beta}.$$

Vavilov-Cherenkov nurlanishining tarqalish yo'nalishini belgilovchi burchak 6.6-rasmdan $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ga teng ekanligi ko'rinib turibdi, u quyidagi shartdan topiladi:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (6.3.6)$$

Shunday qilib, Vavilov-Cherenkov nurlanishi 2θ burchakli konus ichida tarqaladi. Bu nurlanishning aniq burchak yo'nalishiga ega bo'lishidan

foydalanib, zarraning muhitdagi tezligi b ni aniqlash mumkin. (6.3.6) dan

zarra tezligini aniqlash sohasi oraligi $\frac{1}{n} \geq \beta \geq 1$. $\beta = \frac{1}{n}$ da $\theta = 0^\circ$

nurlanish boshlanadi. $b = 1$ da $\theta = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$ nurlanish maksimum

burchakka erishadi. Masalan, suv uchun ($n = 1,33$) $\beta_{\text{min}} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,33} = 0,75$

da Vavilov-Cherenkov nurlanishi hosil bo'ladi. Elektron uchun bu shart

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = 0,5 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (0,75)^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ MeV.}$$

dan boshlab bajariladi.

Elektron uchun suvda nurlanishning maksimum burchagi:

$$\cos \theta_{\text{max}} = \frac{1}{n} = 0,75, \quad \theta = 41,5^\circ.$$

Tamm-Frank nazariyasiga ko'ra, chastotasi n dan $\nu + d\nu$ ga qadar oralikda bo'lgan Vavilov-Cherenkov nurlanishidagi fotonlar soni

$$N(\nu) = 4\pi^2 \frac{(Ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right). \quad (6.3.7)$$

(6.3.7) formulaga ko'ra, hosil bo'lgan fotonlar soni birlamchi zarra zaryadi-ning kvadratiga va zarra tezligiga bog'liq. β ning ortishi bilan

$N(\nu)$ noldan $4\pi^2 \frac{e^2 Z^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{h^2} \right)$ ga qadar ortadi va bu nurlanish

chastotasiga bog'liq emas. $E = h\nu$ bo'lgani uchun asosiy nurlanish energiyasi yuqori chastotali yoki qisqa to'lqinli spektr sohasida yotadi. Shuning uchun ham Vavilov-Cherenkov nurlanishi ko'k-binafsha rangli nurlanishdan iborat bo'ladi.

Zarraning nurlanishga sarflaydigan energiyasi kam, shunga qaramasdan

bu effekt o‘ta tez zarralar tezliklarini, yo‘nalishlarini qayd qilishlikda keng qo‘llanilmoqda.

6.4-§. Gamma-nurlarning moddalar bilan o‘zaro ta’sirlashuvlari

Gamma-nurlar energiyalari bir necha o‘n keV dan yuqori bo‘lgan qisqa elektromagnit to‘lqinidir.

Hozirgi zamon tezlatgichlari yordamida gamma-kvantlar energiyalarini bir necha GeV ga yetkazish mumkin. Gamma-kvantlar to‘lqin uzunliklari energiyalari ortishi bilan kamayib boradi:

$$\lambda = \frac{2\pi hc}{E}. \quad (6.4.1)$$

Gamma-nurlar to‘lqin uzunliklari 10^{-11} sm dan oshmaydi, bu esa atomlararo masofa 10^{-8} sm dan ming marotabalar kichikdir.

Muhit bilan ta’sirlashuvni gamma-kvantlar elektromagnit ta’sirlashuviga ko‘ra, amalga oshiradi. Ta’sirlashuv jarayonida gamma kvant yo‘nalishini o‘zgartirishi – sochilishi, yutilishi, zarra-antizarra juftini hosil qilishi mumkin.

Gamma-kvantlar zaryadsiz bo‘lgani uchun uzoq masofadan ta’sir etuvchi kulon kuchi ta’siriga berilmaydi, massaga ega bo‘lmagani uchun doimo yorug‘lik tezligi bilan harakatlanadi, sekinlashmaydi, to‘lqin uzunliklari atomlararo masofadan 10^{-3} marotabalar kichik bo‘lgani sababli juda kam to‘qnashadi.

Zaryadli zarralardan farqli o‘laroq gamma kvantlar muhitda o‘z energiyalarini kamaytirsa ham tezligini o‘zgartirmaydi, gamma kvantlar uchun muhitda yugurish masofasi tushunchasini ishlatib bo‘lmaydi, gamma kvantlar oqimi intensivligi muhit atom elektron va yadrolari bilan ta’sirlashuvida kamayib boradi.

Monoxromatik gamma kvantlar oqimining 1 sekundda 1 sm² yuzadan o‘tayotgan intensivligi I , dx qalinlikdan o‘tganda kamayishi dI bo‘lsin. O‘z navbatida dI kamayishi oqim va qatlam qalinligiga bog‘liq:

$$dI = -\mu I dx. \quad (6.4.2)$$

Agar muhit bir jinsli bo'lsa, μ doimiy bo'ladi. (6.4.2) ifodani integrallab yoza olamiz:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (6.4.3)$$

Bu yerda I_0 – boshlang'ich intensivlik, I – x qalinlikdagi muhitdan o'tgandan so'nggi intensivlik, μ – yutilish yoki kuchsizlanish koeffitsienti. (6.4.3) ifodadagi daraja μx – o'lchamsiz bo'lib, gamma kvantlar oqimi muhit qatlamlaridan o'ta borib intensivliklari eksponensial kamayib boradi. Muhit qalinligini turlicha ifodalash mumkin, shunga ko'ra, μ ham turlicha ataladi. $\mu \text{ sm}^{-1}$ uzunlik birligiga to'g'ri kelsa – chiziqli, ρ zichlik birligiga to'g'ri kelsa μ / r (sm^2/g) massaviy **yutilish koeffitsienti** deyiladi.

Har bir atomga $\frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N}$ ($\text{sm}^2 \text{atom}^{-1}$) va $\frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N} \frac{1}{z}$ ($\text{sm}^2 \text{elektron}^{-1}$) mos

keluvchi atom va elektron yutilish (kuchsizlanish) koeffitsientlar ham ishlatiladi.

Yutilish koeffitsienti gamma-kvantlarning muhit bilan ta'sirini to'la xarakterlaydi, chunki u ko'rilayotgan jarayonning to'la kesimi bilan bog'langan bo'ladi. Gamma-nurlarning yutilishi asosan fotoeffekt, kompton effekt va elektron-pozitron juftini hosil qilishlik bilan bo'ladi. Fotoeffekt bilan kompton effekti gamma-nurlarning atom elektronlari bilan to'qnashishida yuz bersa, elektron-pozitron jufti gamma-kvantning atom yadrosi bilan ta'sirida ro'y beradi va yuqori energiyalarda bu jarayon kesimi ortadi.

6.4.1. Fotoeffekt

Gamma-kvantlar muhit atomlaridagi bog'langan elektronlar bilan ta'sirlashganda unga o'zining hamma energiyasini berib yutilishi va elektronni urib chiqarsa, bu jarayonga **fotoeffekt** deb ataladi. Erkin elektronlarda fotoeffekt hodisasi yuz berishi mumkin emas, chunki bu holda energiya va impuls saqlanish qonunlari bajarilmaydi.

Haqiqatan ham, fotoeffekt erkin elektronlarda bo'lishi uchun foton va elektronlar energiya va impulslari o'zaro teng bo'lishi kerak:

$$E_\gamma = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right); \quad (6.4.4)$$

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (6.4.5)$$

(6.4.4) va (6.4.5) ifodalardan:

$$\frac{E_\gamma}{m_e c^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ yoki } 1 - \sqrt{1-\beta^2} = \beta,$$

$$1 - \beta = \sqrt{1-\beta^2}, \quad (1-\beta)^2 = 1-\beta^2.$$

Bu tenglama β ning $\beta = 0$; $\beta = 1$ qiymatlarida o'rinli bo'ladi. $\beta = 0$ da $E_\gamma = T_e = 0$ bo'ladi. $\beta = 1$ da esa massasi $m \neq 0$ zarra uchun $\beta = 1$ ga erishish mumkin emas, demak ma'noga ega emas, fotoeffekt hodisasi kuzatilmaydi.

Shunday qilib, fotoeffekt bo'lishi uchun elektron atomda bog'langan bo'lishi, foton energiyasining bir qismi elektronga berilishi lozim. Bu berilgan energiyaning bir qismi elektronning atom bilan bog'lanish energiyasini uzishga va qolgan qismi uning kinetik energiyasi sifatida namoyon bo'ladi:

$$T_e = E_\gamma - I_i. \quad (6.4.6)$$

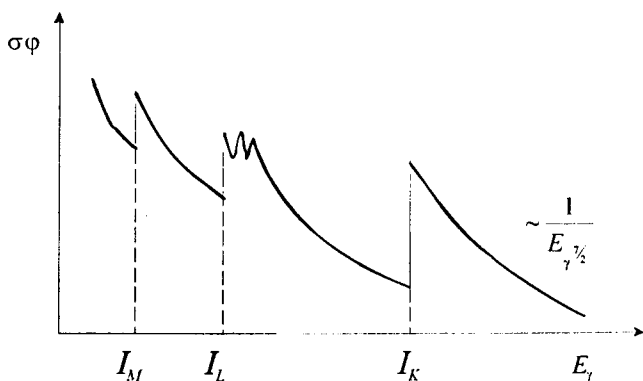
Bu yerda E_γ – gamma-kvant energiyasi, I_i – elektronning i qobiqdagi bog'lanish energiyasini ko'rsatuvchi ionizatsiya potentsiali. T_e – fotoelektronning kinetik energiyasi. Fotoeffekt hosil bo'lishi uchun gamma-kvant energiyasi elektronning atomdagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lishi kerak: $E_\gamma > I_i$. Ko'rinib turibdiki, $E_\gamma < I_i$ bo'lsa, gamma-kvant K qobiqdagi elektronni urib chiqara olmaydi. U holda fotoeffekt L , M va boshqa qobiqdagi elektronlarda $E_\gamma < I_L$ bo'lsa, M , N qobiqdagi elektronlardagina yuz berishi mumkin.

Fotoeffekt jarayoni ichki K , L va boshqa qobiqdagi elektronlarda yuz berganda ichki qobiqdagi bo'shagan o'rinlarga yuqori qobiqdagi

elektronlar o'tganligi uchun fotoeffekt xarakteristik rentgen nurlarni hosil bo'lishi bilan kuzatiladi. Og'ir yadrolarda ichki qobiq energiyalari farqi hisobidan chiquvchi foton energiyasi chet qobiqdagi elektron bog'lanishi energiyasidan katta bo'lishi va bu foton chet qobiqdan bo'sh bog'langan elektronni atomdan chiqarib yuborishi mumkin. Chiqqan elektronga **Oje elektronlari** deb ataladi. Oje elektronlar energiya spektrlari diskret bo'ladi.

Fotoeffekt ehtimolligi foton energiyasi elektron atomda bog'lanish energiyasiga yaqin qiymatlarda eng katta bo'ladi. Foton energiyasining elektron bog'lanish energiyasidan o'trib ketsa, elektron atomda erkin bo'lganga o'xshab qoladi. Shuning uchun fotoeffekt ehtimolyati kamayib ketadi, bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, fotoeffekt hodisasi shuncha katta bo'ladi. Turli qobiqdagi elektronlarning bog'lanish energiyasi har xil bo'lgani uchun bu elektronlarda fotoeffekt bo'lish ehtimoli, ya'ni fotoeffekt kesimi ham keskin o'zgaradi.

Gamma-kvant energiyasiga fotoeffekt kesimining bog'liqlik grafigi 6.7-rasmda ko'rsatilgan.



6.7-rasm.

Fotoeffektning effektiv kesimi fotonning yuqori energiyalarida $1/E_\gamma$ ga mutanosib kamaysa, E_γ qiymati K qobiqdagi elektronning ionizatsiya potentsiali I_K ga yaqin qiymatlarda esa $s_f \sim 1/E_\gamma^{3/2}$ tartibda kamayadi. Foton

energiyasi ortishi bilan fotoeffekt kesimi σ_f kamayib borib $E_\gamma = I_k$ qiymatida keskin kamayadi, chunki foton energiyasi $E_\gamma < I_k$ bo'lganda K qobiqdan elektron chiqq olmaydi. Xuddi shuningdek, fotoeffekt kesimi yana E_γ kamayishi bilan o'trib boradi va L, M qobiqlarda ham keskin sakrashlar kuzatiladi.

Qaralayotgan atomda fotoeffektning eng katta hissasi bog'lanish energiyasi I_k/E_γ katta bo'lgan K qobiqqa to'g'ri keladi, L, M va boshqa qobiq elektronlarida ancha kichik. Hisoblardan:

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5}; \text{ va } \frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4}; \text{ ya'ni } \frac{\sigma_M}{\sigma_K} \approx \frac{1}{20}.$$

Fotoeffekt ehtimolligi elektronlarning atomda bog'lanish energiyasiga bog'liqligidan atom zaryadi o'zgarishga kuchli bog'liq bo'ladi: $\sigma_f \approx Z^5$. Shunday qilib, fotoeffektning effektiv kesimi muhit zaryadi va foton energiyasiga

$$\sigma_f \sim \frac{Z^5}{E_\gamma} \text{ tartibda } (E_\gamma \gg I_k) \text{ bo'lganda va}$$

$$\sigma_f \sim \frac{Z^5}{E^{7/2}} \text{ tartibda } (E_\gamma > I_k) \text{ bo'lganda} \quad (6.4.7)$$

bog'liqligi kelib chiqadi. (6.4.7) dan ko'rinadiki, fotoeffekt asosan og'ir yadrolarda ro'y beradi, yengil yadrolarda esa gamma-kvant energiyasining kichik qiymatlaridagina kuzatiladi. Kvant mexanikasi usullari asosida K -qobiqdagi elektronlar uchun chiqarilgan fotoeffekt kesimi formulasi E_γ kichik energiyalarida:

$$(\sigma_f)_k = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left[\frac{13,61}{E_\gamma} (eV) \right]^{7/2} \text{ sm}^2. \quad (6.4.8)$$

$E_\gamma \gg m_e c^2$, ya'ni katta energiyalarda:

$$(\sigma_f)_k = 1,34 \cdot 10^{-33} \left[\frac{Z^5}{E_\gamma} (MeV) \right] \text{ sm}^2. \quad (6.4.9)$$

Metallarda erkin elektronlar mavjud bo'lgani uchun ularda kuzatiladigan fotoeffekt hodisasi yuqorida ko'rilgan fotoeffekt jarayonidan farqlanadi. Metallar uchun (6.4.6) formula quyidagicha yoziladi:

$$T_e = E_\gamma - P_r - I_i, \quad (6.4.10)$$

bu yerda P_r – elektronning metallardan chiqish ishi. (6.4.10) tenglamaga **Eynshteyn tenglamasi** deb ham ataladi. Metallardagi erkin elektronlar uchun $I_i = 0$ bo'lgani uchun:

$$T_e = E_\gamma - P_r. \quad (6.4.11)$$

Demak, gamma-kvant energiyasi $E_g > P_r$ dan boshlab fotoeffekt hodisasi yuz berishi mumkin. $T_e = 0$ da $E_g = P_r$ fotoeffekt jarayonining bo'lish chegaraviy energiyasini bildiradi. Bu energiyaga mos keluvchi gamma-kvant to'liq uzunligi **fotoeffektning qizil chegarasi** deb ataladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$P_r = E_\gamma = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda} \quad \text{va} \quad \lambda_0 = \frac{hc}{P_r}. \quad (6.4.12)$$

Shunday qilib, metallardan elektronlarning chiqish ishini aniqlab, fotoeffektning ko'rilayotgan metall uchun qizil chegarasini topish mumkin.

Fotoeffekt jarayonida hosil bo'lgan fotoelektronlar energiyasi gamma-kvantlarning intensivligiga bog'liq bo'lmay, uning energiyasiga bog'liq. Fotoelektronlar hosil qilgan fototok qiymati gamma-kvantlar intensivligiga mutanosib ravishda o'zgaradi.

6.4.2. Kompton effekti

Gamma-foton muhitdan o'tishda fotoelektronlar chiqarishdan tashqari, atom elektronlari bilan to'qnashib, natijada elektronni chiqarib, bir qism energiya va impulsini elektronga berishi, gamma-foton o'z energiya va yo'nalishini o'zgartirib sochilishi mumkin. Gamma-fotonlarning bunday elektronlardan energiya va yo'nalishini o'zgartirib sochilishiga **kompton sochilish** deb ataladi.

Fotoeffekt kesimining gamma-kvant energiyasiga teskari mutanosib ravishda o'zgarib borsa, kompton effekti gamma-kvant energiyasi ortishi bilan o'trib boradi.

Gamma-kvantlarning elektronlardan sochilishi ikki xil ko‘rinishga ega. Gamma-kvant energiyasi elektronning atom bilan bog‘lanish energiyasi e_0 dan kichik ($E_\gamma < \varepsilon_e$) bo‘lganda klassik yoki kogerent sochilish yuz beradi. Kogerent sochilishda foton energiyasi o‘zgarmasdan qoladi, u faqat o‘z yo‘nalishini o‘zgartiradi, xolos.

Kogerent sochilish Tomson sochilishi deb ham ataladi, u quyidagicha tushuntirilishi mumkin. Elektronida gamma-kvant to‘la yutilishi natijasida u gamma-kvant energiyasiga mos keluvchi chastota bilan rezonans tebrana boshlaydi va klassik elektrodinamika qonuniga ko‘ra, tebranayotgan elektron yutilgan gamma-kvant chastotasiga teng chastotali gamma-nur chiqaradi.

Berilgan sochilish burchagi uchun kogerent sochilishning differensial kesimi

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{e^4}{2m_e^2c^4} (1 + \cos^2 \varphi) 2\pi \sin \varphi. \quad (6.4.13)$$

ko‘rinishga ega. To‘la kogerent sochilish kesimi esa:

$$\sigma_0 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \frac{e^4}{2m_e^2c^4} (1 + \cos^2 \varphi) 2\pi \sin \varphi d\varphi = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2c^4}. \quad (6.4.14)$$

Shunday qilib, $\sigma_0 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ sm}^2$ va u erkin elektron uchun Tomson klassik sochilish koeffitsienti deb ataladi.

$\frac{e}{m_e c} = r_0$ – elektronning klassik radiusi edi. Demak, (6.4.14) ifodadan

$\sigma_0 \approx r_0^2$ kelib chiqadi. Kogerent sochilgan gamma-kvantlar burchak taqsimoti $I \sim (1 + \cos^2 \varphi)$ qonunga bo‘ysunadi.

$E_\gamma > \varepsilon_e$ energiyalarda gamma-kvant go‘yo erkin elektronida sochilgandek bo‘ladi, chunki elektronning bog‘lanish energiyasi ε_e ga nisbatan hisobga olmaslik darajada kichikdir.

Yuqorida bayon etilganidek, bu kompton sochilishda gamma-kvantning energiyasi o‘zgaradi va elektronga gamma-kvant energiyasining bir qismi beriladi.

Birinchi marta 1923-yilda u sochilishni kompton rentgen nurlarining

turli moddalardan sochilishini to'la o'rganib quyidagicha xulosalar chiqardi:

1. Sochilgan rentgen nurlarining tarkibida boshlang'ich l_0 to'lqin uzunlikli nurlardan tashqari $\lambda' > \lambda_0$ to'lqin uzunlikka ega bo'lgan nurlar ham uchraydi.

2. Sochilish burchagi λ ning ortishi bilan $\Delta \lambda = \lambda' - \lambda_0$ farq ortib boradi.

3. Sochilish burchagi λ ning ma'lum bir qiymatida $(\Delta \lambda)_\theta$ sochilayotgan rentgen nurining boshlang'ich to'lqin uzunligi l_0 ga bog'liq bo'lmay qoladi va $(\Delta \lambda)_\theta$ hamma sochuvchi jismlar uchun bir xil bo'ladi.

Kompton sochilishni klassik to'lqin nazariyasi asosida tushuntirib berish mumkin emas. Chunki bu nazariyaga ko'ra, sochilayotgan nurlanish to'lqin uzunligi o'zgarmaydi. Bu jarayonni Kompton va Debay kvant mexanikasi asosida tushuntiradilar. Buning uchun rentgen nurlarini fotonlar oqimidan iborat deb qarash zarur. Haqiqatan ham, agar rentgen nurlari $E = h\nu$ energiyali fotonlar oqimidan iborat deb qaralsa, $E_\gamma > \varepsilon_e$ da foton erkin elektronda sochilgandek bo'ladi va shuning uchun ham sochilish xarakteri sochuvchi jismning turiga bog'liq bo'lmay qoladi.

Kompton sochilish kvant nazariyasining to'g'riligini fotonning kvant xususiyatga ega ekanligini ko'rsatuvchi muhim ilmiy dalil hisoblanadi. Fotonlarning erkin elektronlardan sochilishidan energiya va impuls saqlanish qonunini yozsak:

$$h\nu = h\nu' + T_e = h\nu' + m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right), \quad (6.4.15)$$

bu yerda $h\nu$, $h\nu'$ – tushuvchi va sochilgan foton energiyalari, T_e – chiquvchi elektron kinetik energiyasi. (6.4.15) tenglamani quyidagi ko'rsatishda yozish mumkin:

$$h\nu - h\nu' + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

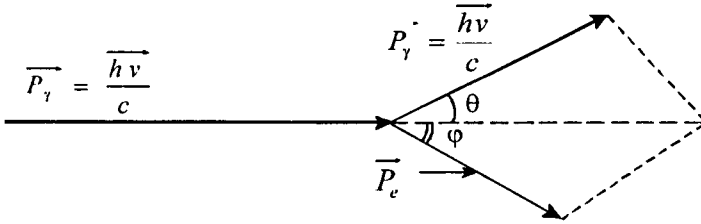
$$h(v - v') + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Tenglamani har ikkala tomonini kvadratga oshirib yoza olamiz:

$$\frac{m_e^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_e^2 c^4 + (hv)^2 + (hv')^2 + 2m_e c^2 h(v - v') - 2hv \cdot hv'.$$

(6.4.16)

6.8-rasmda kompton sochilishining vektor sxemasi keltirilgan.



6.8-rasm.

Bu yerda P_γ – tushuvchi; P'_γ – sochilgan foton impulslari; P_e – chiquvchi elektron impulsi; θ – foton sochilish burchagi; φ – elektron chiqish burchagi.

6.8-rasmdan impuls saqlanish qonuniga ko'ra

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (6.4.17)$$

yoki skalyar ko'rinishda 6.8-rasmdan

$$\frac{m^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h\nu \cdot h\nu' \cos \varphi. \quad (6.4.18)$$

bo'ladi. (6.4.16) bilan (6.4.18) tenglamalarni birga yechsak:

$$\left(\frac{c}{\nu'}\right) - \left(\frac{c}{\nu}\right) = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta). \quad (6.4.19)$$

yoki

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\varphi) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (6.4.20)$$

bu yerda $\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ sm}$ – elektronning Kompton to‘lqin

uzunligi.

Shunday qilib, (6.4.20) dan sochilish burchagi q ning ortishi bilan sochilgan foton to‘lqin uzunligi ortib borishi ko‘rinib turibdi. Haqiqatan ham:

$$\theta = 0 \text{ da } \Delta\lambda = 0$$

$$\theta = \pi/2 \text{ da } \Delta\lambda = \lambda$$

$$\theta = \pi \text{ da } \Delta\lambda = 2\lambda$$

ya’ni sochilish burchagi q ning ortishi bilan $\Delta\lambda$ ortib bormoqda. Lekin qaralayotgan q burchak bilan sochilayotgan foton uchun $\Delta\lambda$ o‘zgarishi λ ga bog‘liq emas. Shuning uchun $\Delta\lambda \approx \lambda$ bo‘lgan uzun to‘lqinli nurlanishlar uchun Kompton effekt sezilarli bo‘lmaydi, qisqa to‘lqinli gamma-nurlanishlarda esa $\Delta\lambda \gg \lambda$ muhim ahamiyatga ega bo‘ladi. (6.4.19) ifodani q burchak ostida sochilayotgan foton energiyasi uchun quyidagicha yoza olamiz:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}. \quad (6.4.21)$$

(6.4.21) dan, kichik sochilish burchaklar uchun $h\nu > m_e c^2$ larda va hamma sochilish burchaklari uchun $h\nu \ll m_e c^2$ larda $\frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_e c^2} \ll 1$ va $h\nu \approx h\nu'$. Bu klassik Tomson sochilishining o‘zidir.

$h\nu \approx m_e c^2$ va katta sochilish burchaklar uchun $\frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_e c^2} \gg 1$ bo‘lgani uchun (6.4.21) ning maxrajidagi 1 ni e’tiborga olmasak, quyidagi

tenglik hosil bo'ladi:

$$h\nu' = \frac{m_e c^2}{1 - \cos \theta}. \quad (6.4.22)$$

Bu formulaga ko'ra, $\theta = \frac{\pi}{2}$ da $h\nu' = m_e c^2$, $\theta = \pi$ da $h\nu' = \frac{m_e c^2}{2}$ bo'ladi.

Demak, tajribada kuzatilganidek, sochilish burchagining ortishi bilan sochilgan gamma-kvant energiyasi kamayib, ya'ni to'liq uzunligi ortib borar ekan. Sochilgan gamma-kvant energiyasining kamayishi hisobiga tepki elektronning olgan energiyasi ortadi.

Kompton effektining to'la kesimi formulasini Kleyn, Nishina va Tammlar kvant mexanik hisoblashlar asosida keltirib chiqarishgan:

$$\sigma_{komp} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \quad (6.4.23)$$

bu yerda $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$; $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$

1) (6.4.23) da gamma-kvant energiyasi kichik bo'lgan $\varepsilon \ll \frac{h\nu}{m_e c^2}$ hollar

uchun:

$$\sigma_{komp} = \sigma_{toms} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5}\varepsilon^2 + \dots \right). \quad (6.4.24)$$

2) Gamma-kvant energiyasi $\varepsilon \gg \frac{h\nu}{m_e c^2}$ katta bo'lganda:

$$\sigma_{komp} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right). \quad (6.4.25)$$

Demak, katta energiyalarda Kompton sochilish kesimi gamma-kvant

energiyasiga teskari mutanosib o'zgarar ekan. Atomdagi elektronlar soni Z bo'lgani uchun Kompton effektining kesimi sochuvchi element tartib nomeriga to'g'ri mutanosibda ortib boradi:

$$\sigma_{komp} \sim \frac{Z}{E_\gamma}. \quad (6.4.26)$$

Kompton effekti harakatdagi elektronlarda ham kuzatilishi mumkin. (6.4.21) ifodadagi harakatdagi elektrondan sochilgan gamma-kvantning energiyasi quyidagi ko'rinishga o'tadi:

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2 + \left[E_\gamma (1 - \cos \theta) / E_e \right]}, \quad (6.4.27)$$

bu yerda β – elektron tezligi, θ_1 – elektron va tushuvchi foton harakat yo'nalishlari orasidagi burchak, θ_2 – elektron va sochilgan foton harakat yo'nalishlari orasidagi burchak, θ – tushayotgan va sochilgan fotonlar orasidagi burchak, E_e – tepki elektron energiyasi.

Masalan, gamma-kvant bilan elektron qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanayotgan ($\theta_1 = \pi$) orqaga sochilgan ($\theta = \pi, \theta_2 = 0$) bo'lsa, sochilgan gamma-kvant maksimum energiyaga erishadi:

$$(E'_\gamma)_{\max} \approx \frac{E_\gamma}{\left(\frac{m_e c^2}{2E_e} \right)^2 + \frac{E_\gamma}{E_e}}. \quad (6.4.28)$$

Teskari Kompton effekti deb ataluvchi bu jarayonda sochilgan gamma-kvant energiyasi E'_γ uning boshlang'ich energiyasi E dan katta bo'lishi mumkin.

Yorug'lik nurining tezlatkichlarda hosil qilingan ultrarelyativistik elektronlardan sochilishida teskari Kompton effektiga ko'ra, sochilgan fotonlar energiyasi relyativistik elektron energiyasiga qadar ortib ketishi mumkin. Bu esa, yorug'lik nuri, masalan, lazer nurini yuqori energiyali gamma-nurlarga aylantirish imkoniyatini yaratadi. Teskari Kompton effekti yordamida kosmosda uchraydigan pozitron

rentgen nurlanishi va gamma-fon deb atalgan nurlanishning kelib chiqishini tushuntirish mumkin.

6.4.3. Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi

Gamma-kvant energiyasi $E_\gamma > 2m_e c^2$ bo'lganda fotoeffekt va Kompton effektlari bilan bir qatorda elektron-pozitron jufti ham hosil bo'ladi. Elektron-pozitron jufti yadroning elektr maydonida yuz beradi va bu jarayon vaqtida yadroga tepki energiya ko'rinishida energiya beriladi. Elektron-pozitronning tinch holatdagi massasiga to'g'ri keluvchi energiya $2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$. Shuning uchun gamma-kvant energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan katta bo'lgandagina elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi mumkin. Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishida yadro olgan tepki energiyasi juda kichik bo'lgani uchun $E_\gamma \approx 2m_e c^2$ dan boshlab elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi mumkin. Elektronning elektr maydonida ham elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi mumkin. Lekin bu holda elektron juda katta tepki energiya oladi. Shuning uchun ham, elektron maydonida gamma-kvant energiyasi $E_\gamma = 4m_e c^2 = 2,04 \text{ MeV}$ dan katta bo'lgandagina elektron-pozitron jufti hosil bo'ladi. Bo'shliqda elektron-pozitron jufti hosil bo'lmaydi, aks holda energiya va impulsning saqlanish qonuni buziladi.

Elektron-pozitron jufti ikki foton yoki ikki elektron to'qnashishida ham hosil bo'lishi mumkin. Birinchi holda to'qnashuvchi fotonlar energiyalarining yig'indisi $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} > 2m_e c^2$, ikkinchi holda harakatdagi elektronning to'la energiyasi $E_\gamma > 7m_e c^2$ bo'lishi shart.

Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi kesimining energiyaga bog'liqligi juda murakkab ko'rinishga ega. Elektronlarning ekranlovchi ta'siri hisobga olinmaganda $m_e c^2 < E_\gamma \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ energiya intervali uchun

$$\sigma_{juft} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right). \quad (6.4.29)$$

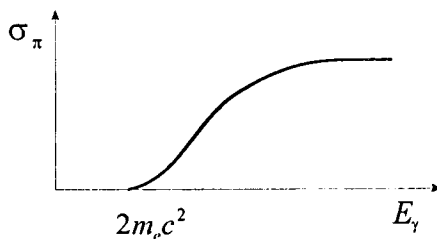
Elektronlarning ekranlovchi ta'siri hisobga olinganda va

$$E_\gamma \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$$

energiya sohasi uchun

$$\sigma_{juft} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right]. \quad (6.4.30)$$

6.9-rasmda elektron-pozitron jufti kesimining energiyaga bog'liq ravishda o'zgarish egri chizigi umumiy holda ko'rsatilgan.



6.9-rasm.

Kichik energiya va katta Z larda elektron-pozitron juftining yadro maydonida hosil bo'lish kesimi, uning elektron maydonida hosil bo'lish kesimidan taxminan ming marotaba katta bo'ladi. Lekin og'ir elementlarda $E_\gamma > 10$ MeV energiyali gamma-kvantlar uchun elektron maydonida juft hosil bo'lish kesimi yadro maydonida elektron-pozitron juftining hosil bo'lish kesimining 1% ni, yengil elementlarda 10% yaqin tashkil etishi mumkin.

Elektron-pozitron juftining hosil bo'lish jarayoni zaryadlangan zarralarning tormozlanish yoki radiatsion nurlanish jarayoni bilan birgalikda kosmik nurlar tarkibida elektron foton jalasining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Elektron tormozlanishi tufayli vujudga kelgan gamma-kvant energiyasi $E_\gamma > 2m_e c^2$ bo'lsa, elektron-pozitron juftini hosil qilish bu elektron-pozitron tormozlanishi va yana gamma-kvant hosil qildai va h.k. Shunday qilib, kritik energiyagacha elektron-pozitron, foton yog'dusini hosil qilaverishi mumkin.

Umumiy xulosalar. Yuqorida gamma-kvantlarning muhit bilan ta'sirlashuvida fotoeffekt, kompton effekti va elektron-pozitron juftini hosil bo'lishi natijasida muhitda yutilishini ko'rib chiqdik. Gamma nurlarning muhitda to'la yutilish koeffitsienti yuqoridagi uch jarayon hisobiga yutilish koeffitsientlari yig'indisidan iborat:

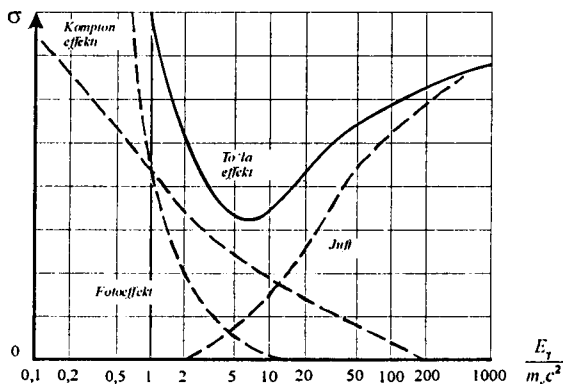
$$\mu = \mu_f + \mu_{\text{komp}} + \mu_j \quad (6.4.31)$$

Yutilish koeffitsienti bilan kesim bog'liq bo'lgani uchun:

$$\mu = N\sigma_f + N\sigma_{\text{komp}} + N\sigma_j \quad (6.4.32)$$

Bu yerda N – sochuvchi markazlar konsentratsiyasi.

Fotoeffekt va elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi uchun sochuvchi markazlar – atomlardan, Kompton effekti uchun esa elektronlardan iborat.



6.10-rasm.

Shunday qilib, yuqoridagi uch jarayonning to'la kesimi:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_{\text{komp}} + \sigma_j \quad (6.4.33)$$

bu yerda $\sigma_f \sim Z^5/E^{7/2}$ – kichik energiyalarda $\sigma_f \sim Z^5/E_\gamma$ – katta energiyalarda, $\sigma_{\text{komp}} \sim Z/E_\gamma$ va $\sigma_j \sim Z^2 \ln 2E_\gamma$.

Kichik energiyalar ($E_\gamma < E_1$) sohasida fotoeffekt, oraliq energiya

$E_1 \leq E_\gamma < E_2$ sohasida Kompton effekti, yuqori energiya $E_\gamma > E_2$

sohasida elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi asosiy rol o'ynaydi. E_1 va E_2 energiya chegaralari turli muhitlar uchun har hil qiymatga ega bo'ladi. Masalan, alyuminiy uchun $E_1 = 0,05$ va $E_2 = 15$ MeV, qo'rg'oshin uchun esa $E_1 = 0,5$ va $E_2 = 5$ MeV va h.k.

6.10-rasmda qo'rg'oshin uchun fotoeffekt, Kompton effekti va elektron-pozitron juftining hosil bo'lish kesimining gamma-kvant energiyasiga bog'liq ravishda o'zgarish egri chiziqlari ko'rsatilgan.

Nazorat savollari:

1. Zaryadli zarralarning moddalar bilan ta'sirlashuv turlarini ayting.
2. Ionizatsiya energiya yo'qotish qanday kuch ta'sirida amalga ortadi?
3. Solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishning tushuvchi zarra zaryadi, massasi, tezligi va muhit xususiyatlariga bog'liqmi?
4. Bor formulasi va bog'liqlik tomonlarini aytib bering.
5. Ionizatsiya energiya yo'qotishning energiyaga bog'liqligi (relyativistik tuzatmalar) qanday ifodalanadi?
6. Radiatsion energiya yo'qotishning zarra va muhit kattaliklariga (zaryad, massa, tezlik, zichlik) bog'liqligini tushuntiring.
7. Radiatsion uzunlik, kritik energiya nima?
8. Vavilov-Cherenkov nurlanishi xususiyatlari boshqa nurlanishlardan qanday farq qiladi?
9. Vavilov-Cherenkov nurlanish sharti va bog'liqlik tomonlari, qo'llanilishini tushuntirib bering.
10. Gamma-kvantlarning muhit bilan ta'sirlashuv qanday turlardan iborat?
11. Qaysi ta'sirlashuvga ko'ra, gamma-kvantlar muhit bilan ta'sirlashadi?
12. Gamma-kvantlarning muhitda yutilish formulasi, yutilish koeffitsientlari, o'lchov birliklari, fizik ma'nosini aytib bering.
13. Fotoeffekt hodisasi, fotoeffekt hodisasining bog'liqlik tomonlari (foton energiyasiga, muhit zaryadiga, elektronning bog'lanish energiyasiga va h.k.)ni tushuntirib bering.
14. Oje elektron qanday vujudga keladi?
15. Kompton effekti va uning bog'liqlik tomonlari nimalardan iborat?
16. Nima uchun Kompton sochilishini fotonning to'liq nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi?
17. Kompton effekt kesimi, teskari Kompton effekti va uning muhim tomonlari nimalardan iborat?
18. Elektron-pozitron jufti hosil bo'lish shartlari va usullarini aytib bering.
19. Gamma-kvantlarning to'la yutilish koeffitsienti va uning bog'liqlik tomonlarini tushuntiring.

VII BOB. ELEMENTAR ZARRALAR

Elementar zarralar fizikasi fizika fanlari ichida, jumladan, yadro fizika kursining tarixan eng so'nggi yillarida tarkib topgan bo'limlaridan hisoblanadi. Hozirgi vaqtda fizikaning, yadro fizikasining boshqa bo'limlardan fundamental qonuniyatlar o'rganilgan bo'lsa, elementar zarralar fizikasida bu muammolar to'la hal etilmagan.

Elementar zarralar tushunchasi o'zi murakkabdir. Dastlab bu tushuncha tarkibiga boshqa zarralar kirmagan, ichki strukturaga ega bo'lmagan sodda tuzilgan zarralar uchun qo'llanilgan. Lekin, fanning rivojlanishi bilan elementar deb hisoblangan zarralar murakkab tuzilishga ega ekanligi ma'lum bo'lib, ko'p zarralar elementar emasligi aniqlandi. Shunday qilib, elementarlik tushunchasi fan taraqqiyoti bilan o'zgarib kelmoqda. Yaqin vaqtlargacha (proton, neytron, p^- -mezonlarni) Koinotni tashkil etgan materiyaning bo'linmas boshlang'ich elementlari, ya'ni dunyo tuzilishining eng kichik «g'ishtchalari» deb hisoblanib kelgan edi. Ammo mikro dunyo tuzilishining elementar zarralari ustidan hozirgi zamon tadqiqotlari ularning ma'lum sharoitlarda bir-biriga aylanishini aniqladi.

Masalan, proton yadro tarkibida neytronga $p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$ va, aksincha, neytron protonga $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$ aylanishi mumkin. Lekin, bundan proton-neytron, pozitron va neytrinodan, neytron esa proton, elektron, antineytrinodan tashkil topgan degan ma'no kelib chiqmaydi.

Hozirgi vaqtda yuzlab zarralar aniqlandi, bu zarralar tarixan nomlanishi bo'yicha **elementar zarralar** deb ataladi. Bu zarralardan qaysilari haqiqiy elementar zarralar ekanligini aniqlash qiyin. Lekin haqiqiy elementar zarralar yoki fundamental zarralar mavjud deb qaraladi, uni aniqlash muammosi kun tartibidan olingan emas.

Hozirgi vaqtda elektron, myuon, taon, ularning antizarralari va neytrinolari, kvarklar, fotonlar, oraliq W^\pm , Z^0 bozonlar haqiqiy elementar zarralar deb hisoblanadi.

Elementar zarralar kashf etilishining tarixiy davrlariga nazar tashlasak, 1930 — 1935-yillarda atom nazariyasi asosan tugallangan edi. Oddiy holatdagi moddaning deyarli hamma xossalari musbat zaryadli yadro atrofida harakat qiluvchi manfiy zaryadli elektronlar deb qarab, matematik

yoʻl bilan keltirib chiqarilishi mumkin edi. Bu davrga kelib, elementar zarralardan elektronni 1895-yilda ingliz fizigi J.J. Tomson katod nurlarini oʻrganishda kashf etdi.

1919-yilda Rezerford hamma yadrolar tarkibiga kiruvchi protonni, 1932-yilda J. Chadvik massasi proton massasiga yaqin neytral zarra – neytronni kashf etdi. Elektromagnit maydon kvanti foton tushunchasini birinchi marotaba fizika faniga M. Plank va A. Eynshteyn ishlari asosida kiritdi. A. Kompton ishlari asosida esa foton elementar zarralar qatoriga kiritildi. Foton elektromagnit maydon kvant boʻlibgina qolmay, elektromagnit taʼsirni tashuvchi vositachi «zarradir». Fotonni zarra oʻxshatish mumkin.

Chunki ular xuddi zarralardek oʻz impulsiga $P_\gamma = E_\gamma/c$ ega. U zarralardek boshqa zarralar bilan toʻqnashadi. Lekin tinch holatdagi

massasi nolga teng. Uning toʻliq massasi $m_T = \frac{\hbar\nu}{c^2}$ ga teng boʻlib, energiyasi foton harakatiga bogʻliq.

1928-yilda ingliz fizigi P. Dirak elektron harakati tenglamasining simmetriyasiga asoslanib, massasi elektronning massasiga teng, lekin musbat zaryadli zarra – pozitronning tabiatda mavjud boʻlishligini nazariy yoʻl bilan isbotladi. Bu zarrani 1932-yilda amerikalik fizik K. Anderson kosmik nurlar tarkibida mavjud ekanini tajribada kuzatdi.

1935-yilda X. Yukava yadro kuchlar tabiatini tushuntirish uchun mezon zarralar boʻlishligini aytdi. Bu aytilgan zaryadli π -mezonlarni 1947-yilda S. Pauell va J. Okkialiplar, 1950-yilda R. Berklund neytral π^0 -mezonni kashf etishdi.

1937-yilda K. Anderson va S. Nedermeyerlar μ^- -mezonni aniqladilar. Dastlab μ^- -mezonlarni yadro kuchlari vositachisi deb qaraldi, keyinchalik bu xulosa notoʻgʻri ekanligi μ^- -mezon elektronga oʻxshash ogʻir zarra ekanligi maʼlum boʻldi. 1975-yilda M. Perl tomonidan elektron xususiyatiga oʻxshash (lepton, oʻta ogʻir taon τ -mezon topildi).

1930-yilda V. Pauli β -yemirilishda neytrino boʻlishligini bashorat qildi. 30-yil oʻrtalarida F. Reynes va K. Kouenlar antineytrinoni tajribada aniqladilar. Hozir uch xil elektron ν_e , myuon ν_μ va taon ν_τ neytrinolar

mavjud. 1940-yillarga kelib elementar zarralar soni 15 ga yaqinlashdi. Bu zarralar yordamida materiyaning atom tuzilishini tushuntirish imkoniyatiga erishdi. Atom yadrosini proton-neytronlardan iborat, yadroda nuklonlar pionlar almashinuviga ko'ra, mavjud, neytrino b -yemirilishda saqlanish qonunlarini bajarilishini ta'minlaydi deb qaraldi.

1950-yillarga kelib o'rtacha yashash vaqti $\tau \sim 10^{-10}$ s bo'lgan, massalari elektrondan og'ir protondan yengil bo'lgan ko'plab mezon zarralar — V , χ , θ , τ , K aniqlandi. Bu davrda massalari proton massasidan katta bo'lgan Λ , Σ , Ξ , Ξ' , Σ kabi ko'plab giperonlar ham aniqlandi.

1960-yillarda tezlatgichlar yordamida ko'plab antizarralar, g'alatizarralar, yashash vaqti $\tau \sim 10^{-24}$ – 10^{-22} s bo'lgan o'ta qisqa yashovchi rezonans zarralar kashf etildi. Hozirgi vaqtda zarralar turi bir necha yuzdan o'tib ketdi.

Zarralarning yuqori energiyalarda o'zaro ta'sirlashuvlarida yutilishi, bir-biriga almashinishi va yangi zarralar tug'ilishi zarralarni mana shu zarralardan tashkil topgan deyishlik imkoniyatini bermaydi. Shuning uchun dunyoning haqiqiy elementar g'ishtchalarini aniqlash qiyin bo'lib, qoldi. Elementar zarralarni quyidagicha tavsiflash mumkin: birinchidan, x zarra ta'sirlashuvda x_1, x_2, x_n bo'lakchalarga bo'linsa, ikkinchidan x , bo'lakchalar bog'lanish energiyalari E_{ibog} ; tinch holat energiyalari M_1c^2 dan juda kichik $E_{ibog} \ll M_1c^2$ bo'lsa, u holda $M_1c^2 > E > E_{ibog}$ energiya oralig'iga to'g'ri keluvchi ta'sirlashuvda zarralar tarkibiy bo'lakchalarga ajralib ketadi, yangi zarralar tug'ilishi hosil bo'lmaydi. Elementar zarralar tarkibi yuqoridagi ikki shart bajarilmasa **subzarralar** deb ataladi (masalan, kvark, glyuon, partonlar).

1960-yillardan boshlab o'rganilgan yuzlab elementar zarralarni sistemalashtirish qaysi ta'sirlashuvlarga qatnashishiga ko'ra, toifalash, bunda ko'pgina kvant sonlari va bu kvant sonlarining ta'sirlashuvlarda saqlanishiga alohida e'tibor qaratildi.

Zarralar nihoyatda ko'p elastik va noelastik sochilish jarayonlarida hamda ko'p tug'ilish va parchalanish reaksiyalarida ishtirok etadi. Bunday ko'p turli xil aylanishlarni to'rt tipdagi fundamental o'zaro ta'sir boshqaradi. Ularni fizik jarayonlar va hodisalarning belgisi deb ham qarash

mumkin. Har qanday o‘zaro ta’sirni uchta parametr bilan tavsiflash mumkin: intensivlik, ta’sir radiusi va uning elementar akti amalga oshiriladigan vaqt. Ularning qiymatlari 7.1-jadvalda keltirilgan.

7.1-jadval

№	O‘zaro ta’sir	Ta’sirlashuv vositasi	Intensivlik	Ta’sir radiusi	Xarakterli vaqt, τ , s
1.	Kuchli	Glyuonlar	$10^{-1}-10^1$	10^{-15} m	10^{-23}
2.	Elektromagnit	Fotonlar	1/137	∞	$\sim 10^{-20}$
3.	Kuchsiz	Oraliq bozonlar	10^{-10}	$\sim 10^{-18}$ m	$\sim 10^{-13}$
4.	Gravitatsion	Gravitonlar	10^{-38}	∞	-

Ma’lumki, kuchli o‘zaro ta’sir nuklonlar orasida intensiv ta’sirlashuviga ko‘ra, yadroning mavjudligini ta’minlaydi. Bu kuchli o‘zaro ta’sir nuklonlar orasida vujudga kelib qolmasdan pionlar, kaonlar, giperonlar kabi ko‘plab zarralar o‘rtasida ham ro‘y beradi. Bundan tashqari kuchli ta’sirlashuvli yuqori energiyali zarralar to‘qnashuvlarida intensiv yangi zarralarning tug‘ilishi kuzatiladi. Zarralar o‘rtasida kuchli o‘zaro ta’sirning muhim xususiyatlaridan biri — bu ta’sir doirasining juda kichikligidir. Ularning roli 1 fermidan katta masofalarda yo‘qola boshlaydi (Shuning uchun yadrolar xarakterli masofalari 10^5 fermi bo‘lgan atom hodisalariga umuman ta’sir qilmaydi). Ularning boshqa zaif tomoni universal emasligidadir. π -mezondan yengil zarralar (foton, elektron, pozitron, myuon, neytrino va boshq.) o‘zaro kuchli ta’sirda bo‘lmaydi, kuchli ta’sirlashuv tufayli bo‘ladigan to‘qnashuvlarda bu zarralar tug‘ilmaydi. Uchinchi xususiyati shundan iboratki, ko‘pgina saqlanish qonunlari boshqa kuchlar ta’sirida bajarilmaydi, faqat kuchli kuchlar ta’sirida o‘tadigan jarayonlarda eng ko‘p saqlanish qonunlari bajariladi. Har bir saqlanish qonuni ma’lum simmetriyaning miqdoriy ifodasidir. Demak, kuchli o‘zaro ta’sir eng ko‘p simmetriyaga ega. Bir–biri bilan kuchli o‘zaro ta’sirda bo‘luvchi zarralar **adronlar** (yunoncha *hadros* so‘zidan olingan bo‘lib, *katta, kuchli* demakdir) deb ataladi.

O'z navbatida adronlar ham ikki guruhga bo'linadi: barionlar – yarim butun spinli zarralar va mezonlar – butun spinli zarralar. Barionlar qatoriga nuklonlar va antinuklonlar hamda ancha og'ir zarralar – giperonlar va rezonanslar kiradi. Yarim butun spinli zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi va shuning uchun fermionlarga taalluqli bo'ladi. Mezonlarga pionlar, K -mezonlar va boshqa ancha og'ir zarralar (pionlar va kaonlar sistemasidagi rezonans «maftunkor» zarralar va h.k.) taalluqlidir. Bu zarralarning butun sonli spini ularning Boze-Eynshteyn statistikasiga mansubligini belgilaydi, ya'ni ular bozonlardir.

Ta'sirlashuvning intensivligi bo'yicha navbatda elektromagnit ta'sirlashuvi turadi. Zarralarning elektromagnit o'zaro ta'sir kuchi kuchli o'zaro ta'sirga qaraganda ancha zaif, boshqa kuchlarga nisbatan esa o'ta kuchlidir. Elektromagnit kuchlarining ta'sir doirasi 10^{-14} m dan tortib kosmik masofagacha davom etadi. Ko'pchilik fizik hodisalar: atom va molekulalar tuzilishi, kristallar, kimyoviy reaksiyalar, jismlarning termik va mexanik xususiyatlari, radioto'lqinlar, Quyosh va yulduzlarning nurlanishi kabi hodisalar elektromagnit kuchlarining ta'sir doirasiga kiradi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir turli zarralarda har xil shiddat bilan namoyon bo'ladi. Elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralarda katta elektromagnit o'zaro ta'sirlar vujudga keladi. Massa va spini nolga teng bo'lmagan zaryadsiz zarralar o'zaro kuchsiz elektromagnit o'zaro ta'sirda bo'ladi. Eng kuchsiz elektromagnit o'zaro ta'sirda neytral, spinsiz zarralar, masalan, neytral π^0 -mezon bo'ladi. Zarralardan neytrino elektromagnit ta'sirni sezmaydi. Elektromagnit kuchlarining ta'sir doirasida shunday saqlanish qonunlari borki, bu qonunlar kuchsiz o'zaro ta'sir doirasida buziladi. Elektromagnit o'zaro ta'sirning muhim xususiyati Kulon qonuniga asosan itarilish va tortilish kuchlarining mavjudligidadir. Shuning uchun yig'indi zaryadi nol bo'lgan har qanday sistema qisqa ta'sir radiusiga ega bo'ladi. Masalan, atomlar yoki istalgan ikki jism orasidagi o'zaro ta'sir kulon kuchlari ta'sir radiusi cheksiz bo'lishiga qaramasdan o'zaro ta'sirlashmaydi.

Mikrodunyoda u yoki bu hodisaning o'tish vaqti zarralar «hayotida» asosiy ko'rsatkichlardan biri hisoblanadi. Zarralarda bo'ladigan xarakterli jarayonlar kuchli o'zaro ta'sir ostida 10^{-22} - 10^{-23} s ichida yuz bersa, elektromagnit o'zaro ta'sir ostida 10^{-16} - 10^{-17} s ichida yuz beradi. Bundan

ham sekinroq ($\sim 10^{-10}$ s dan o'nlab minutgacha) jarayonlar zarralarning kuchsiz o'zaro ta'siri ostida o'tadi. Kuchsiz o'zaro ta'sir kuchli o'zaro ta'sirga nisbatan 10^{14} marta zaifroqdir. Lekin juda kichik masofalarda kuchsiz o'zaro ta'sir elektromagnit o'zaro ta'sirdek kuch bilan namoyon bo'lishi kerak. Kuchsiz o'zaro ta'sirning sekin va kuchsiz o'tishining sababi uning ta'sir doirasining kichikligidir. Ta'sir doirasining kichikligi oraliq vektor bozonlar — W ushbu o'zaro ta'sir vositachilarining massalari noldan farqli va bir necha o'n proton massalariga teng. Qisqacha aytganda, zarralarning «fotonli» o'zaro ta'siri istalgancha masofalargacha yetsa, kuchsiz o'zaro ta'sirni tashuvchi vositachi zarralarning «makoni» juda kichik. Xuddi mana shu sohada kuchsiz o'zaro ta'sir elektromagnit o'zaro ta'sir bilan barobar bo'ladi, lekin zarralar o'rtasida o'ta kichik (10^{-18} m) masofalar juda kam hosil bo'ladi. Zarralar bir-birining yonidan kuchsiz

o'zaro ta'sir sohasi radiusi $R = \frac{\hbar}{m_W c}$ dan katta masofalarda o'tish

ehtimoli kattaroq. Faqat yuqori energiyalardagina ularning bir-biriga yaqin kelish ehtimolligi ortadi va kuchsiz o'zaro ta'sir intensivligi kuchayadi. Shunday qilib, kuchsiz o'zaro ta'sirning ta'sir radiusi kichikligi uning haqiqiy kuchini niqoblaydi.

Kuchsiz o'zaro ta'sirni yaqqol ko'z oldimizga keltirish uchun kuchli, elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlarni birma-bir tabiatda yo'q, deb faraz qilaylik. Agar kuchli o'zaro ta'sir bo'lmaganda edi, π -mezonlardan yengilroq zarralarda va ular bilan bog'liq bo'lgan fizik hodisalarda aytarli o'zgarishlar bo'lmasdi. Lekin og'ir zarralar butunlay bo'lmas yoki mutlaqo boshqa zarralardan iborat bo'lar edi. Shuning uchun dunyo yaxlit holda butunlay boshqacha bo'lardi. Elektromagnit o'zaro ta'sir bo'lmaganida esa tabiatda π -mezonlardan og'ir zarralargina qolar edi. Massasi deyarli bir xil, lekin faqat zaryadlari bilan farq qiladigan zarralarni bir-biridan endi ajratib bo'lmas edi (masalan, protonni neytrondan, uchala π -mezonni bir-biridan va h.k.). Atom va undan ham katta masshtablarda (10^{-10} m) dunyo o'zgarib ketardi. Atom ham, molekula ham, yorug'lik ham, jism ham bo'lmasdi. Biroq kuchsiz o'zaro ta'sir bo'lmasa, zarralardan faqat neytrino bo'lmaydi, xolos. Qolganlari aytarli o'zgarmaydi. Yadrolar, atomlar, molekulalar, kristallar avvalgidek mavjud bo'ladi. Barqaror

zarralarning soni, binobarin, atomlar atomlar darajasidan tortib materiyaning tuzilish shakllari ancha ko'p bo'ladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirning yo'qligi atomlar, molekular, jismlar tuzilishi nuqtai nazaridan aytarli o'zgarishga olib kelmas edi. Aksincha, dunyo juda turli-tuman bo'lardi. Kuchsiz o'zaro ta'sirning mavjudligi ba'zi bir zarra va jismlarning ba'zi tuzilish formalarini barqaror qiladi. Shunday qilib, kuchsiz o'zaro ta'sir ko'proq zarralarning parchalanishi bo'yicha «mutaxassis»dir. Masalan, μ -mezonlar zaryadli π -mezonlar, neytron va boshqa bir guruh og'ir zarralarning parchalanishi faqat kuchsiz o'zaro ta'sir orqaligina ro'y beradi. Kuchsiz o'zaro ta'sir kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlarga qaraganda kamroq simmetriyaga ega, ya'ni saqlanish qonunlari ko'proq buziladi. Hozircha kuchsiz o'zaro ta'sirda mikroduyodagi jarayonlarning o'ngni chap bilan, chapni o'ng bilan, zarrani antizarra bilan, antizarrani zarra bilan almashtirishga nisbatan bo'lgan simmetriyasi buzildi. Kuchsiz o'zaro ta'sir o'ngni chap, zarrani antizarra bilan almashtirishdan iborat murakkab simmetriyaga ham ega emas.

Gravitatsion o'zaro ta'sir biz bilgan o'zaro ta'sirlar ichida eng zaifidir. Tabiatda mavjud to'rtta o'zaro ta'sir ichida zarralarning o'zaro gravitatsiya ta'siri uchun xarakterlovchi vaqtning kattaligi (10^{17} s) va unga xos ta'sir kuchining juda kichikligi (10^{-40}) sababi deyarli hozirgacha elementar zarralar nazariyasida e'tiborga olinmaydi.

7.1-§. Zarralar harakatining kvant tabiati haqida

Har qanday mikroobyektda to'liqin va zarra xususiyatlari mujassamlangan. Har qanday zarraga to'liqinni xarakterlovchi to'liqin uzunligi Λ va to'liqin chastotasi ν , zarralarni xarakterlovchi fizik kattalik energiya va impuls ham mos keladi. Zarra-korpuskula xususiyatining belgisi – (P) impuls (harakat miqdoriga) to'liqin xususiyatining belgisi bo'lgan ma'lum to'liqin uzunligi (λ) mos keladi. Shuningdek, zarra energiyasi chastota orqali ifodalanadi. Kvant nazariyasiga asosan bu kattaliklar quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$E = h\nu; \quad (7.1.1)$$

$$P = \frac{h}{\lambda}. \quad (7.1.2)$$

Zarraning dualizm xususiyatiga ko'ra, «P impulsli zarra x nuqtada joylashgan», deb bo'lmaydi. Kvant nazariyasiga asosan «P impulsli zarra ehtimollik bilan x nuqtada qayd qilinishi mumkin» deyishimiz kerak.

Zarrani ham zarra, ham to'liq deyar ekanmiz, biz taqribiy ma'noda aytishimizni ko'zda tutamiz. Shuning uchun, zarrani taqriban zarra deb qarash uning koordinatasi, impulsi va energiyasini taqriban berilishini anglatadi. Miqdoriy jihatdan ushbu aytilganlar Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari orqali ifodalanadi. Kvant mexanikasida kichik masofalar koordinata impuls noaniqliklari, katta energiyalar energiya-vaqt noaniqliklari munosabati bilan bog'langan:

$$\Delta x \cdot \Delta P \geq \hbar; \quad (7.1.3)$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (7.1.4)$$

Bu noaniqlik prinsiplari zarra vaziyati, impuls, energiya va o'lchash vaqtini aniqlashda erishish mumkin bo'lgan maksimal aniqlikni ko'rsatadi. (7.1.3), (7.1.4) munosabatlardan katta energiyalarning kichik masofalar bilan bog'lanishi ko'rinib turibdi: qancha kichik masofani o'rganmoqchi bo'lsak, shuncha katta energiyali zarralar kerak bo'ladi.

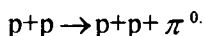
Mikroobyektlarda faqat ularning xarakterli o'lchamlarigina emas, balki kichik masofalarda bo'ladigan jarayonlarning o'tish vaqti ham ko'rsatgich bo'lib, xizmat qiladi. Bu jarayonlarning eng kichik o'tish vaqti elementar zarraning o'rtacha o'lchami I fermining yorug'lik tezligiga nisbati bilan aniqlanadi va taqriban 10^{-23} s ga teng. Bu eng tez jarayonlarni xarakterlovchi vaqtdir. Jarayonlarning o'tish vaqti elementar zarralarning o'zaro ta'sirlashuv kuchining spetsifikasiga bog'liq bo'ladi.

Yana shuni ham aytish kerakki, mikroodunyodagi har qanday jarayon ehtimoliy xarakterga ega. Masalan, reaktorda paydo bo'ladigan neytronlarning o'rtacha yashash vaqti 960 s. Bu hamma neytronlar 960 s yashab baravariga parchalanadi degan ma'noni anglatmaydi, vaholanki, ba'zilar 180 s gacha yashashi mumkin.

Ehtimoliy statistik qonuniyatlar ko'p sondagi zarralar sistemasigagina

taalluqli bo'lib, qolmasdan yakka zarra harakatiga ham bo'ysunar ekan. Qonunlarning (jarayonlarning) ehtimoliy xarakteri mikroduyoning fundamental (asosiy) xususiyati hisoblanadi.

Elementar zarralarning asosiy xususiyatlaridan biri – ularning boshqa zarralar to'qnashuvida paydo bo'la olish (tug'ilish) qobiliyatidir. Bunday jarayonlarning o'tishi uchun zarur bo'lgan energiya $E_T = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{p^2 c^2 + E_0^2}$ va $E_0 = m_0 c^2$ formulalar orqali aniqlanadi. Haqiqatan, bu formulaga binoan energiya muvozanati (to'qnashuvdan oldingi va keyingi to'la energiyaning tengligi) to'qnashuvchi zarralarning kinetik energiyasi va tinch holatdagi massasiga to'g'ri keladigan energiyasidan iborat bo'lib, zarralar to'qnashuvida bu ikki xil energiya bir–biriga o'tishi mumkin. Masalan, π -mezonning tinch holatdagi massasi 135 MeV . Demak, π -mezon tug'ilishi uchun shuncha energiya sarf qilinishi kerak. Shuning uchun ham 150 MeV kinetik energiyali ikki protonning o'zaro to'qnashuvida π^0 -mezon tug'ilishi mumkin:



To'qnashuvdan avvalgi protonlarning 150 MeV kinetik energiyasining 135 MeV qismi π^0 -mezonning tinch holat energiyasiga o'tadi, qolgan qismi bu uch zarralar o'rtasida ularning kinetik energiyasi sifatida taqsimlanadi.

Ultra qisqa masofalarda sodir bo'layotgan hodisa va elementar zarralarning tuzilishini o'rganish uchun elementar zarralarni katta energiyalargacha tezlatish kerak. Yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanayotgan zarralarning energiyasi uning impulsiga proporsional $E = cP$. U holda (7.1.3) ko'ra, biror kichik masofaga erishish uchun qancha energiya kerakligini aniqlaymiz:

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t}; \text{ vaqt noaniqligini } \Delta t = \frac{\Delta x}{c} \text{ desak :}$$

$$\Delta E \geq \frac{\hbar c}{\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot s \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ sm}}{\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ MeV}}{1,6 \cdot 10^{-6} \Delta x} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{\Delta x} \text{ MeV},$$

bunda ΔE — MeV da, Δx — sm da ifodalanadi.

Masalan, 10^{-17} m va undan ham kichik masofalarga kirmoq uchun 10^3 MeV energiyadan katta energiyagacha tezlatilgan zarra kerak.

7.2-§. Zarralarning parchalanish va tugʻilish reaksiyalari

Yuqorida bayon etilganidek, zarralar ta'sirlashuvda yangi zarralarga parchalanib, tugʻilib oʻzaro energiya va impulsi saqlanishi bajarilgan holda almashinib turar ekan. Parchalanish jarayonida hosil boʻlgan zarralarning tinch holat massasining yigʻindisi parchalangan zarralarning tinch holat massasidan ortiq boʻla olmaydi. Impuls saqlanishiga koʻra, toʻqnashuv (parchalanish) jarayonigacha zarralar impulslarining vektor yigʻindisi jarayondan soʻng vujudga kelgan zarralar impulslarining vektor yigʻindisiga aniq teng. Binobarin, parchalanuvchi zarra tinch holatda boʻlsa, parchalanish jarayoni yuz berganda hosil boʻladigan zarralar ikkita boʻlsa, ular albatta qarama-qarshi harakatlanadi. Agar sanoq sistemasiga nisbatan parchalanuvchi zarra tinch holatda boʻlsa, uning energiyasi tinch holatdagi massasi m_0 ga teng: $c = 1$ boʻladi. Vujudga kelgan zarralarning shu sistemaga nisbatan tinch holatdagi massalarining yigʻindisi har doim m_0 dan kichik, ya'ni $m_1 + m_2 + m_3 + \dots < m_0$. Masalan, qandaydir aniq bir kanalda oʻtuvchi parchalanish

$$a \rightarrow x_1 + x_2 + \dots + x_n \quad (7.2.1)$$

kabi umumiy koʻrinishga ega. a zarra uchun tinch holatdagi sistemada toʻla energiyaning saqlanish qonuni quyidagicha yoziladi:

$$E = m_0 c^2 = \sum_{\alpha} (m_{\alpha} c^2 + T_{\alpha}), \quad (7.2.2)$$

bu yerda $T_{\alpha} = E_{\alpha} - m_{\alpha} c^2 - x_{\alpha}$ — zarraning kinetik energiyalari. Demak, parchalanishning zarur sharti:

$$m_0 \geq \sum_{\alpha} m_{\alpha} \quad (7.2.3)$$

Shubhasiz, bu parchalanish uchun yetarli shart emas, chunki energiya saqlanish qonunlaridan tashqari, uning boshqa saqlanish qonunlari ham taqiqlashi mumkin.

Parchalanish jarayonida ajralib chiquvchi energiya, ya'ni x_0 – zarralarning kinetik energiyalarining yig'indisi parchalanish energiyasi Q deb ataladi. (7.2.2) ga ko'ra, u boshlang'ich va oxirgi zarralarning massalari farqiga teng:

$$Q = \sum_{\alpha} T_{\alpha} = m_0 c^2 - \sum_{\alpha} m_{\alpha} c^2. \quad (7.2.4)$$

O'z-o'zidan parchalanishi uchun $Q > 0$, ya'ni biz yana zarur shartga (7.2.3) kelamiz. Misol: Neytronning beta-parchalanishi.

Proton, neytron va elektron quyidagi massalarga ega: $m_p = 938,26$ MeV, $m_n = 939,55$ MeV, $m_e = 0,51$ MeV. Ko'rinib turibdiki, $m_n > m_p + m_e$, agar bu boshqa saqlanish qonunlariga zid kelmasa, erkin neytronning beta-parchalanishi $n \rightarrow p + e^{-}$ sxemasi bo'yicha o'tishi mumkin. Haqiqatda esa, bunday jarayon o'tmaydi. Masalan, impuls momenti saqlanmaydi va amalda $n \rightarrow p + \beta^{-} + \bar{\nu}_e$ proton, elektron va antineytrinoga parchalanadi. Ikkinchi tomondan erkin proton massasi neytron massasidan $m_p < m_n$ kichik bo'lgani uchun neytron va boshqa zarralarga parchalanmaydi.

Endi ikki zarrali parchalanishni ko'rib chiqamiz:

$$a \rightarrow x_1 + x_2 \quad (7.2.5)$$

Barcha massalari ma'lum va a zarra tinch holatda deb, hosil bo'luvchi zarralarning energiyasini topamiz. Impuls saqlanish qonunidan:

$$P_a = P_1 + P_2. \quad (7.2.6)$$

Tenglikning ikkala tomonini kvadratga oshirib:

$$P_a^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2(P_1 \cdot P_2), \quad (7.2.7)$$

R_2 ni (7.2.6) yordamida skalyar ko'paytmadan yo'qotib:

$$\begin{aligned} P_a^2 &= P_1^2 + P_2^2 + 2(P_a - P_1)P_1 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_a P_1 - 2P_1^2 = \\ &= P_2^2 - P_1^2 + 2P_a P_1, \end{aligned} \quad (7.2.8)$$

$(R_a R_1)$ skalyar ko'paytmaning $\overline{P_a} = 0$ va $E_a^2 = P_a^2 + m_a^2$ dan (a zarra tinch) ligini e'tiborga olsak $E_a = m_a$, u holda (7.2.8) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$m_a^2 = m_2^2 - m_1^2 + 2E_1 m_a. \quad (7.2.9)$$

Bundan:

$$E_1 = \frac{m_a + m_1^2 - m_2^2}{2m_a}; \quad E_2 = \frac{m_a^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m_a}. \quad (7.2.10)$$

($E_2 - 1, 2$ indekslarni o'zaro almashtirish bilan hosil qilinadi).

Bunda E_1 va E_2 – parchalanishda tug'ilgan zarralar to'la energiyalari.

(7.2.9) ning har ikkala tomonidan tegishli massalarni ayirib, x_1 va x_2 zarralarning kinetik energiyasini topamiz:

$$m_a^2 = m_2^2 - m_1^2 + 2(T_1 + m_1)m_a = m_2^2 - m_1^2 + 2m_a T_1 + 2m_1 m_a;$$

$$m_a^2 - 2m_1 m_a + m_1^2 - m_2^2 = 2m_a T_1;$$

$$(m_a - m_1)^2 - m_2^2 = 2m_a T_1;$$

$$T_1 = \frac{(m_a - m_1)^2 - m_2^2}{2m_a}; \quad T_2 = \frac{(m_a - m_2)^2 - m_1^2}{2m_a}. \quad (7.2.11)$$

Parchalanishda vujudga kelgan zarralar kinetik energiyasini parchalanish energiyasi orqali ifodalash mumkin. Buning uchun (7.2.11)ni quyidagicha yozamiz:

$$T_1 = \frac{(m_a - m_1)^2 - m_2^2}{2m_a} = \frac{[(m_a - m_1) + m_2][(m_a - m_1) - m_2]}{2m_a}.$$

$Q = m_a - m_1 - m_2$ ekanligini e'tiborga olib, birinchi ko'paytmaga m_a, m_1 larni ham qo'shib, ham ayiramiz:

$$T_1 = \frac{Q[2m_a - 2m_1 - m_a + m_1 + m_2]}{2m_a} = Q \left(1 - \frac{m_1}{m_a} - \frac{Q}{2m_a} \right).$$

Xuddi shuningdek:

$$T_2 = Q \left(1 - \frac{m_2}{m_a} - \frac{Q}{2m_a} \right). \quad (7.2.12)$$

hosil bo'ladi.

Agar energiya ajralishi uncha katta bo'lmasa ($Q \ll m_a$) va bir zarra, aytaylik x_1 yengil ($m_1 \ll m_2$) bo'lsa, u holda bu zarra amalda barcha kinetik energiyani olib ketadi: $T_1 \gg Q$.

Agar uning ustiga $m_1 \ll Q$ shart bajarilsa (masalan $m_1 = 0$) hamda $m_2 = m_a - Q$ deb olish mumkin bo'lsa, u holda og'ir zarra x_2 ning tepki energiyasi quyidagicha hisoblanadi:

$$T_2 \approx \frac{Q^2}{2m_u}.$$

Ikki zarrali parchalanishda paydo bo'luvchi zarralarning energiyasi qat'iy belgilangan, ular massalar bilan (7.2.10) yoki (7.2.11) formulalar yordamida aniqlanadi.

Misol: Tinchlikdagi p^+ mezon $^+$ mezon va n neytrinoga parchalandi. m^+ mezon va n neytrinning kinetik energiyasi topilsin.

$$m_{p^+} = 139,66 \text{ MeV}$$

$$m_{m^+} = 105,66 \text{ MeV}$$

$$m_n = 0$$

(7.2.11) formulaga ko'ra:

$$T_\mu = \frac{(m_{\pi^+} - m_{\mu^+})^2 - m_\nu^2}{2m_\pi} = \frac{(139,66 - 105,66)^2 - 0}{2 \cdot 139,66} \text{ MeV} = 4,1258 \text{ MeV};$$

$$T_\nu = \frac{(m_{\pi^+} - m_\nu)^2 - m_{\mu^+}^2}{2m_\pi} = \frac{(139,66 - 0)^2 - 105,66^2}{2 \cdot 139,66} \text{ MeV} = 29,87 \text{ MeV}.$$

7.3-§. Ikki zarrali to'qnashuvda zarralar tug'ilishi

Aniq kanal orqali o'tuvchi ikki zarrali umumiy ko'rinishdagi

$$a + b \rightarrow x_1 + x_2 + \dots + x_n \quad (7.3.1)$$

to'qnashish jarayonini ko'rib chiqaylik. Buning uchun energiya saqlanish qonunini yozamiz:

$$E_a + E_b = \sum_\alpha E_\alpha.$$

Kinetik energiyalarga o'tib:

$$\sum_\alpha T_\alpha - (T_a + T_b) = m_a + m_b - \sum_\alpha m_\alpha. \quad (7.3.2)$$

$Q > 0$ bo'lsa, ekzotermik reaksiya, bunday reaksiyada boshlang'ich zarralarning massalari yig'indisi oxirgi reaksiyada tug'ilgan zarralar massalari yig'indisidan katta. Bu reaksiyada dastlabki zarralarning tinch energiyasi hosil bo'lgan zarralarning kinetik energiyasiga o'tadi.

Agar $Q < 0$ bo'lsa, endotermik reaksiya, bu reaksiyada boshlang'ich zarralarning massalari yig'indisi oxirgi zarralarning massalari yig'indisidan kichik. Bunda «kinetik energiya massani keltirib chiqaradi». Elastik sochilishda $Q = 0$ bo'ladi.

(7.3.1) turdagi urilish jarayonlarni ko'rib chiqishni laboratoriya sistemasida, b-zarracha tinch holatda $R_b = 0$ deb qaraymiz.

Ekzotermik reaksiyalar va elastik sochilish jarayonlari uchib keluvchi a zarraning kinetik energiyasi istalgancha kichik bo'lganida ham o'tadi.

Endotermik reaksiya uchun uchib keluvchi zarralar yetarlicha kinetik energiyaga ega bo'lishi lozim. Tushuvchi zarraning minimal kichik energiyasi **reaksiya ostona energiyasi** T_0 deb ataladi. Bunda reaksiya energiya jihatidan mumkin bo'ladi: $T_0 = T_a^{\min}$. Agar $T_a < T_0$ bo'lsa, reaksiya yopiq, $T_a = T_0$ holda reaksiya ochiladi. $T_a \gg T_0$ bo'luvchi ultrarelyativistik reaksiyalar uchun ostona T_0 a zarraning to'la minimal energiyasi E_a^{\min} bilan mos keladi.

Uch o'lchovli impulsning saqlanish qonuni hosil bo'lgan zarralarning to'la impulsi noldan farq qilishini talab qiladi. Bu hol uchib keluvchi zarra energiyasining hammasi «massaga aylanmaydi», uning bir qismi kinetik energiya ko'rinishida qolishini bildiradi. Boshqacha aytganda, T_a kinetik energiya faqatgina yangi massani yuzaga keltiribgina qolmay, balki uni tarqatib ham yuborishi kerak. Bundan ostona energiyasi hech qachon yutiluvchi energiya $|Q|$ dan kichik bo'lmaydi:

$$T_0 \geq |Q|.$$

Bu kattaliklar faqat zarralar sistemasining to'la impulsi nolga teng hollarda, ya'ni masala inersiya markazi sistemasida ko'rilayotganda yoki reaksiya to'qnashuvi dastalarda amalga oshirilganda mos keladi.

(7.3.1) reaksiyaning ostonasini hisoblaylik. Boshlang'ich a va b zarralarni yagona sistema deb, bitta zarradek olaylik. Ular massalarining kvadrati:

$$\begin{aligned}
 M^2 &= E^2 - P^2 = (E_a + E_b)^2 - (P_a + P_b)^2 = \\
 &= (E_a + m_b)^2 - (P_a + 0)^2 = E_a^2 + 2E_a m_b + m_b^2 - P_a^2 = \\
 &= m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b.
 \end{aligned} \tag{7.3.3}$$

Boshlang'ich sistemani yagona zarradek qarar ekanmiz, u holda urilish jarayonini bu zarraning $x_1 \dots x_n$ zarralarga parchalanishi kabi ko'ramiz. (7.2.3) turdagi parchalanishning zarur sharti bizga quyidagini beradi:

$$\sqrt{m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b} \geq \sum_{\alpha} m_{\alpha}.$$

Bu yerdan α -zarraning minimal energiyasi E_a^{\min} ni topamiz:

$$E_a^{\min} = \frac{\left(\sum_{\alpha} m_{\alpha}\right)^2 - m_a^2 - m_b^2}{2m_b}. \tag{7.3.4}$$

Reaksiya ostona energiyasi T_0 ni topish uchun E_a^{\min} dan a zarra tinch energiyasini ayirish lozim. $E_a^{\min} = T_0 + m$ deb (7.3.4) ifodani yoza olamiz:

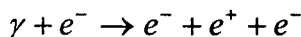
$$2m_b(T_0 + m_a) = \left(\sum_{\alpha} m_{\alpha}\right)^2 - m_a^2 - m_b^2.$$

$$\left(\sum_{\alpha} m_{\alpha}\right)^2 - m_a - m_b^2 - 2m_b m_a = 2m_b T_0 ;$$

$$\left(\sum_{\alpha} m_{\alpha}\right)^2 - (m_a + m_b)^2 = 2m_b T_0 ;$$

$$T_0 = \frac{\left[\sum m_{\alpha} + (m_a + m_b)\right]\left[\sum m_{\alpha} - (m_a + m_b)\right]}{2m_b}. \tag{7.3.5}$$

1-misol: γ -kvantning tinchlikdagi elektron bilan to'qnashuvida elektron-pozitron juftining hosil bo'lish ostona energiyasini toping.



(7.3.5) formulaga asosan

$$E_{ost} = \frac{[3m_e - m_e][3m_e + m_e]c^2}{2m_e} = 4m_e c^2 = 2.04 \text{ MeV}.$$

2-misol: T kinetik energiyali protonning tinchlikdagi vodorod nishon bilan to'qnashuvda $p + p \rightarrow p + p + p^0$ reaksiya bo'lish ostona energiyasi hisoblansin.

$$m_\pi = 139.6 \text{ MeV}$$

$$m_p = 938.26 \text{ MeV}$$

$$E_{ost} = \frac{[2m_d + m_\pi - 2m_d][2m_d + m_\pi + 2m_d]c^2}{2m_d} = \frac{m_\pi c^2 (4m_p + m_\pi)}{2m_p} = 289,58 \text{ MeV}.$$

7.4-§. Elementar zarralar kvant sonlari va ularning saqlanishi

Elementar zarralar massa, spin, elektr zaryadi, magnit moment, lepton zaryad, izotopik spin va uning proyeksiyasi, g'alatilik, juftlik, o'rtaqcha yashash vaqti kabi qator xususiyatlari bilan xarakterlanadi. Umuman, zarralarni xarakterlovchi kattaliklar ko'p va xilma-xildir. Shunday bo'lsa ham, ulardan birortasini elementar zarralarning klassifikatsiyasi uchun asosiy xarakteristika sifatida ajratish qiyin.

Elementar zarralarni o'zaro ta'sirlashuviga, barqaror yoki beqarorligiga, qaysi statistikaga bo'ysunishiga massasi va boshqa xususiyatlariga qarab turli sinflarga bo'lish va turlicha nomlar bilan atash mumkin.

Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashuvchi zarralarga **adronlar** deb ataladi. Yashash vaqti $\sim 10^{-23}$ s bo'lgan zarralarga rezonans zarralar, qanday statistikaga bo'ysunishiga qarab **fermion** va **bozonlarga** bo'linadi. Bozonlarga kiruvchi barqaror adronlar – **mezonlar** deb ataladi va barqaror fermion adronlar esa **barionlar** deb ataladi.

Xuddi shuningdek, rezonanslar ham mezon rezonanslar va barion rezonanslarga bo'linadi. Kuchli ta'sirda qatnashmaydigan fermionlar leptonlar sinfini tashkil etadi, masalan, elektron-pozitron, myuon, taon va ularga tegishli neytrino va antineytrinolar. Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydigan va massasi nolga teng bo'lgan bozonlar klassik maydon kvantlari hisoblanadi (foton, graviton). 7.1-jadvalda ba'zi elementar zarralar guruhi keltirilgan.

Elementar zarralarning xususiyatlariga birma-bir to'xtalib o'tamiz.

1. Massa. Har bir zarra tinch holatdagi massasi bilan xarakterlanadi. U zarraning dinamik xususiyatini anglatadi. Dastlab elementar zarralar massalariga qarab leptonlar, mezonlar, barionlar deb nom olgan, yengil, o'rta va og'ir zarralar sinfiga bo'lingan edi. Endi bu terminlar saqlanib qolgan bo'lsa-da, ba'zilar o'zining oldingi ma'nosini yo'qotdi. Haqiqatan ham, yuqorida ko'rilgan t -leptonning massasi proton massasidan ikki marta katta, U-epsilon mezon massasi esa, barion hisoblangan proton massasidan 11 marta katta va h.k. Massa saqlanish qonuni hamma ta'sirlashuvlarga ko'ra, kechadigan jarayonlarda bajariladi.

2. Elektr zaryadi. Zarralar elektr zaryadi elektron zaryadi birligida o'lchanadi. Zarralarning elektr zaryadi butun son bo'lib, 0 ga ± 1 ga teng. Rezonans zarralarda zaryadi ± 2 zaryadlilari ham bor. Elektr zaryadining saqlanish qonuni doim bajariladi. Materiyaning tarkibiy qismlaridan hisoblangan va $1/2$ spinga ega fundamental fermionlar deb ataluvchi

kvarklar esa $\pm \frac{2}{3}e$ yoki $\pm \frac{1}{3}e$ ga teng zaryadga ega. Kvarklar tajribada kuzatilmaganligi uchun ularning zaryadi ham o'lchanmagan.

3. Barion zaryad. Proton va undan og'ir hamma zarralar barionlar deb ataladi va ularning har biri $B = +1$, antibarionlar esa $B = -1$ barion zaryadiga ega bo'ladi. Shunday qilib, barion va antibarion faqat elektr zaryadi ishorasi bilangina emas, balki barion zaryadi ishorasi bilan ham bir-biridan farqlanadi. Barionlarning barion zaryadining saqlanish qonuni ular parchalanganda «og'irlik» xususiyatining saqlanishini aks ettiradi. Protonning barqarorligi esa uning boshqa barionlar oldida ularning «og'irlik» xususiyatini saqlashdan iborat. Barion zaryadining saqlanishi $p + e^+ \rightarrow \dots$ parchalanishni man etadi.

4. Lepton zaryadi. Yengil zarralar lepton zaryadiga ega. Hozir leptonlarning olti xili mavjudligi ma'lum: $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_\mu, \nu_e, \nu_\tau$, har bir lepton o'z antizarrasiga ega: $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$. Leptonlar $+1$ va antileptonlar -1 lepton zaryadiga ega. Yuqoridagi leptonlar uch xil lepton zaryad bilan xarakterlanadi. Elektron lepton L_e , myuon lepton L_μ , taon lepton zaryad L_τ . Elektron, myuon, taon va ularning neytrinolari mos

ravishda $L_e = 1, L_m = 1, L_t = 1$ lepton zaryadiga ega bo'lsa, ularning antizarralari mos ravishda $L_e = -1, L_\mu = -1, L_\tau = -1$ lepton zaryadiga ega bo'ladi. Leptonlarga kirmaydigan hamma boshqa zarralar uchun lepton zaryadi nolga teng. Lepton zaryad saqlanish qonuni mikrozarralarning bir-biriga aylanish jarayonlarini tartibga soladi. Masalan:

$\nu_e + p \rightarrow e^+ + n, \nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ reaksiya bo'lishini taqiqlaydi,
 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ reaksiya bo'lishini ko'rsatadi.

5. Spin. Spin zarraning xususiy mexanik momentini ko'rsatadi va Plank doimiysi (h) birliklarida o'lchanadi. Zarra spini zarraning qaysi statistikaga bo'ysunishini va zarra to'liqin funksiyasining skalyar, spinor yoki vektor xarakterga ega bo'lishini belgilaydi. Spini nol bo'lgan zarralar harakati skalyar, yarimga teng bo'lganlari spinor va nihoyat, birga teng spinli zarralar harakati vektor to'liqin funksiyalar bilan ifodalanadi. Zarralar spini noldan $3/2$ ga qadar qiymatlarni olishi mumkin.

6. Juftlik. Fazoda koordinatalar inversiyasi bilan bog'liq bo'lgan juftlik **fazoviy juftlik** deb ataladi va P simvol bilan belgilanadi. Zarraning fazodagi o'rnini belgilovchi koordinatalari ishorasi o'zgartirilganda fazoviy juftlik o'zgarishligi ($P = +1$) va aksincha, o'zgarishi ($P = -1$) mumkin. Shunga qarab, fazoviy juftlik juft yoki toq juftlikka ega bo'ladi. Zarralar ichki juftlikka ega bo'lib, u ham juft yoki toq bo'lishi mumkin. Zarralarning ichki juftligi ularning asosiy kvant xususiyatlaridan biridir. Spin va juftlik birgalikda J^P simvol bilan ko'rsatiladi. Ichki juftlik saqlanish qonuni sistemada biror fizik hodisa ro'y berganda uning ko'zgudagi tasvirida ham shu hodisaning o'sha yo'nalishda ro'y berishini ko'rsatadi. Matematika nuqtai nazaridan aytganda P -juftlikning saqlanishi fizik qonunlarning fazoviy koordinatalar ishorasining o'zgarishiga bog'liq emasligini ifodalaydi.

Kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirda P -juftlik saqlanadi va bunday jarayonlarda yaxshi kvant soni bo'ladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirda P -juftlikning saqlanish qonuni buziladi.

7. Izotopik spin. Hamma zarralarning zaryad holatlari ularning izotopik spini bilan belgilanadi. Izotopik kvant soni T kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirga nisbatan elementar zarralarning qanday namoyon bo'lishini

Zarralar guruhi	Tartib №	Zarraning nomi	Belgisi	Massasi (MeV)	O'rtacha yashash davri (s)	Q	L_z	S	T	J_p	Yemirilish yo'li va nisbiy ehtimolligi (%)	
Foton	1	Foton	γ	0	Barqaror	0	-	-	-	1	-	
	2	Elektron neytrinosi	ν_e	0	"	0	+1	0	-	1/2	-	
	3	Elektron anti-neytrinosi	$\bar{\nu}_e$	0	"	0	-1	0	-	1/2	-	
	4	Miyuon neytrinosi	ν_μ	0	"	0	0	+1	-	1/2	-	
Leptonlar	5	Miyuon antineytrinosi	$\bar{\nu}_\mu$	0	"	0	0	+1	-	1/2	-	
	6	Elektron	e^-	0,511	"	-1	+1	0	-	1/2 ⁺	-	
	7	Pozitron	e^+	0,511	"	+1	-1	0	-	1/2 ⁻	-	
	8	Miyuon (myu-mezon)	μ^-	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1	0	+1	-	1/2 ⁺	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (100)	
	9	Musbat myuon	μ^+	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	+1	0	-1	-	1/2 ⁻	$e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (100)	
Mezonlar	10	Musbat pion	π^+	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	-	-	-	1	0 ⁻	$\mu^+ + \nu_\mu$ (100)	
	11	Manfiy pion	π^-	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	-	-	-	1	0 ⁻	$\bar{\mu}^- + \bar{\nu}_\mu$ (100)	
	12	Neytral pion	π^0	135	$0,76 \cdot 10^{-16}$	-	-	-	1	0 ⁻	$\gamma + \gamma$ (99)	
		13	Musbat kaon	K^+	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	+1	-	-	+1	1/2 0 ⁻	$\gamma + e^+ + e^-$ (1) $\mu^+ + \nu_\mu$ (63) $\pi^+ + \pi^0$ (21...)
		14	Manfiy kaon	K^-	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	-1	-	-	-1	1/2 0 ⁻	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (63) $\pi^- + \pi^0$ (21)
		15	Neytral kaon	K^0	498	$K_1^0, 0,86 \cdot 10^{-10}$	0	-	-	+1	1/2 0 ⁻	$\pi^+ + \pi^0$ (69) $\pi^0 + \pi^0$ (31)
	16	Neytral anti-kaon	\bar{K}^0	498	$K_2^0, 5,4 \cdot 10^{-8}$	0	-	-	-1	1/2 0 ⁻	$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (69) $\pi^+ + e + \nu_e$ (31)	

17	Eta-mezon	η^0	549	$2,4 \cdot 10^{-19}$	0	-	-	0	0	0	$\pi^+ + \mu^+ + \nu_\mu$ (27), $\pi^+ + \pi^+ + \pi^0$ (13), 2γ (37), 3π (23), $3\pi^0$ (30...)
18	Proton	p	938,2	Barqaror	+1	+1	-	0	1/2	1/2*	-
19	Antiproton	\bar{p}	938,2	$\frac{1}{m}$	-1	-1	-	0	1/2	1/2*	-
20	Neytron	n	939,6	$0,93 \cdot 10^3$	0	+1	-	9	1/2	1/2*	$\bar{p} + e^- + \nu_e$ (100)
21	Antineytron	\bar{n}	939,6	$2,5 \cdot 10^{+10}$	0	-1	-	0	1/2	1/2*	$\bar{p} + e^- + \nu_e$ (100)
22	Lambda-giperon	Λ	1116	$2,5 \cdot 10^{+10}$	0	+1	-	+1	0	1/2*	$p + \pi^-$ (65) $n + \pi^0$ (35)
23	Antilambda-giperon	$\bar{\Lambda}$	1116	$2,5 \cdot 10^{+10}$	0	-1	-	-1	0	1/2*	$\bar{p} + \pi^-$ (65) $\bar{n} + \pi^0$ (35)
24	Sigma-plyus-giperon	Σ^+	1189	$0,8 \cdot 10^{+10}$	+1	+1	-	+1	1	1/2*	$p + \pi^0$ (52) $n + \pi^+$ (48)
25	Antisigma-plyus-giperon	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$0,8 \cdot 10^{+10}$	-1	-1	-	-1	1	1/2*	$\bar{p} + \pi^0$ (52) $\bar{n} + \pi^+$ (48)
26	Sigma-nol-giperon	Σ^0	1192	$< 10^{-14}$	0	+1	-	+1	1	1/2*	$\Lambda + \gamma$ (100)
27	Antisigma-nol-giperon	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$< 10^{-14}$	0	-1	-	-1	1	1/2*	$\bar{\Lambda} + \gamma$ (100)
28	Sigma-minus-giperon	Σ^-	1197	$1,5 \cdot 10^{+10}$	-1	+1	-	+1	1	1/2*	$n + \pi^-$
29	Antisigma-minus-giperon	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$2,5 \cdot 10^{+10}$	-1	-1	-	-1	1	1/2*	$\bar{n} + \pi^-$
30	Ksi-nol-giperon	Ξ^0	1315	$3 \cdot 10^{+10}$	0	+1	-	-2	1/2	1/2*	$\Lambda + \pi^0$
31	Antiksi-nol-giperon	$\bar{\Xi}^0$	1315	$3 \cdot 10^{+10}$	0	-1	-	+2	1/2	1/2*	$\bar{\Lambda} + \pi^0$
32	Ksi-minus-giperon	Ξ^-	1321	$1,7 \cdot 10^{+10}$	-1	+1	-	-2	1/2	1/2*	$\Lambda + \pi^-$
33	Antiksi-minus-giperon	$\bar{\Xi}^-$	1321	$1,7 \cdot 10^{+10}$	+1	-1	-	-2	1/2	1/2*	$\bar{\Lambda} + \pi^-$
34	Omega-minus-giperon	Ω^-	1672	$1,3 \cdot 10^{+10}$	-1	+1	-	-3	0	3/2*	$\Xi + \pi$ (50) $\Lambda + K^-$ (50)
35	Antioomega-minus-giperon	$\bar{\Omega}^-$	1672	$1,3 \cdot 10^{+10}$	-1	-1	-	+3	0	3/2*	$\Xi + \pi$ (50) $\bar{\Lambda} + K^-$ (50)

Adronlar.

ko'rsatadi. Zarra zaryad multiplleti i ta zarradan tashkil topgan bo'lsa, uning izotopik spini quyidagicha aniqlanadi:

$$T = \frac{(i-1)}{2}.$$

Agar $T = 0$ bo'lsa, $i = 1$ singlet, masalan Λ^0 – giperon;

$T = 1/2$ bo'lsa, $i = 2$ dublet, masalan proton, neytron;

$T = 1$ bo'lsa, $i = 3$ triplet, masalan π^{\pm} , π^0 mezon.

Kuchli o'zaro ta'sirda bir zaryad multiplletiga kiruvchi va o'zlarini bitta zarra kabi tutuvchi zarralar elektromagnit o'zaro ta'sir ostida massalari va zaryadlari bilan farqlanuvchi zarralarga aylanadi. Ma'lumki, uchta π -mezon π^+ , π^0 , π^- bir-biridan faqat zaryadlari bilan farq qiladi. π -mezonning izospini $T = 1$, izospin proyeksiyalari esa $T_z = +1, 0, -1$ ga teng. Elementar zarralarning elektr zaryadi, izospin proyeksiyasi va barion zaryadi o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$q = T_z + \frac{1}{2}B. \quad (7.4.1)$$

Izotopik spinning saqlanish qonuni izotopik fazodagi almashtirishlarga nisbatan kuchli o'zaro ta'sirning simmetriyasi (invariantligi) bilan bog'liq. Kuchli o'zaro ta'sirdan boshqa hamma o'zaro ta'sirlar bu simmetriyaga ega emas, ya'ni ularda izotopik spinning saqlanish qonuni buziladi. Kuchli o'zaro ta'sirga nisbatan izospin va uning proyeksiyasi yaxshi saqlanuvchi kvant sonlari bo'lsa, elektromagnit o'zaro ta'sirga nisbatan esa faqat uning proyeksiyasi saqlanadi yaxshi kvant soni bo'ladi.

Murakkab sistemaning to'la izotopik spini shu sistemaning tarkibiga kiruvchi zarralar izotopik spinlarining vektor yig'indisiga teng. Izotopik spinning vektor yig'indisi oddiy spinning vektor yig'indisi kabi hisoblanadi. Masalan, nuklon-pion sistemasining izotopik spini $1/2$ ga va $3/2$ ga teng. Chunki nuklon uchun $T = 1/2$, pionniki $T = 1$, ularning vektor yig'indisi $1/2$ yoki $3/2$ bo'ladi.

8. G'alatilik. 1951-yilda ajoyib xususiyatga ega bo'lgan zarralar kashf etildi. Bu zarralarni boshqa odatdagi zarralardan farqlash uchun (S) g'alatilik kvant soni kiritildi. Bu zarralar g'alatiligi shundaki, ular kuchli o'zaro ta'sir orqali yuz beruvchi jarayonlarga xos vaqtlarda ($\sim 10^{-23}$ s) hosil bo'ladi, lekin hosil bo'lgan zarralar nisbatan katta yashash vaqtiga ega

(10^{-8} - 10^{-10} s). Reaksiyada energetik jihatdan mumkin bo'lsada, yolg'iz g'alati zarra tug'ilmaydi, g'alatilikka ega bo'lgan zarralar bilan birgalikda vujudga keladi. Masalan:

$$p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + K^+, \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \text{ va h.k.}$$

G'alati zarralar uchun g'alatilik noldan farqli bo'lib, $S = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ bo'ladi. G'alatilik quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$q = T_z + \frac{B+S}{2}. \quad (7.4.2)$$

Barion va g'alatilik zaryadlar yig'indisini **giperzaryad** deb ataladi, $Y = B + S$, shuning uchun (7.4.2) ni quyidagicha yozaolamiz:

$$q = T_z + \frac{Y}{2}. \quad (7.4.3)$$

G'alatilikning saqlanish qonuni kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlarda o'rinli bo'lib, kuchsiz o'zaro ta'sirda buziladi. G'alatilik additiv kattalik, ya'ni murakkab sistemaning g'alatiligi uni tashkil etuvchilari g'alatiliklarining arifmetik yig'indisiga teng.

7.5-§. Elementar zarralarni sistemaga solishga urinishlar

Elementar zarralar massalariga qarab kuchsiz o'zaro ta'sirda qatnashadigan leptonlarga, kuchli o'zaro ta'sir bilan yuz beradigan jarayonlarda qatnashuvchi adronlarga bo'linishini ko'rdik. Fotonlar elektromagnit ta'sirni tashuvchi zarra bo'lib, u alohida sinfni tashkil etadi.

Leptonlar haqiqiy elementar zarralarni tashkil etsa kerak. Leptonlar e , μ , τ va ularning neytrinolari va antizarralari hammasi 12 ta. Leptonlar yo absolyut barqaror yoki yadroviy masshtablarda juda katta yashash vaqtiga ega. Leptonlar nuqtaviy obyektlardir, ya'ni yuqori energiyalarda ham ichki tuzilishga ega emasligi aniqlangan. Shuning uchun ham leptonlar haqiqiy elementar bo'lsa kerak. Shu fikrlar fotonlarga ham taalluqlidir.

Adronlar soni juda ko'p, ko'pchiligi rezonanslardan iborat bo'lib, juda qisqa yashash vaqtiga ega. Ular elektromagnit strukturaga ega ekanligi tajribalarda aniqlangan.

Yuqori energiyali elektronlarning protonlarda sochilishini o'rganish

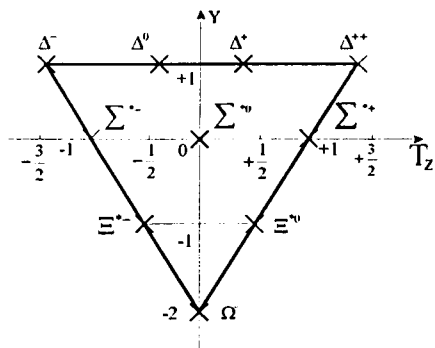
protonlarning ichida qandaydir diskret tashkil etuvchi markazlar mavjud ekanligini ko'rsatdi. Protonning tarkibiga kiruvchi bu nuqtaviy zarralarni R.Feynman **partonlar** deb atadi. Parton — inglizcha so'z bo'lib, bo'lak, qism degan ma'noni anglatadi. Parton nazariyasi boshqa leptonlarning protonlarda sochilishi, protonlarning protonlarda sochilishida ham tasdiqlandi.

Kvarklar nazariyasi yaratilgach, partonlar kvark, antikvark va glyuonlardan tashkil topgan degan fikr aytili. Shunday qilib, elementar zarralarni kvarklardan tashkil topgan degan kvarklar nazariyasi yaratildi.

7.6-§. Elementar zarralar izomultiplet va supermultiplatlari haqida

M.Gell-Mann va K.Nishidjimalar adronlarni izomultiplet deb ataluvchi sistema asosida guruhlash mumkinligini ko'rsatdi. Bu sxemada asosan bir xil spin, juftlik va barion zaryadli adronlar alohida-alohida izomultiplatlarga birlashadi. Ularning massalari ham taxminan bir xil, lekin izomultiplet zarralari izospin proyeksiyasi T_z bilan farqlanadi.

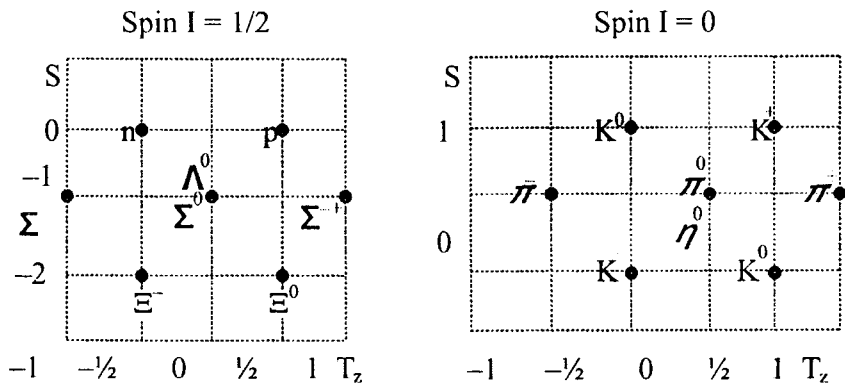
7.1-rasmda barion zaryadli $B = 1$, spin va juftligi $I^P = 1/2^+$ bo'lgan nuklonlar va giperonlar izomultipletligi keltirilgan.



7.1-rasm

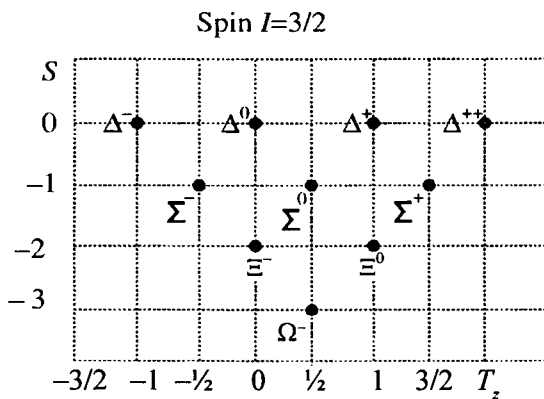
Bu izomultiplet o'sha vaqtda noma'lum bo'lgan \bar{K}, Σ^0, Ξ^0 giperonlar mavjudligini bashorat qildi va keyinchalik bu zarralar tajribada topildi. 1961-yilda M.Gell-Mann va Yu.Neeman unitar simmetriya deb nom olgan

zarralarni guruhlarga birlashtirish mumkinligini aniqladi. Unitar simmetriya sxemasi asosida mezonlar bir yoki sakkizta zarralardan iborat oilani, adronlar esa bir sakkiz yoki o'nta zarralardan iborat oilalarni tashkil etadi (7.2-rasm). Izospin va giperzaryad $Y = B + S$ kvant sonlarining olish mumkin bo'lgan qiymatlari har bir oila uchun ma'lum kvant sonlar panjarasini hosil qiladi.



a) Barion oktet

b) Mezon oktet



d) Rezonanslar

7.2-rasm.

Bitta supermultipletga kiruvchi zarralar, ularning massalari farqlarini hisobga olmaganda, kuchli o'zaro ta'sirga ko'ra, bir xil zarralar hisoblanadi. Masalan: 7.2-a-rasmdagi barion aktetga kiruvchi n va p o'ta supermultiplet zarralari ichida asosiy holatda joylashgan zarralar deb qaralsa (g'alatiligi $S = 0$), g'alatiligi $\Sigma = -1$ bo'lgan Σ^+ , Σ^- , Σ^0 va Λ^0 giperonlar birinchi uyg'ongan holati, g'alatiligi $\Sigma = -2$ bo'lgan Ξ^- va Ξ^0 giperonlar esa ikkinchi o'yg'ongan holat deb qarash mumkin.

Unitar simmetriya sxemasi turli massa, izospin va giperzaryadga ega bo'lgan zarralar orasida chuqur bog'lanish borligini ko'rsatdi.

M.Gell-Mann 7.2d-rasmda keltirilgan deкуплет sxemasi asosida Ω zarraning kvant xususiyatlarini oldindan aytib berdi va keyinchalik topilgan bu zarraning xususiyatlari to'la tasdiqlandi.

7.7-§. Kvarklar

Adronlarni sistemaga solish, ya'ni sinflarga birlashtirishdan tashqari, ularning har birini kichik miqdordagi fundamental zarralardan tuzilganini aniqlashga urinishlar ko'p bo'ldi.

1964-yilda M.Gell-Mann va J.Sveyglar bir-birlaridan mustasno giperzaryadi kasrli bo'lgan adronlarning unitar triplet oilasi mavjud bo'lishi kerakligini aytdilar. Bu triplet a'zolarini Sveyg «tuzlar» deb atadi, Gell-Mann esa ularga «kvarklar» nomini berdi. Keyinchalik kvark termini keng ishlatila boshlandi.

Dastlabki vaqtda uchta kvark va uning antikvarklari bor deb qaraldi.

7.2-jadval

Kvarklarning kvant sonlari

Kvark	I	P	B	T	T_z	Y	S	q	c	b	t
U-yuqori	1/2	+1	1/3	1/2	+1/2	+1/3	0	+2/3			
d-pastki	1/2	+1	1/3	1/2	-1/2	+1/3	0	-1/3			
S-g'alati	1/2	+1	1/3	0	0	-2/3	-1	-1/3			
S-maftunkor	1/2	+1	1/3	0	0	+4/3	0	2/3	+1		
b-go'zal	1/2	+1	1/3	0	0	-2/3	0	-1/3	0	+1	
(t)-haqiqiy	1/2						0	+2/3	0	0	1

Antikvarklar kvant sonlarining (spin I va izotopik spin T dan tashqari) ishorasi bilan o'z kvarklaridan farqlanadi.

Kvark modeliga ko'ra, mezonlar, kvark va antikvark q, \bar{q} juftlikdan tashkil topgan. Masalan, π^+ -mezon, U-kvark va d -antikvarkdan tashkil topgan bo'lishi kerak. π^+ -zaryadi uni tashkil etgan kvark-antikvark zaryadining yig'indisiga teng, $+\frac{2}{3} + \frac{1}{3} = 1$, uning barion zaryadi esa

$\frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0$ va h.k. Kvark modeliga ko'ra, barionlar uchta kvarkdan

tuziladi. Masalan: proton $p(uud)$, elektr zaryadi $+\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 1$, barion

zaryadi $\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} = 1$, g'alatiligi $S = 0$ va h.k. Xuddi shuningdek, $n(udd)$,

$\Lambda^0(uds)$, $\Sigma^-(dds)$, $\Sigma^+(uus)$, $\Xi^-(dss)$, $\Xi^0(uss)$.

Turli mezon va barionlarni tashkil etuvchi ikki kvark-antikvark yoki uch kvarkli sistemalar orbital momenti nolga teng holatda bo'lib, massasi minimal bo'lishi yoki orbital qo'zg'olishlar natijasida massalari ortib, spin hamda juftliklari o'zgarishi ham mumkin. Natijada ular oktet yoki deket sistemalarni hosil qiladi. Kvarklar massalarini quyidagicha deb qaraladi: $m_u = 3,5-5 \text{ MeV}$, $m_d = 6,5-10 \text{ MeV}$, $m_s = 100-250 \text{ MeV}$, $m_c = 1,35 \text{ GeV}$, $m_b = 4,7 \text{ GeV}$, $m_z > 22 \text{ GeV}$.

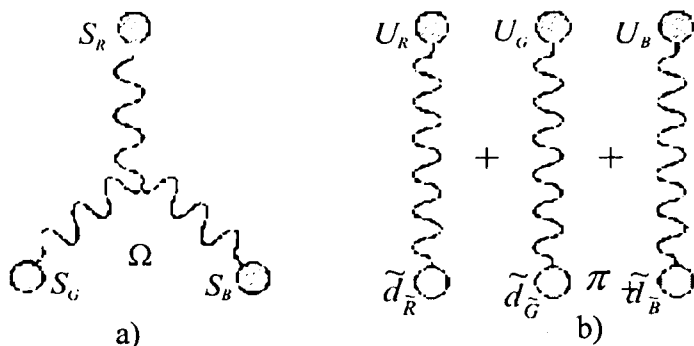
Barionlar spini $I = 1/2$ bo'lishi uchun barionni tashkil etgan uchta kvarklardan spinlari ikkitasi parallel, bittasi antiparallel deb qaraladi. $I = 3/2$ bo'lishi uchun esa uchala kvarklarning spinlari parallel bo'lishi lozim, masalan, $3/2$ spinli barion deket

$\Delta^- = ddd$	$\Delta^0 = udd$	$\Delta^+ = uud$	$\Delta^{++} = uuu$	1232 MeV
$\Sigma^- = dss$	$\Sigma^0 = uds$	$\Sigma^+ = uus$		1385 MeV
	$\Xi^- = dss$	$\Xi^0 = uss$		1530 MeV
		$\Omega^- = sss$		1672 MeV

Kvarklar yarim spinli fermionlardan iborat bo'lgani uchun ular Fermi-

Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Lekin, ba'zi barionlar, masalan, Ω^- -giperon uchta bir xil spin yo'nalishiga ega bo'lgan s kvarklardan tashkil topgan deb tushuntirishga to'g'ri keldi. Bu esa Pauli prinsipiga to'g'ri kelmaydi. Bu qarama-qarshilikni bartaraf etish uchun turli mulohazalar o'rta tashlandi. M.I.Xan, Y.Nambu (ikkalasi ham AQSh dan), A.Tavxelidze (sobiq SSSR), Y.Miyamoto (Yaponiya) lar har bir kvark qo'shimcha kvant songa, ya'ni uchta rangga ega bo'lishi kerak deb, bu muammoni hal etdilar. Ranglar qizil, yashil va ko'k, antikvarklar esa «antiqizil» – havo rang, «antiyashil» – to'q qizil, «antiko'k» – sariq tuslangan deb hisoblanadi. Rang tushunchasining kiritilishi kvarklar sonini uch marta ko'paytiradi.

Endi zarralar quyidagicha tuziladi. Barionlar turli rangli uchta kvarklardan, mezonlar biror rangli kvark va antirangli antikvarklardan tashkil topadi. Masalan, Ω^- -giperon endi ranglari qizil R (red), yashil G (green) va ko'k B (blue) bo'lgan uch s -kvarkdan tuziladi. Mezonlar kvark va antikvarklardan tuziladi, lekin ularning rangi oldin qizil-antiqizil, so'ng yashil-antiyashil va ko'k-antiko'k rangga almashinadi (7.3-rasm).



7.3-rasm.

1974-yida AQSh ning Brukxeyven tezlatgichida Be-nishonini protonlar bilan bombardimon qilishda va Stenfordda elektron-pozitronlarning qarama-qarshi oqimida massasi 3,096 GeV ψ zarra kashf etildi. Bu zarra yashash vaqti katta – holat kengligi 60 keV, odatda bu kenglik 10 — 70 MeV lar bo'lishi kerak edi. Bu yana qandaydir bir kvant soni bilan man etilgan bo'lishi kerak. Bu holatni tushuntirish uchun to'rtinchi

maftunkor kvark (inglizcha charm-maftun) soni kiritildi. // ψ -mezoni (ss)-kvarklardan tashkil topgan. Keyinchalik ko‘plab maftunkor va pinhoniyl maftunkor zarralar topildi.

Masalan:	$D^+ - c \bar{d}$	$D^0 - c \bar{u}$	$F^+ - s \bar{c}$
	$D^- - d$	$D^0 - u$	$F^- - s$
	1869 MeV	1865 MeV	2021 MeV

1977-yilda L.Liderman rahbarligida Bataviyada Fermi nomli laboratoriyada o‘ta og‘ir massasi 9,4 GeV va 10,0 GeV ga teng kichik holat kengligiga ($\sim 0,04$ MeV) ega bo‘lgan epsilon U -mezoni kashf etdi. Bu xil zarralarni beshinchi b (beauty-go‘zal, chiroyli) kvarkni kiritish bilan tushuntirildi. Mavjud kvarklardan zaryadi $+2/3$ bo‘lgan yuqori, zaryadi $-1/3$ bo‘lgan pastki kvarklar bor, zaryadlar simmetrikligiga ko‘ra, oltinchi kvark ham bo‘lishi kerak. Albatta bu kvark yuqori kvark, ya‘ni zaryadi $+2/3$ bo‘lishi lozim. Bu kvarkni t (truth-haqqoniy) kvark deb nom berildi.

Adronlar parchalanishida kvark sonlari kuchli va elektromagnit ta‘sirlashuvlarda saqlanadi, kuchsiz ta‘sirlashuvda buzilishi mumkin. Adronlar elektr zaryadi barcha kvant sonlari bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$q = T_z + \frac{B + S + C + b}{2}. \quad (7.7.1)$$

Rang tushunchasi kiritilgach, kvarklar xili ularning xushbo‘ylik deb atala boshlandi, ya‘ni kvarklar u , d va s xushbo‘ylikka ega deyiladi. Har xil xushbo‘ylikli kvarklar massalar bo‘yicha bir–biridan farqlanadi, lekin rangli bir xil xushbo‘ylikka ega bo‘lgan kvarklar bir–biridan faqat rangi bilan farqlanadi. Kvark nazariyasiga rang tushunchasi kvark statikasi muammosini hal qilish uchun kiritilgan edi. Kvarklarni adronlar ichida bir–biri bilan bog‘lab, ushlab turuvchi kuch shu rang tufayli yuzaga keladi deb qaraladi.

Kvarklar o‘zaro massasiz, spini 1 ga teng bo‘lgan glyuonlar (glue — inglizcha yelim) bilan ta‘sirlashadi. Kvarklarning glyuonlar almashinuvida kvarklarning rangi o‘zgaradi, turi esa o‘zgarmaydi, qolgan kvant sonlari saqlanadi. Masalan, u -kvark glyuon berib yoki glyuon olib, u -kvarkning boshqa rangida namoyon bo‘ladi. Glyuonlar kvarksiz ham o‘zaro

ta'sirlashishi mumkin. Lekin elektromagnit maydon fotonlari bunday xususiyatga ega emas.

Glyuonlar soni 8 ta hisoblanadi. Har bir glyuon rang va antirangga ega bo'lsa, 3 ta rang va antirangdan 9 ta kombinatsiya tuzish mumkin:

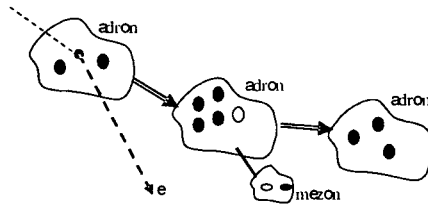
$$\bar{R}R \quad \bar{R}G \quad \bar{R}B$$

$$\bar{G}R \quad \bar{G}G \quad \bar{G}B$$

$$\bar{B}R \quad \bar{B}G \quad \bar{B}B$$

Bunda har qanday kombinatsiya glyuonga mos keladi. Bu kombinatsiyada diagonal bo'yicha joylashganlarigina RR, GG, BB lar oq rang bir-birlariga almashganda rangini o'zgartirmaydi, bulardan ikkita kombinatsiya tuzish mumkin, qolganlari oltita rangga ega. Shunday qilib, jami 8 ta bo'ladi.

Kvark nazariyasiga ko'ra, kvark atrofiga hosil bo'lgan rang zaryadi kvarkdan uzoqlashganda o'zgarmasligi, balki ortishi lozim. Buning natijasida kvarklar orasidagi masofaning ortishi bilan ularning o'zaro ta'sir energiyasi ortib ketadi. Kvarklar adron ichida, bir-biriga juda yaqin joylashganligi uchun ular orasidagi o'zaro ta'sir kam va kvarklar zarra ichida o'zlarini erkin zarralar kabi tutadi. Kvarklar orasidagi masofaning ortishi bilan sistemaning rang zaryadi ortib ketib, ular orasidagi ta'sir energiya ham ortadi. Shuning uchun kvarklarni markazda erkinlikda, periferiyda esa «qullikda, asirlikda» deyishlik mumkin. Balki kvarklarni erkin holatda kuzatilmasligi ham mana shundan bo'lsa kerak. Adronlar ichida kvarklarning o'zaro kuchli bog'langan bo'lishi uchun masofa ortishi bilan kvark rangi zaryadining cheksiz ortishi zarur emas. Rang zaryadining ortishi energiyaning yangi kvark va antikvark jufti hosil bo'lishiga yetarli bo'lgan qiymatiga qadar ortishi darajasida o'zgarishiga sabab bo'lsa, yetarli bo'lishi mumkin. Rang zaryadi shu qiymatga erishganda yangi kvark-antikvark jufti hosil bo'ladi. Adron ichida tez elektron urib chiqargan kvark o'rnini yangi hosil bo'lgan kvark egallaydi. Urib chiqarilgan kvark esa yangi hosil bo'lgan antikvark bilan qo'shib mezonni hosil qiladi (7.4-rasm).

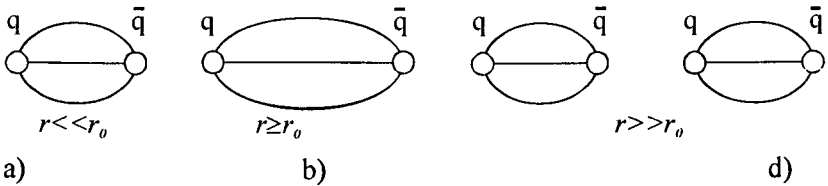


7.4-rasm.

Yuqori energiyali elektronlar bilan adron bombardimon etilganda mezonning hosil bo'lishi.

Kvarklarning adronlar ichidan erkin chiqa olmasligini tushuntiruvchi bir necha modellar mavjud, jumladan, tor modeliga ko'ra, tor cho'zilganda uning taranglik energiyasi ortgani singari, bir-biridan uzoqlashtirilgan ikki kvark orasidagi glyuon maydon ortadi. Kvarklar glyuon maydondan yasalgan tor tufayli bir-biri bilan bog'langan bo'ladi. Kvarklar orasidagi masofa yanada ortganda torda to'planuvchi glyuon maydon energiyasi kvark-antikvark juftligini hosil qilishga yetarli bo'lib, qolsa tor uziladi. Tor uzilgan joyda yangi kvark va antikvark hosil bo'ladi. Shunday qilib, erkin kvarklar hosil bo'lish o'rniga mezonlar vujudga keladi (7.5-rasm).

Bu holni to'g'ri magnitni ikkiga bo'lganimizda, yana ikki qutbli magnet hosil bo'lishiga o'xshatish mumkin.



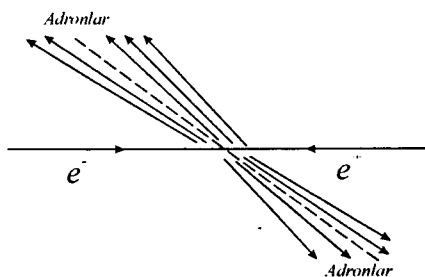
7.5-rasm.

Ma'lumki, nuklonlar o'rtasidagi kuchli o'zaro ta'sirni mezonlar orqali deb tushuntirilar edi. Endi kvant xromodinamikasiga ko'ra, esa kvarklar vositasida amalga oshiriladi deb qaraladi. Kuchli o'zaro ta'sirlashuv vositachisi glyuonlar, glyuon rang almashinuvi bilan oshiradi deb qaraladi. Lepton, foton, oraliq bozonlar o'zlari bilan rang olib o'tmaydilar, shuning uchun kuchli ta'sirlashuvda qatnashmaydilar.

Adron zarralarni valentli, tokli kvarklar va atrofida glyuonlar «den-gizi» turlicha xushbo'ylik va rangli kvark va antikvarklar qoplab olgan deb tasavvur etish mumkin. Valentli kvarklar adronlar tarkibini tashkil etishda qatnasha, tokli kvarklar glyuonlarni yutadi yoki chiqaradi, bu bilan kuchli ta'sirlashuvni amalga oshiradi.

Yana aytish mumkinki, virtual kvarklar antikvark glyuonlar bilan bir-galikda partonlarni tashkil etadi.

Nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sirda birinchi nuklondagi kvark ikk-inchisiga, ikkinchi nuklondagi kvark birinchi nuklonga o'tadi. Natijada kvark-antikvark q-q jufti bilan, ya'ni pion bilan almashish yuz beradi.



7.6-rasm.

Kvark modeli elektron-pozitron anniglyatsiyasida hosil bo'luvchi adron-lar oqimini yaxshi tushuntiradi. Yuqori energiyali qarama-qarshi oqimda-gi e^-e^+ o'zaro to'qnashganda annigilyatsiyalanib virtual fotonni hosil qiladi, bu virtual foton o'z navbatida kvark-antikvark juftini hosil qiladi. Bu hosil bo'lgan kvark-antikvark qarama-qarshi yo'nalishda bir-biridan uzoqlasha boshlagach, ular orasidagi glyuon maydon ortadi. Bu glyuon maydon energiyasi hisobiga vakuumdan bir necha qo'shimcha kvark-an-tikvark jufti hosil bo'ladi. Yangi kvark va antikvarklar bir-birlari bilan qo'shilib, pionlarni hosil qiladi. Yangi hosil bo'lgan kvark va antikvarklarn-ing bir jufti boshlang'ich fotondan hosil bo'lgan kvark-antikvark jufti bi-lan qo'shilib, eng yengil U va d kvarklardan tashkil topgan mezonlarni hosil etadi. Natijada dastlabki kvark va antikvark yo'nalishidagi ikkita qarama-qarshi adronlar oqimi kuzatiladi (7.6-rasm).

Yuqoridagi bayon etilganlar asosida elementar zarralar haqida quy-idagicha xulosalar chiqarish mumkin:

1) Haqiqiy elementar zarralarga leptonlar va kvarklarni aytish mumkin. Leptonlarni bevosita qayd qilishlik mumkin. Kvarklar adronlar tarkibiga kiradi;

2) Kvark va leptonlar 6 tadan iborat bo'lib, bunga xushbo'ylik deb ataladi;

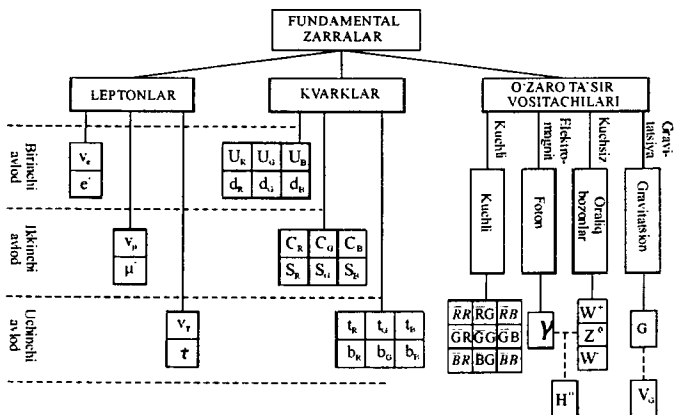
3) Lepton va kvarklar xushbo'yligi 2 tadan 3 ta bosqichga ega. Har qaysi bosqich yuqori va pastki zarralarga bo'linadi;

4) Lepton oq, kvarklar uchta rangdan iborat;

5) Mezonlar kvark va antikvark hamda qo'shimcha rangdan, barionlar—uchta kvark va har xil uch rangdan iborat, shuning uchun adron leptonga o'xshash oq rangda bo'ladi.

Shunday qilib, haqiqiy elementar zarralar 6 ta xushbo'ylikka ega kvark va leptonlar, 3 ta rang va ularning antikvark va antileptonlari bo'lishi kerak (7.3-jadval). Bulardan tashqari, o'zaro ta'sirlashuvni tashuvchilari: 8 ta glyuon, foton, W^\pm , Z^0 -bozonlar va G-gravitonlar.

7.3-jadval



Kvarklar xushbo'yligi: U – yuqori (up), d – past (down),
 s – g'alati (strange), C – maftun (charmed),
 t – haqiqiy (truth), b – go'zal (beauty).

Kvarklar rangi: R – qizil (red), G – yashil (green), B – ko'k (blue).

Nazorat savollari:

1. Elementar zarralarning ochilish tarixi va bu zarralar xususiyatlarini aytib bering.

2. Elementarlik alomatlari nima? Qanday zarrani elementar zarra deyish mumkin?

3. Fundamental ta'sirlashuvlar: a) kuchli, b) elektromagnit, d) kuchsiz ta'sirlashuvlarning kuchlar xususiyatlari va ta'sirlashuv mexanizmlarini tushuntiring.

4. Zarralarning parchalanish reaksiyasi, parchalanishda vujudga kelgan zarralar kinetik energiyasini ayting.

5. Zarralar to'qnashuvlarida zarralar tug'ilish reaksiyasi, reaksiya va ostona energiyalari va ular orasidagi bog'lanishlar nimalardan iborat?

6. Zarralar kvant sonlari (B, q, L, I, P, T, T_z , S) va bu kvant sonlarining fundamental ta'sirlashuvlarda saqlanishi yoki saqlanmasligini izohlang.

7. Zarralar izomultiplet, supermultipletlarini ayting.

8. Kvarklar va ularning xususiyatlarini tushuntiring.

9. Kvarklarni erkin holda kuzatish mumkin emaslik sabablarini ayting.

10. Adronlarning kvark tarkibi qanday?

11. Parton, glyuon nima?

12. Kvark nazariyasiga ko'ra, adronlar o'zaro ta'sirlashuv mexanizmi qanday?

13. Fundamental zarralar. Nima uchun fundamental zarralar hisoblanadi?

AMALIY MASHG'ULOTLAR MAVZULARI.

1. Yadroning kvant xarakteristikalari: massasi, energiyasi, o'lchami, spini va magnit momentlari

1.1. Plutoniya neytral atomi massasining qanday qismini uning elektron qatlami tashkil etadi.

(j. $2,16 \cdot 10^{-4}$)

1.2. Agar neytral litiy atomining massasi 7.01601 a.m.b.ga teng bo'lsa, litiy yadrosining massasi aniqlansin.

(j. 7,01436 m.a.b)

1.3. 1_1H , 2_1H , ${}^{12}_6C$ neytral atomlari va elektron massalarining ma'lum qiymatlaridan foydalanib protonning m_p , deytinning m_d , ${}^{12}_6C$ yadrosining massalari aniqlansin.

(j. 1,00728 m.a.b.; 2,01355 m.a.b.; 11,9967 m.a.b.)

1.4. Alfa-zarraning (4_2He geliy yadrosi) massasi $m_a = 4.0015$ a.m.b. neytral geliy atomining massasi m_a aniqlansin. (j. 4,00260 m.a.b.)

1.5. Og'ir vodorod atomi yadrosining massa yetishmovchiligi Δm va bog'lanish energiyasi E_b aniqlansin.

(j. 0,00240 m.a.b.: 2,23 MeV)

1.6. Bitta proton va ikkita neytron atom yadrosiga birlashganda ajralib chiqadigan energiya E_b aniqlansin.

(j. 8.49 MeV)

1.7. ${}^{12}_6C$ yadrosining solishtirma bog'lanish energiyasi aniqlansin.

(j. 7,68 MeV/nuk)

1.8. Ikkita proton va bitta neytrondan tashkil topgan yadroning

bog'lanish energiyasi $E_b=7.72$ MeV. Shunday yadroga ega bo'lgan neytral atomning massasi m_a aniqlansin.

(j. 3,01604 m.a.b.)

1.9. Agar atom yadrosi uchta proton va ikkita neytrondan iborat va bu yadroning bog'lanish energiyasi $E_b=26.3$ MeV bo'lsa, neytral atomning massasi m_a aniqlansin.

(j. 5,01258 m.a.b.)

1.10. ${}^7\text{Li}_3$ va ${}^7\text{Be}_4$ yadrolarini alohida nuklonlarga ajratish uchun qanday eng kam E energiya sarflanishi kerak? Nimaga bu energiya berilliy yadrosi uchun litiy yadrosinikiga qaraganda kam?

(j. 39,2 MeV: 37,6 MeV)

1.11. ${}^{14}\text{N}_7$ azot yadrosidan bitta neytronni ajratib olish uchun qanday eng kam E energiya sarflash kerak?

(j. 10,6 MeV)

1.12. ${}^{14}\text{N}_7$ azot yadrosidan bitta protonni chiqarib yuborish uchun zarur bo'lgan minimal energiya E topilsin?

(j. 7,55 MeV)

1.13. ${}^{18}\text{O}_8$ kislorod yadrosining bog'lanish energiyasi $E_b=139.8$ MeV ga teng, ${}^{19}\text{F}_9$ fluor yadrosiniki 147.8 MeV. Fluor yadrosidan bitta protonni ajratib olish uchun qanday minimal energiya E sarflash lozimligi aniqlansin.

(j. 8,0 MeV)

1.14. ${}^4\text{He}_2$ yadrosini ikkita teng bo'lakka ajratish uchun qanday eng kam bog'lanish energiyasi E ni sarflash kerak. (j. 23,8 MeV)

1.15. ${}^{12}\text{C}_6$ uglerod yadrosini uchta bir xil bo'lakka ajratish uchun zarur bo'lgan eng kam E energiya aniqlansin.

(j. 7,26 MeV)

1.16. Veyzeker yarim emperik formulasiga ko‘ra ${}_{24}\text{Cr}^{52}$ atomining massasini hisoblang. Olingan natijalarni bu izotop massasining tajribada olingan qiymatlari bilan solishtiring.

(j. 51,9639 m.a.b.)

1.17. Yarim empirik formulaga ko‘ra ${}_{10}\text{Ne}^{20}$, ${}_{38}\text{Sr}^{98}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$ yadrolarida har bir nuklonga to‘g‘ri keluvchi bog‘lanish energiyasini hisoblang.

(j. 19,9725 m.a.b., 0,1932 m.a.b., 8,8,99 MeV)

1.18. Quyidagi yadrolarning diametrlari aniqlansin: 1) ${}^8_3\text{Li}$; 2) ${}^{27}_{13}\text{Al}$;
3) ${}^{64}_{29}\text{Cu}$; 4) ${}^{125}_{50}\text{Sn}$; 5) ${}^{216}_{84}\text{Po}$.

(j. 5,6 fm, 8,4 fm, 11,2 fm, 14 fm, 16,8 fm)

1.19. Yadrodagi nuklonlarning konsentratsiyasi aniqlansin.

(j. $8,7 \cdot 10^{47}$ nuk/m³)

1.20. Kobalt atomi hajmining qancha qismini uning yadrosining hajmi tashkil qilishi baholansin. Kobaltning zichligi $\rho = 4,5 \cdot 10^3$ kg/m³.

(j. $3 \cdot 10^{-17}$)

1.21. Quyidagi yadrolarning spini qanday qiymatlarni qabul qilishi mumkin (\hbar birliklarida):

1) juft-juft; 2) juft-toq; 3) toq-juft; 4) toq-toq?

(j. 1) 0, 2) 1/2, 3/2 va h.k., 3) 1/2, 3/2 va h.k.; 4) 0, 1, 2)

1.22. Spektral chiziqlarning o‘ta nozik yoyilishiga sabab nima? O‘ta nozik yoyilishning nozik yoyilishidan farqi nimada?

2. Radioaktivlik. Radioaktiv yemirilish qonuni.

2.1. Radiyning ${}^{219}_{88}\text{Ra}$ va ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ izotoplarning yemirilish doimiysi λ aniqlansin?

(j. 700s⁻¹; 13.6ps⁻¹ bu yerda $p = 10^{-12}$ s)

2.2. Rubidiy ^{89}Rb ning yemirilish doimiysi $\lambda = 0.00077 \text{ c}^{-1}$. Uning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ aniqlansin?

(j. 15min)

2.3. Bir yilda toriy ^{228}Th radioaktiv izotopi atomlari boshlang'ich sonining qancha qismi parchalanadi?

(j. 10^{-4})

2.4. 5 sutkadan keyin radiaktiv aktiniy ^{225}Ac atomlari boshlang'ich sonining qancha qismi qoladi? 15 sutkadan keyinchi?

(j. 0,71; 0,36)

2.5. Bir yil davomida radioaktiv izotopning boshlang'ich miqdori uch marta kamaydi. Ikki yil davomida u necha marta kamayadi?

(j. 9 marta)

2.6. $t=8$ sutka davomida radioaktiv izotop boshlang'ich yadrolari miqdorining $R=3/4$ qismi yemiriladi. Yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ aniqlansin.

(j. 4 kun)

2.7. Radiaktiv nuklidning yarim yemirilish davri $T_{1/2}=1$ yil. Bu nuklidning o'rtacha yashash vaqti τ aniqlansin.

(j. 1.44yil)

2.8. Nuklidning o'rtacha yashash vaqti τ ga teng bo'lgan vaqtda radioaktiv nuklid boshlang'ich miqdorining qancha qismi yemiriladi.

(j. 63.3%)

2.9. Tinch holatdagi $^{220}_{86}\text{Rn}$ radon yadrosi $v=16\text{Mm/s}$ tezlik bilan α -zarra chiqardi. Radon yadrosi qanday yadroga aylandi? Tepki natijasida qanday v_1 tezlik oldi.

(j. $^{216}_{84}\text{Po}$)

- 2.10. Poloniy $^{210}_{84}Po$ yadrosi alfa yemirilishining energiyasi Q aniqlansin.
(j. 5.41MeV)
- 2.11. Uglerod $^{14}_6C$ yadrosi manfiy zaryadlangan β -zarra va antineytrino chiqardi. Yadro beta yemirilishining to'liq energiyasi Q aniqlansin.
(j. 0,156MeV)
- 2.12. Harakatsiz $^{31}_{14}Si$ kremniy yadrosi $T=0.5$ MeV kinetik energiyaga ega bo'lgan manfiy zaryadlangan β -zarracha chiqaradi. Yadroning tepki kinetik energiyasini inobatga olmay antineytrinning kinetik energiyasi aniqlansin.
(j. 1MeV)
- 2.13. Azot atomining yadrosi $^{13}_7N$ pozitron chiqardi. Pozitronning kinetik energiyasi $T=1$ MeV. Yadroning tepki kinetik energiyasini inobatga olmay pozitron bilan birga chiqarilgan neytrinning kinetik energiyasi T_1 aniqlansin.
(j. 0,2MeV)
- 2.14. Moddaning faolligi $k=250$ marta kamaydi. O'tgan vaqt oralig'i t nechta yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ ga teng?
(j. 8)
- 2.15. $t=1$ sutkada izotopning faolligi $A_1=118$ GBk dan $A_2=7,4$ GBk gacha kamaydi. Bu nuklidning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ aniqlansin.
(j. 6 soat)
- 2.16. $t=30$ sutkada iridiy izotopi ^{192}I ning faolligi A necha foizga kamayadi?
(j. 24%)
- 2.17. Qanday τ vaqt oralig'ida stronsiy izotopi ^{90}Sr ning faolligi A : a) $k_1=10$ marta, $k_2=100$ marta kamayishi aniqlansin.
(j. 93 yil, 186 yil)

2.18. Kumush radioaktiv izotopning yaqinida oʻrnatilgan Geyger sanagichi β -zarralar oqimini qayd etadi. Birinchi oʻlchashda zarralar oqimi $\Phi_1=87 \text{ c}^{-1}$ boʻlgan. $T=1$ sutka vaqt oʻtgandan keyin esa $\Phi_2=22 \text{ c}^{-1}$ boʻldi. Izotopning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ aniqlansin.

(j. 0,5 sutka)

2.19. Massasi $m=1 \text{ mg}$ boʻlgan fosfor ^{32}P ning faolligi A aniqlansin.

(j. 10.5TBk)

2.20. Kobalt ^{60}Co ning solishtirma faolligi α hisoblansin.

(j. 40.7TBk/g)

2.21. Stronsiy ^{90}Sr ning massaviy faolligi α_1 ning radiy ^{226}Ra ning massaviy faolligi α_2 ga nisbati topilsin.

(j. 145)

2.22. A faolligi $m_2=1 \text{ mg}$ massali stronsiy ^{90}Sr ning faolligi teng boʻlgan uran ^{238}U ning massasi m_1 topilsin.

(j. 425 kg)

2.23. Massasi $m_1=1 \text{ g}$ boʻlgan radiy ^{226}Ra bilan radioaktiv muvozanatda boʻlgan radon ^{222}Rn ning massasi m_2 aniqlansin.

(j. 6,33 mkg)

2.24. Uran ^{234}U eng koʻp tarqalgan uran izotopi ^{238}U yemirilishining mahsulidir. Agar tabiiy ^{238}U uran tarkibida ^{234}U uranning massa ulushi $\omega=6 \cdot 10^{-5}$ boʻlsa, uran ^{234}U ning yarim yashash davri $T_{1/2}$ aniqlansin.

(j. $2.78 \cdot 10^5$ yil)

2.25. $^{22}_{11}\text{Na}$ radioaktiv izotop $\varepsilon=1,28 \text{ MeV}$ energiyali γ -kvant chiqaradi. Massasi $m=5 \text{ g}$ boʻlgan natriy izotopining $t=5 \text{ min}$ vaqtda chiqaradigan gamma nurlarning quvvati P va energiyasi W aniqlansin. Har bir yemirilishda koʻrsatilgan energiyali bitta γ -foton nurlanadi deb hisoblansin.

(j. 70.6kJ)

2.26. Nuqtaviy izotop radioaktiv manba $r=1$ m masofada intensivligi $I=1,6$ mVt/m² bo'lgan gamma-nurlanish hosil qiladi. Har bir yemirilishda yadro $\varepsilon=1,33$ meV energiyali bitta γ -foton chiqaradi deb qabul qilib, manbaning faolligi A aniqlansin.

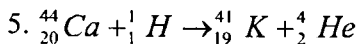
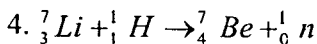
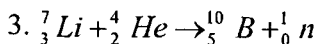
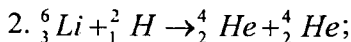
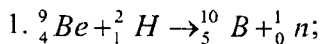
(j. 94,4GBk)

2.27. Faolligi A=148 GBk bo'lgan nuqtaviy izotrop radioaktiv manbadan $r=5$ sm masofada gamma-nurlanishning intensivligi I aniqlansin. Har bir yemirilishda har biri $\varepsilon=0,51$ meV energiyali o'rtacha $n=1,8$ tadan foton chiqariladi deb hisoblansin.

(j.0,6Vt/m²)

3. Yadro reaksiyalari. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari.

3.1. Quyidagi yadro reaksiyalarining energiyalari Q aniqlansin:



Ko'rsatilgan reaksiyalarning har birida energiya ajraladimi yoki yutiladimi?

(j. 4,36 MeV ; 22,4MeV; 2.8MeV; 1,64MeV ; 1,05MeV)

3.2. Yadro reaksiyalarining energiyalari Q topilsin:

1) ${}^3\text{H}(\text{P}, \gamma) {}^4\text{He}$; 2) ${}^2\text{H}(\text{d}, \gamma) {}^4\text{He}$; 3) ${}^2\text{H}(\text{c}, \gamma) {}^3\text{He}$; 4) ${}^{19}\text{F}(\text{P}, \alpha) {}^{16}\text{O}$.

(j. 19.8MeV; 23,8MeV; 6,26MeV; 8,12MeV)

3.3. γ -fotonning deytron bilan to'qnashishida deytron ikkita nuklonga parchalanib ketishi mumkin. Yadro reaksiyasining tenglamasi yozilsin va shunday parchalanishni amalga oshira oladigan γ -fotonning minimal energiyasi aniqlansin.

(j. 2,23MeV)

3.4. Agar ${}^9\text{Be}$ yadro uchun E_b bog‘lanish energiyasi 58,16 MeV, ${}^{10}\text{Be}$ yadrosi uchun esa 64,98 MeV ga tengligi ma‘lum bo‘lsa, ${}^9\text{Be}(n, \gamma) {}^{10}\text{Be}$ reaksiyasining energiyasi Q aniqlansin.

(j. 6,82MeV)

3.5. Agar ${}^{14}\text{N}$ yadro uchun E_b bog‘lanish energiyasi 104,66 MeV, ${}^{14}\text{C}$ yadro uchun 105,29 MeV ga teng bo‘lsa, ${}^{14}\text{N}(n, p) {}^{16}\text{C}$ yadro reaksiyasining energiyasi Q topilsin.

(j. 0,63MeV)

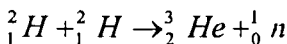
3.6. Agar deytinning kinetik energiyasi $T_i=1,5$ MeV bo‘lsa, ${}^{13}\text{C}(d, \alpha) {}^{11}\text{B}$ reaksiya natijasida hosil bo‘lgan yadrolar kinetik energiyalarining yig‘indisi aniqlansin. Yadro–nishon ${}^{13}\text{C}$ harakatsiz deb qabul qilinsin.

(j. 6,7MeV)

3.7. ${}^9\text{Be}(\alpha, n) {}^{12}\text{C}$ yadro reaksiyasida $Q=5,70$ MeV energiya ajraladi. Berilliy va geliy yadrolarining kinetik energiyalarini hisobga olmay va ularning yig‘indi impulslarini nolga teng deb qabul qilib, reaksiya mahsullarining kinetik energiyalari T_1 va T_2 aniqlansin.

(j. 5,26MeV; 0,44MeV)

3.8. Deyteriy yadrolarining kinetik energiyalarini hisobga olmay va ularning yig‘indi impulslarini nolga teng deb qabul qilib,



reaksiya mahsullarining kinetik energiyalari T_1 va T_2 hamda impulsleri P_1 va P_2 aniqlansin.

(j. 0,82MeV; 2,44MeV; $3,6 \cdot 10^{-20}$ kg·m/s)

3.9. Atrof muhitning $t=27^\circ\text{C}$ haroratida issiqlik neytronining kinetik energiyasi T va tezligi g aniqlansin. (j. $6,22 \cdot 10^{-21}\text{J}$; 2,70 km/s)

3.10. ${}^{235}_{92}\text{U}$ uran yadrosi bitta neytronni tutib, ikkita parchaga bo‘lindi, bunda ikkita neytron ajralib chiqdi. Parchalardan biri ksenonning ${}^{140}_{54}\text{Xe}$ yadrosi bo‘lib chiqdi. Ikkinchi parchaning tartib raqami Z va massa soni

A aniqlansin.

(j. $^{94}\text{Sr}_{38}$)

3.11. Uran-235 ning bitta yadrosining bo‘linishida $Q=200$ MeV energiya ajraladi. Ajralgan energiya uran-235 yadrosi tinchlikdagi energiyasining qancha qismini tashkil qiladi?

(j. 0,00091)

3.12. $m=1$ g massali uran-235 da bo‘lgan barcha yadrolarning bo‘linishi natijasida ajraladigan E energiya aniqlansin. (j. 82 GJ)

3.13. Yadro reaktorining issiqlik quvvati $P=1$ Vt bo‘lishi uchun $t=1$ s vaqtda uran-235 ning qancha yadrosi parchalanishi kerak?

(j. $3,1 \cdot 10^{10}$)

3.14. Atom elektrostansiyasidagi yadro reaktorida yadro yoqilg‘isi ^{235}U ning massaviy sarfi m_1 aniqlansin. Elektrostansiyaning issiqlik quvvati $P=10$ MVt. Har bir bo‘linishda ajraladigan energiya $Q=200$ MeV deb qabul qilinsin. Elektrostansiyaning FIK 20% ni tashkil qiladi.

(j. 53g)

3.15. Agar stansiyaning FIK $\eta = 16\%$ bo‘lsa, bir sutkada 0,1 kg uran-235 sarflaydigan atom elektrostansiyasining elektr quvvati P topilsin.

(j. 15MVt)

3.16. ^{235}U yadrosining bitta bo‘linish aktida 200 MeV energiya ajralib chiqadi deb hisoblab, quyidagilarni aniqlang:

a) bir kilogram U^{235} yonishida ajralib chiquvchi energiyani va issiqlik berish qobiliyati 30 kJ/g toshko‘mir yonishi uchun undan qancha miqdorda kerak?

b) trotilning issiqlik ekvivalenti 4,1 kJ/g bo‘lsa, 30 kilotonna trotil ekvivalentiga to‘g‘ri keluvchi atom bombasi portlashida qancha miqdor U^{235} massasi ishlatiladi?

(j. $2,56 \cdot 10^{24}$ nuk; 1,5 kg)

3.17. Li^7 yadrosida (p,n) va (p,d) reaksiyalar amalga oshishi uchun

protonlarning bo'sag'a kinetik energiyasini hisoblang.

(j. -1,639MeV; 1,874MeV; 5,02MeV; 5,74MeV)

3.18. $\gamma + {}^2_1H \rightarrow n + p$ reaksiyada. γ -kvantning bo'sag'a energiyasi deytон 2H bog'lanish energiyasidan (2,2 MeV) necha foiz yuqori?

(j. 0.06%)

3.19. Agar 7Li va 4He yadrolarida bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyasi mos holda 5,60 va 7,06 meV bo'lsa, ${}^7Li+p \rightarrow 2 {}^4He$ reaksiya energiyasini aniqlang.

(j. 17,28MeV)

4. Elementar zarralar. Kvant sonlari va ularning saqlanishi.

4.1. Quyidagi holatlar uchun γ -kvantlarning ostona energiyalari hisoblansin.

1. Tinch turgan elektronlar bilan ta'sirlashuvda elektron-pozitron jufti hosil b'lishida:

2. Tinch turgan pozitronlar bilan ta'sirlashuvda $\pi^- \pi^+$ mezonlar jufti hosil bo'lishida.

(j. 2,04MeV; 320,74MeV)

4.2. Quyidagi $\nu+p \rightarrow n+e^+$ reaksiya uchun antineytrinoning ostona energiyasi hisoblansin.

(j. 1,802MeV)

4.3. T kinetik energiyali protonlar qo'zg'almas vodorod nishonga tushmoqda. Quyidagi reaksiyalar uchun T ning bo'sag'a qiymatini toping:

a). $p+p \rightarrow p+p+p+p$

b) $p+p \rightarrow p+p+\pi^0$

(j. a) 5.6 GeV, b) 0.289 GeV)

4.4. Vodorodli nishoni π mezonlar bilan nurlantirilmogda. Quyidagi reaksiyalar uchun π mezonning bo'sag'a reaksiyasi hisoblansin:

- a) $\pi^+ + p \rightarrow K^+, \Sigma^+$
 b) $\pi^+ + p \rightarrow K^+, \Lambda^0$
 (j. 0,9 GeV ; 0,77 GeV)

4.5. Kinetik energiyasi 4,0 GeV bo'lgan protonlar $p+p \rightarrow p+p+N \cdot \pi^0$ reaksiyani hosil qiladi. Nishonni qo'zg'almas deb hisoblab, qanday eng ko'p N sondagi π^0 -mezonlar hosil bo'lishini toping.
 (j. ~ 10)

4.6. Izotopik spin proyeksiyasi $T_z = +\frac{1}{2}$, barion soni $B = +1$ bo'lgan neytral zarrachaning g'alatiligi S va giperzaryadi Y ni toping va bu zarracha turini aniqlang.
 (j. Ξ)

4.7. K^+ -mezon hamda Λ^0 va Ω^- -giperonlarning kvarkli tarkibini ko'rsating.

(j. $K^+ (U\bar{S}), \Lambda (UdS), \Omega^- (SSS)$)

4.8 Proton, neytron va Σ^- giperonlarni kvarklar orqali ifodalang.

(j. 1) p(uud), 2) n(udd), 3) Σ^- (dds)

4.9 π^+ , K^- va K^0 mezonlarni kvark va antikvarklar orqali tuzing.

(j. $\pi^+ (u\bar{d}), K^- (u\bar{s}), K^0 (d\bar{s})$)

4.10 K^+ mezon va Λ va Ω^- giperonlarni kvarklar orqali ifodalang.

(j. $K^+ (u\bar{s}), \Lambda (uds), \Omega^- (sss)$)

4.11. Σ^- giperonning ($\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$) yemirilishida hosil bo'lgan neytronning kinetik energiyasi hisoblansin.

(j. 19,54 MeV)

4.12 Tinchlikdagi myuon (μ^+)ning pozitron va ikkita neytrinoga yemirilishiga hosil bo'lgan pozitronning max kinetik energiyasi topilsin.

D) $E_b = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{ya}]c^2$.

E) $E_b = [ZM_{ya} + (A - Z)m_p - m_n]c^2$.

6. Yadro zichlashish (upakovka) koeffitsienti nima?

- A) α -zarraga to'g'ri keluvchi defekt massa.
- B) Bir elektronga to'g'ri keluvchi defekt massa.
- D) π^+ -mezonga to'g'ri keluvchi defekt massa.
- E) Bir nuklonga to'g'ri keluvchi defekt massa.

7. Spektral chiziqlarning o'ta nozik strukturasi hosil bo'lish sababi.

A) Yadro magnit momentining qobiq elektronlari magnit momenti bilan ta'sirlashuvi

B) Yadro magnit momentining nuklonlar magnit momenti bilan ta'sirlashuvi.

D) Elektronning qolgan elektronlar bilan ta'sirlashuvi.

E) Nuklonlarning qolgan nuklonlar bilan ta'sirlashuvi.

8. Yadro spini qiymati uning soniga bog'liqmi?

A) Nuklon soni juft-juft, toq-juft, toq-toq bo'lishiga bog'liq

B) Bog'liq emas.

D) Bog'liq.

E) Energiyasiga bog'liq.

9. Shmidt modeliga ko'ra yadro momenti qanday hisoblanadi?

A) Barcha nuklonlar va elektronlar momentlari yig'indisi.

B) Oxirgi toq nuklonning to'la momenti.

D) Nuklonlar xususiy momentlari yig'indisi.

E) Nuklonlar orbital va xususiy momentlari yig'indisi.

10. Qaysi ta'sirlashuvda juftlik saqlanadi?

A) Elektromagnit va kuchsiz.

B) Kuchli.

D) Elektromagnit.

E) Kuchli va elektromagnit.

11. Yadro kuchlarini o'rganish usullari?

A) Nuklonlar o'zaro ta'sirlashuvi, ko'zguli yadrolar va deytton

B) Xususiyatlariga ko'ra.

D) Elektronlarning sochilishiga ko'ra.

E) α -zarralar ta'sirlashuviga ko'ra.

12. Yadro kuchlari markaziy emasligi nimani anglatadi?

A) Zaryadiga bog'liq emasligini.

B) Ta'sirlashuv energiyasiga bog'liq emasligini.

D) Ta'sirlashuv kattaligi spin yo'nalishiga bog'liqligini

E) Massasiga bog'liq emasligini.

13. Yadro kuchlari almashinuv xususiyati nima?

A) Ta'sirlashuvda energiya almashinuvi.

B) Ta'sirlashuvda nuklonlar o'zaro zaryad magnit momentlari almashinuvi .

D) Ta'sirlashuvda impuls almashinuvi.

E) Ta'sirlashuv atom elektronlari bilan bo'linmasligi.

14. Izotopik spin qaysi ta'sirlashuvda saqlanadi?

A) Kuchli

B) Kuchli, elektromagnit

D) Elektromagnit.

E) Kuchsiz.

15. Paulining umumlashgan tamoyili qaysi kvant sonlariga bog'liq?

A) S, ℓ, T . B) ℓ . D) S, ℓ . E) ℓ, T .

bu yerda S, ℓ, T - spin, orbital, izotopik spin sonlari.

16. Yadro kuchlari ta'sirlashuvi zarralar zaryad holatiga bog'liqligi?

A) Ta'sirlashuv energiyasiga ko'ra o'zgaradi.

B) Bog'liq.

D) Bog'liq emas.

E) Energiyaga ko'ra uzgaradi.

17. Yadro kuchlari spin yo'nalishiga bog'liqmi?

A) Bog'liq emas

B) Bog'liq

D) Ta'sirlashuvchi zarralar energiyasiga bog'liq.

E) Zarralar energiyasiga bog'liq.

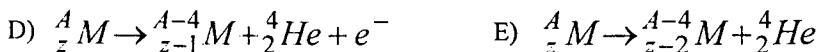
18. Qaysi formula radioaktiv yemirilish, qonunini ifodalaydi?

A) $N = N_0 e^{-\lambda t}$

B) $N = N_0 e^{-\lambda \sqrt{t}}$

D) $N = N_0 e^{-\sqrt{\lambda t}}$ E) $N = N_0 e^{-\lambda t^2}$

19. Qaysi reaksiya α -yemirilishni ifodalaydi?



20. β -yemirilishni xarakterlang?

A) $\Delta Z=2$ A-const. B) $\Delta Z=\pm 1$ A-const.

D) $\Delta Z=0$ A= ± 1 . E) $\Delta Z=1$ A=1.

21. Qaysi ifoda β^- yemirilishni ifodalaydi?



22. Qaysi ifoda yadroda protonning e-qamrash bilan neytronga o'tishini ko'rsatadi?



23. β -yemirilish spektrining uzluksiz bo'lish sababi?

A) Atom elektronlariga beriladi.

B) Yemirilish energiyasining bir qismi yutiladi.

C) Energiya bir qismi nurlanadi.

D) Yemirilishda b-zarradan tashqari ikkinchi zarra chiqadi.

24. β -yemirilish qaysi ta'sirlashuvga ko'ra bo'ladi?

A) Kuchsiz.

B) Kuchli.

D) Elektromagnit.

E) Gravitasion.

25. Quyidagi javoblardan qaysi biri γ -nurning xususiyatlarini to'g'ri ifodalaydi?

A) $Z=0, m \neq 0, I=0$ foton

B) $Z=1, m=0, I=0$ zarra

D) $Z=0, m=0, I=1$ foton

E) $Z=-1, m \neq 0, I=1$ zarra

26. γ -nurning qaysi ta'sirlashuviga ko'ra ro'y beradi?

- A) Elektromagnit. B) Kuchli.
D) Gravitatsiya, kuchsiz. E) Kuchli va elektromagnit

27. Qaysi javobda ichki konversiya elektronlari vujudga kelishi to'g'ri berilgan?

- A) Uyg'ongan yadro energiyasini qobiq elektronlariga uzatadi.
B) Yadrodan chiquvchi γ -nur qobiqdan elektron chiqaradi.
D) Fotoeffekt tufayli. E) Yadrodagi neytron yemirilish bilan.

28. Myosbauer effekti (γ -rezonans yutilishi) nima?

- A) γ -foton past temperaturada tepki energiyasini kristallga berishi.
B) γ -foton tepki energiyasining temperatura oshishi bilan oshishi.

Yadro holat energiyasining oshishi bilan rezonans yutilish ehtimoliyati oshishi.

D) Foton rezonans yutilish ehtimoliyatining temperaturaga bog'liq emasligi.

- E) γ -fotonning yadroda yutilishi yadro agregat holatiga bog'liq emasligi.

29. Qobiqli model yadroning qaysi xususiyatlarini tushuntirishi mumkin?

- A) Bo'linishini, kvadrupol momentini.
B) Kvadrupol momenti, uyg'onish energiyasini.
D) Juftligini, bo'linishini, bog'lanish energiyasini.
E) Yadro spini, juftligi, magnit momenti, izomer holatlarni.

30. Tomchi modeli yadroning qaysi xususiyatini tushuntirishda qo'llaniladi?

- A) Spinlari, nurlanish multipolligi, magnit momentini.
B) Bog'lanish energiyasi, bo'linish, β -yemirilish turlarini.
D) Yadro zaryadini, reaksiya ehtimoliyatini, γ -nurlanish ehtimoliyatini.
E) Magnit moment

31. Qobiqli modelga ko'ra yadro momenti qanday hisoblanadi?

A) Nuklonlar xususiy momentlari yig'indisi.
B) Yadro momenti yadrodagi elektronlar va nuklonlar momentlari yig'indisi.

- D) Oxirgi nuklon orbital va xususiy momentlari yig'indisi.

E) Kollektiv harakatlanayotgan nuklonlar va tashqi nuklon momentlari yig'indisi.

32. $a+A \rightarrow B+b$ tipdagi, yadro reaksiyalarida reaksiya energiyasi qaysi formula bilan hisoblanadi?

A) $Q = [(m_a + M_A) - (m_b + M_B)]c^2$ B) $Q = [(m_a + M_A) + (m_b + M_B)]c^2$

D) $Q = [(m_a + M_A) + (m_b + M_B)]c^2$ E) $Q = [(m_A + M_B) + (m_a + M_b)]c^2$

33. Qanday reaksiyaga ekzoenergetik reaksiya deyiladi?

- A) Reaksiyada elektron yutsa.
- B) Zarra kinetik energiyasi reaksiya energiyasiga aylansa.
- D) Reaksiyada elektron chiqarsa.
- E) Energiya o'zgarishi bo'lmasa.

34. Qanday reaksiyaga endotermik reaksiya deyiladi?

- A) Reaksiyada elektron yutsa.
- B) Reaksiyada issiqlik ajralsa.
- D) Zarra kinetik energiyasi hisobidan tinch holat energiyasi oshsa.
- E) Reaksiyada elektron chiqarsa.

35. Borning kompaund yadro reaksiya mexanizmi qanday kechadi?

- A) Tushuvchi zarra nishon yadroning bir nechtagina nuklonlari bilangina ta'sirlashadi.
- B) Yadroga tushuvchi zaryadli zarra yadro elektr maydoni bilan ta'sirlashadi.
- D) Bunda o'ta yuqori energiyali zarralar ta'sirida ko'plab mezon va barion zarralar tug'iladi.
- E) Reaksiya oraliq uyg'ongan yadro hosil qilish bilan ikki bosqichda kechadi.

36. Bevosita yadro reaksiya mexanizmi qanday bo'ladi?

- A) Tushuvchi yadro energiya va impulsni nishon yadro bilan o'zaro ta'sirlashuvda bitta yoki bir nechta nuklon tomonidan yutadi.
- B) Tushuvchi zarra energiya va impulsini nishon yadro bilan ta'sirlashuvda bir yoki bir nechta nuklonga uzatadi.
- D) Tushuvchi yadro energiya va impulsini nishon yadro bilan o'zaro ta'sirlashuvda bir yoki bir nechta nuklonlarga uzatiladi.
- E) Tushuvchi zarra energiya va impulsini nishon yadroning bir yoki bir nechta nuklonlari tomonidan yutiladi.

37. Fotoyadroviy reaksiya mexanizmi qaysi javobda to'g'ri tushuntirilgan?

A) Gamma-kvant elektromagnit to'liqin bo'lgani uchun yadrodagi barcha protonlarga elektrostatik kuch bilan ta'sir etadi va ularni neytronlarga nisbatan siljitib tebranishlarga olib keladi.

B) Gamma-kvant yadro kulon maydoni bilan ta'sirlashadi.

D) Gamma-kvant yadro magnit maydoni bilan ta'sirlashadi.

E) Gamma-kvant yadroning spini bilan ta'sirlashadi.

38. Yadro qaysi energiya ta'sirida bo'linadi?

A) Hajm energiyasi.

B) Yadro sirt energiyasi.

D) Kulon va sirt energiyalari.

E) Simmetriklik energiyasi.

39. Qaysi ifoda yadroning o'z-o'zidan bo'linishini ifodalaydi?

A) $\frac{E_{\kappa}}{E_{\sigma}} < 1$

B) $\frac{E_{\kappa}}{E_{\sigma}} = 1$

D) $\frac{E_{\kappa}}{E_{\sigma}} = 2$

E) $\frac{E_{\kappa}}{E_{\sigma}} < 2$

40. Yadroning $\frac{Z^2}{A}$ qaysi qiymatida yadro bo'linadi?

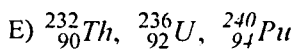
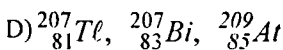
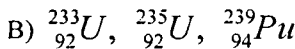
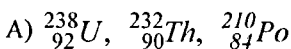
A) $\frac{Z^2}{A} = 45$

B) $\frac{Z^2}{A} = 15$

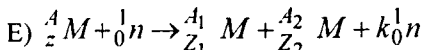
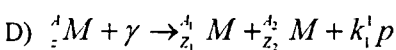
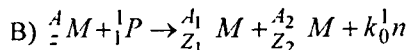
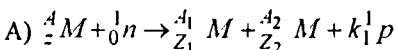
D) $\frac{Z^2}{A} = 25$

E) $\frac{Z^2}{A} = 35$

41. Qaysi yadrolar sekin neytronlar ta'sirida bo'linadi?



42. Quyida qaysi reaksiya bo'linish reaksiyasini ifodalaydi?



43. Termoyadro reaksiyasida energiya qanday vujudga keladi?

A) Yengil yadrolar qizdirilishida o'zaro qo'shilishida og'irroq yadro hosil bo'lsa, solishtirma bog'lanish energiyasi farqiga to'g'ri keladigan energiya ajraladi.

B) Qizdirish tufayli yadrolarning uyg'onish energiyasi sababli.

D) Nuklonlar harakatlarning oshishi.

E) Yadrolarning o'zaro to'qnashuvlari.

44. Quyidagi javoblardan qaysi biri ionizatsiya energiya yo'qotishini to'g'ri ifodalaydi?

- A) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uon} \sim \frac{Z^2 \cdot n_e}{M_e \cdot \vartheta^2}$ B) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uon} \sim \frac{Z \cdot zn_e}{\vartheta M}$
 D) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uon} \sim \frac{Z \cdot zn_e}{z \cdot M}$ E) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{uon} \sim \frac{Z \cdot n_e \cdot \vartheta}{zM}$

45. Quyidagi javoblardan qaysi biri radiasion nurlanishni to'g'ri ifodalaydi?

- A) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pad} \sim Z \cdot z \cdot n_e$ B) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pad} \sim Z^2 \cdot n_e \cdot \vartheta$
 D) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pad} \sim \frac{z \cdot Z \cdot \vartheta}{n_e}$ E) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pad} \sim Z \cdot \vartheta$

46. Quyidagi javoblardan qaysi biri Vavilov-Cherenkov nurlanishini to'g'ri ifodalaydi?

- A) $\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$ B) $\cos\theta = n\beta$ D) $\sin\theta = \frac{1}{n\beta}$ E) $\sin\theta = n\beta$

47. Quyidagi qaysi javob fotoeffekt hodisasini to'g'ri ifodalaydi?

- A) $\sigma_\phi \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$ B) $\sigma_\phi \sim \frac{Z^2}{E_\gamma}$ D) $\sigma_\phi \sim \frac{Z^3}{E_\gamma}$ E) $\sigma_\phi \sim \frac{Z^4}{E_\gamma}$

48. Quyidagi qaysi javob kompton effekt hodisasini to'g'ri ifodalaydi?

- A) $\sigma_\kappa \sim \frac{Z^2}{E_\gamma}$ B) $\sigma_\kappa \sim \frac{Z}{E_\gamma}$ D) $\sigma_\kappa \sim \frac{Z^3}{E_\gamma}$ E) $\sigma_\kappa \sim Z^2 E_\gamma$

bu yerda: z-yadro zaryadi. E_γ - foton energiyasi.

49. Quyidagi qaysi javob elektron-pozitron juft hosil bo'lish hodisasini to'g'ri ifodalaydi?

- A) $\sigma_{\kappa} \sim E_\gamma \ln Z$ B) $\sigma_{\kappa} \sim Z \ln E_\gamma$ D) $\sigma_{\kappa} \sim Z^2 E_\gamma$ E) $\sigma_{\kappa} \sim Z^2 \ln 2 E_\gamma$

50. Gamma-kvant energiyasining qaysi qiymatidan boshlab elektron-pozitron juft vujudga keladi?

- A) $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ B) $E_\gamma \leq 2m_e c^2$ D) $E_\gamma > m_e c^2$ E) $E_\gamma \geq m_e c^2$

51. Quyidagi qaysi biri ikki zarrali to'qnashuvlarida zarralar tug'ilish ostona energiya formulasini ifodalaydi?

A) $T_0 = \frac{[\sum m_a^2 + (m_a + m_b)] [\sum m_a^2 - (m_a + m_b)]}{2m_a}$

B) $T_0 = \frac{[\sum m_a + (m_a + m_b)] [\sum m_a - (m_a + m_b)]}{2m_b}$

D) $T_0 = \frac{[\sum m_a + (m_a + m_b)] [\sum m_a - (m_a + m_b)]}{2m_a \cdot m_b}$

E) $T_0 = \frac{[\sum m_a^2 + (m_a + m_b)] [\sum m_a^2 - (m_a + m_b)]}{2m_a}$

52. Kuchsiz o'zaro ta'sirlashuv kvantini ko'rsating?

- A) G (graviton). B) w^+ , w^- , z^0 D) g (glyuon). E) γ .

53. Qaysi kvarklar juftligi haqiqiy kvarklar hisoblanadi?

- A) u,t. B) u,s. D) s,c. E) u, d, s

54. Qaysi zarralar nuklonlar orasidagi vositachi hisoblanadi.

- A) π -mezonlar. B) Bozonlar. D) μ -mezonlar. D)Fotonlar.

55. β -yemirilishda β -zarra qachon vujudga keladi?

A) β -zarra atom qobig'idan o'tadi.

B) β -zarra yemirilish vaqtida vujudga keladi.

D) β -zarra yadroda mavjud.

E) β -zarra yadroda mavjud emas.

56. Yadro qobiqlardan iborat deyishga qanday asos bor?

A) Magik sonlarda yadro xususiyatining o'zgarishi.

B) Bog'lanish energiyasining o'zgarishi.

D) Reaksiya kesimi o'zgarishi.

E) Tabiatda tarqalishi.

57. Zaryadli zarralarning moddalar bilan energiya yo'qotish usullari.

- A) Nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashuv. B) Ionizatsiya
 D) Radiasiya D) Ionizatsiya, radiatsiya, Cherenkov nurlanishi.

58. Gamma-nurlarning ta'sirlashuvda energiya yo'qotish usullari.

- A) Fotoeffekt B) Fotoeffekt, Kompton effekt, juft hosil bo'lishi.
 D) Elastik sochilish E) Kompton effekt

59. Radioaktivlikni xarakterlovchi kattaliklar va ular orasidagi bog'lanish.

A) $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{\tau}$ B) $\lambda = \ln 2 T_{1/2} = \tau$ D) $\lambda = \frac{1}{T_{1/2}} = \ln 2 \cdot \tau$ E) $\lambda = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = \tau$

Bu yerda λ -yemirilish doimiysi, $T_{1/2}$ -yarim yemirilish vaqti, τ - o'rtacha yashash vaqti.

60. Bir nuklonli modelga ko'ra yadro momenti qanday hosil bo'ladi?

- A) Nuklonlar xususiy momentlari B) Nuklonlar va elektronlar momentlari D) Nuklonlar orbital va xususiy momentlari. E) Nuklonlar orbital momentlari yig'indisi.

61. Kuchsiz ta'sirlashuv mavjudligini tasdiqlovchi dalillar

- A) $p \rightarrow n + \beta^- + \bar{\nu}$ B) $p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$
 D) $p \rightarrow e + \beta + n$ D) E) $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$

62. Reaksiya tenglamasini to'lg'azing $n + {}_{16}^{32}\text{S} \rightarrow {}_{15}^{32}\text{P} + ?$

- A) γ B) P D) β E) n

63. Reaksiya tenglamasini to'lg'azing $p + {}_3^7\text{Li} \rightarrow ? + n$?

- A) ${}_4^6\text{Be}$ B) ${}_3^6\text{Li}$ D) ${}_4^7\text{Li}$ E) ${}_5^7\text{B}$

64. Reaksiya tenglamasini to'lg'azing $\gamma + {}_4^9\text{Be} \rightarrow 2{}_2^4\text{He} + ?$

- A) β B) P D) n E) gamma

65. β^- - yemirilish energiyasi formulasi $E_\beta = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(?)]c^2$

- A) $M_{at}(A, Z+1)$ B) $M_{at}(A, Z-1)$ D) $M_{at}(A, Z)+2m_e$ E) $M_{at}(A, Z)-m_e$

66. β^+ - yemirilish energiyasi formulasi $E_\beta = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(?)]c$

- A) $M_{at}(A, Z-1) - 2m_e$ B) $M_{at}(A, Z) + 2m_e$
D) $M_{at}(A, Z+1)$ E) $M_{at}(A, Z+1) - m_e$

67. Elektron qamrab olish formulasi $E_{\nu_e} = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(?)]c^2$

- A) $M_{at}(A, Z) - 2m_e$ B) $M_{at}(A, Z+1)$ D) $M_{at}(A, Z-1)$ E) $M_{at}(A, Z)$

68. Bo‘linish reaksiyasi qaysi zarralar ta’sirida bo‘ladi?

- A) π -mezonlar. B) P. D) n. E) gamma-faton.

69. Yengil yadrolar qo‘shilishida energiya ajralish sababi.

- A) Atom massalari.
B) Solishtirma bog‘lanish energiyalari.
D) Kulon energiyalari.
E) Atom qobiq energiyalari farqi oshishi.

Test javoblari

1 = D	19 = E	37 = A	55 = B
2 = B	20 = B	38 = D	56 = A
3 = A	21 = A	39 = D	57 = E
4 = B	22 = D	40 = A	58 = B
5 = B	23 = E	41 = B	59 = A
6 = E	24 = A	42 = E	60 = D
7 = A	25 = D	43 = A	61 = A
8 = A	26 = A	44 = A	62 = B
9 = B	27 = A	45 = B	63 = D
10 = E	28 = A	46 = A	64 = D
11 = A	29 = E	47 = A	65 = A
12 = D	30 = B	48 = B	66 = B
13 = B	31 = D	49 = E	67 = E
14 = A	32 = A	50 = A	68 = D
15 = A	33 = B	51 = B	69 = B
16 = D	34 = D	52 = B	
17 = B	35 = E	53 = E	
18 = A	36 = B	54 = A	

Adabiyotlar

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1-2. Москва, Энергоатомиздат, 1993.
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Москва, Наука, 1980.
3. Bekjonov R.B. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O'qituvchi, 1995.
4. Teshaboyev. Sh. Yadro va elementar zarralar fizikasi. T.: O'qituvchi, 1992.
5. Mo'minov T., Xushmurodov Sh.X., Xoliqulov A.B. Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi ma'ruza kursi. S.: 2001
6. Bekjonov R.B. Elementar yadro fizikasi. T.: O'qituvchi, 1982.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Москва, Наука, 1989.
8. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Москва, Просвещение, 1984.
9. Колпаков П.Е. Основы ядерной физики. Москва, Просвещение, 1969.
10. Вальтер А.К., И.И.Залюбовский. Ядерная физика. Харьков, 1974.
11. Ракобольская И.Б. Ядерная физика. Москва, МГУ, 1971.
12. Azimov S.A., Abdujamilov A. Elementar zarralar fizikasi. T.: O'qituvchi, 1986.
13. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва, Атомиздат, 1985.
14. Тишкин П.А. Экспериментальные методы ядерной физики. ЛГУ, 1970.
15. Иродов И.Е. Сборник задач по общей физике. Москва, 1988.
16. Chertov A.T., Vorobyev A.A. Fizikadan masalalar to'plami. T.: O'qituvchi, 1997.
17. Иродов И.Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. Москва, Энергоатомиздат, 1984.
18. Скачков С.В., Константинов Л.В. Сборник задач по ядерной физике. Москва, 1963.
19. Ситенко А.Г., Портокаровский В.Н. Лекции по теории ядра. Москва, Атомиздат, 1972.
20. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Москва, Наука, 1971.

21. Гепперт-Майер М., Иенсен И. Элементарная теория ядерных оболочек. Перевод с англ. Москва, Иностр. литер. 1958.

22. Альфа, бета и гамма-спектроскопия. Под редакцией К.Зигбана. Вып. 1, 2, 3, 4. Перевод с англ. Москва, Атомиздат, 1969.

23. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. Москва, Атомиздат, 1971.

24. Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц измерение масс, спинов, четности, поляризации и времен жизни. Составители-редакторы Люк К.Л.Юан и Ву Цзянь-Сюн. Перевод с англ. под редакцией акад.Л.А.Арцимовича. Москва, Мир, 1965.

25. Гопыч П.М., Залюбовский И.И. Ядерная спектроскопия. Харьков, 1980.

26. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. Москва, 1958.

27. Айзенберг И., Грайнер В. Модели ядер коллективные и одночастичные явления. Перевод с англ. канд. ф.-м.наук С.П.Камерджиева и Б.А.Тулупова. Москва, 1975.

MUNDARIJA

KIRISH	3
I BOB. ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI	
1.1-§. Yadroni tashkil etuvchi proton va neytronlarning xususiyatlari	9
1.2-§. Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi	12
1.3-§. Yadrolarning o'lchami va zichligi	18
1.4-§. Bog'lanish energiyasi	19
1.5-§. Yadro bog'lanish energiyasi uchun	22
1.6-§. Yadro spin va magnit momenti	26
1.7-§. Yadroning elektr kvadrupol momenti	36
1.8-§. Juftlik	41
1.9-§. Yadroning statistik xususiyati	45
II BOB. YADRO KUCHLARINING XUSUSIYATLARI	
2.1-§. Nuklon-nuklon o'zaro ta'sirlar. Deytron. Neytronlarning protonlardan sochilishi	49
2.2-§. Izotopik spin	58
2.3-§. Paulining umumlashgan tamoyili	61
2.4-§. Tajribada olingan yadro kuchlarining xususiyatlari	63
III BOB. RADIOAKTIVLIK	
3.1-§. Radioaktivlik yemirilish qonunlari	67
3.2-§. Aktivlik	70
3.3-§. Alfa-yemirilish	71
3.4-§. Beta-yemirilish	82
3.5-§. Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari	84
3.6-§. Beta-turg'unlik sharti va yemirilish turlari	86
3.7-§. Beta-spektr va neytrino	88
3.8-§. Beta-yemirilish nazariyasi haqida tushuncha	94
3.9-§. Gamma-nurlanish	102
3.10-§. Ichki konversiya hodisasi	106
3.11-§. Myossbauer effekti (samarasi)	109
3.11.1. Myossbauer effektiga ko'ra, yadro holatlarining o'ta nozik strukturasi o'rganishda qo'llanilishi	112
3.12-§. Paund, Rebka tajribasi. Elektromagnit to'lqinning gravitastion maydonda siljishini aniqlash	115
IV BOB. YADRO MODELLARI	
4.1-§. Yadro modellari	118
4.2-§. Tomchi modeli	121
4.3-§. Fermi gaz modeli	124
4.4-§. Qobiqli model	126

4.5-§. Yadroning umumlashgan modeli	132
4.6-§. Aylanma holatlar	135

V BOB. YADROVIY REAKSIYALAR VA TEZLATGICHLAR

5.1-§. Yadro reaksiyalari	138
5.2-§. Tezlatgichlar	138
5.3-§. Detektorlar	144
5.4-§. Yadroviy reaksiyalarda saqlanish qonunlari.	146
Reaksiya kesimi, chiqishi	146
5.5-§. Yadro reaksiyalari kesimi	151
5.6-§. Yadro reaksiyalarining chiqishi	153
5.7-§. Yadroviy reaksiyalarning turli mexanizmlari	154
5.8-§. Bevosita o'zaro ta'sirli yadroviy reaksiyalar	164
5.8.1. Deytron ta'sirida kuzatiladigan uzilish yadroviy reaksiyasi	165
5.8.2. Fotoyadroviy reaksiyalar	167
5.9-§. Yadro bo'linish reaksiyasi	171
5.10-§. Yadro reaktorlari	188
5.11-§. Termoyadroviy sintez	191

VI-BOB. YADROVIY NURLANISHLARNING

MODDALAR BILAN O'ZARO TA'SIRI

6.1-§. Ionizatsiya energiya yo'qotish. Og'ir zaryadli zarralarning muhit bilan ta'sirlashuvi	204
6.1.1. Zarraning muhitda bosib o'tgan yo'li	212
6.2-§. Radiatsion nurlanish	213
6.3-§. Vavilov-Cherenkov nurlanishi	216
6.4-§. Gamma-nurlarning moddalar bilan o'zaro ta'sirlashuvlari	221

VII BOB. ELEMENTAR ZARRALAR

7.1-§. Zarralar harakatining kvant tabiati haqida	243
7.2-§. Zarralarning parchalanish va tug'ilish reaksiyalari	246
7.4-§. Elementar zarralar kvant sonlari va ularning saqlanishi	252
7.5-§. Elementar zarralarni sistemaga solishga urinishlar	258
7.6-§. Elementar zarralar izomultiplet va supermultiplatlari haqida	259
7.7-§. Kvarklar	261

Testlar	280
Adabiyotlar	294

Tolib Musayevich MO'MINOV,
Amiriddin Bobobekovich XOLIQULOV,
Shaymon Xolmonovich XUSHMURODOV

ATOM YADROSI VA ZARRALAR FIZIKASI

*Oliy o'quv yurtlarining bakalavr ta'lim yo'nalishi
talabalari uchun o'quv qo'llanma*

Muharrir A. Bahromov
Sahifalovchi F. Rahimov
Musahhih H. Zokirova

O'zbekiston faylasuflari milliy jamiyati nashriyoti
100029, Toshkent, Matbuotchilar ko'chasi, 32.
Tel: 236-55-79; faks: 239-88-61

Bosishga ruxsat etildi 18.08.2009-y. Bichimi 60x84 $\frac{1}{16}$. Ofset qog'oz. Shartli bosma tabog'i 19,0. Nashriyot-hisob tabog'i 18,5. Adadi 1000 nusxa.
Buyurtma № 22.

«START-TRACK PRINT» MCHJ bosmaxonasida chop etildi
Manzil: Toshkent shahri, 8-mart ko'chasi, 57-uy.