

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV TA‘LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI
NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI**

FIZIKA KAFEDRASI

**ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR
FIZIKASI**

Fanidan

O‘QUV-USLUBIY MAJMUASI

Bilim sohasi: 500000 – Tabiiy fanlar, matematika va statistika
Ta‘lim sohasi: 530000 – Fizika va tabiiy fanlar
Ta‘lim yo‘nalishi: 60530900 – Fizika

Namangan-2023

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLY TA‘LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika kafedresi

«TASDIQLAYMAN»

Fizika fakulteti dekani

_____ O. Ismanova

« ____ » _____ 2023-yil

“ELEKTR VA MAGNETIZM”

fanidan

O‘QUV – USLUBIY
MAJMU‘A

Bilim sohasi: 500000 – Tabiiy fanlar, matematika va statistika

Ta‘lim sohasi: 530000 – Fizika va tabiiy fanlar

Ta‘lim yo‘nalishi: 60530900 – Fizika (kechki)

Namangan-2023

O'quv uslubiy majmua Namangan davlat universiteti Kengashining ____ - yil ____ - avgustdagi ____-sonli yig'ilishi bayonnomasi tasdiqlangan fan dasturi asosida ishlab chiqilgan

Tuzuvchi:

D. Alijanov– NamDU Fizika kafedrası Katta-o'qituvchisi, PhD

Taqrizchi:

A.Nabiyev – NamDU Fizika kafedrası dotsenti, f.-m.f. PhD

O'quv uslubiy majmua Namangan davlat universiteti Kengashining ____-yil ____ - avgustdagi ____ – sonli yig'ilishida ko'rib chiqilgan va foydalanishga tavsiya etilgan.

Mundarija

1. Ma'ruzalar matni.....	2
2. Amaliy mashg'ulotlar.....	90
3. Laboratoriya mashg'ulotlari.....	118
4. Mustaqil ta'lim mashg'ulotlari.....	162
5. Glossariy.....	166
6. Ilovalar:	
1. fan dasturi.....	186
2. ishchi fan dasturi.....	194
3. tarqatma materiallar.....	210
4. testlar.....	224
5. ishchi fan dasturiga muvofiq baholash mezonlarini qo'llash bo'yicha uslubiy ko'rsatmalar.....	240

1-Mavzu: “Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi” faniga kirish

Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari. Yadro va elementar zarralar fizikasining asosiy rivojlanish bosqichlari. Mikroduyo hodisalarining masshtabi, zarralarning relativistik xususiyatlari. Zarralarning kvant xususiyatlari.

Reja:

1. **Kirish. Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari.**
2. **Yadro va elementar zarralar fizikasining asosiy rivojlanish bosqichlari.**
3. **Mikroduyo hodisalarining masshtabi, zarralarning relativistik xususiyatlari.**
4. **Zarralarning kvant xususiyatlari.**

1.Kirish.

Yadro fizikasi eng yosh fanlardan hisoblanib, atom yadrosining tuzilishi, xususiyatlari va yadroda sodir bo'ladigan jarayonlarni o'rganadi.

XX asrgacha atom yadrosi haqida hech narsa ma'lum bo'lmasdan, atom moddaning kichik bo'linmas zarrachasi deb hisoblanar edi.

1896 yil A.Bekkerel (1852-1908) radioaktivlikni kashf etib, radioaktiv nurlanishlarning fotoplastinkaga ta'sir etishini va ionlatish xususiyatlarini aniqladi. Radioaktivlik vaqtida uch xil (α , β , γ) nurlanish vujudga kelib, nurlanish intensivligi tashqi ta'sirlarga (temperatura, elektromagnit maydon ta'siri, deformatsiya) bog'liq emasligi aniqlandi.

1900 yili Kyuri, E.Rezerford, F.Soddilar radioaktiv namunalardan chiquvchi α -ikki marta ionlashgan geliy atomi, β -tez elektron, γ -esa qisqa elektromagnit to'liq ekanligini aniqladilar. Shuning uchun, radioaktivlikni 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 yili esa u o'zining atom modelini tavsiya etdi, bunga ko'ra atom o'lchami $R=10^{-8}$ sm bo'lgan musbat va manfiy zaryadlarga aralash neytral shar deb, atom nurlanishini kvazielastik kuchlarga ko'ra tebranishi tufayli deb qaradi. Atomdagi musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanishi xarakterini o'rganish maqsadida E.Rezerford va uning xodimlari α -zarrachalarning moddalarda sochilishini o'rganishdilar. Tajriba natijasida α -zarralar o'zining dastlabki yo'nalishini turli burchak ostida o'zgartirgan. Ba'zilari 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 yili o'zining planetar 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 yadroviy modeliga ko'ra uning deyarli butun massa kattaligi taxminan 10^{-12} sm ga teng bo'lgan atomning markazi yadrosida to'plangan.

Rezerford α -zarralar sochilishini atom markaziy yadro zaryadi Z_e ni α -zarraning zaryadi $Z_\alpha e$ ni nuqtaviy deb, ular orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni Kulon qonuni

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

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

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

Bu yerda: dN -sochilish nuqtasidan r -masofada $d\Omega$ -jismoniy 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 yadrolar soni; m_α , \mathcal{G}_α -mos ravishda zarraning massasi va boshlang'ich tezligi. (1) formulada

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

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 planetar modeli atomning barqarorligini, spektrning diskretligini tushuntira olmaydi. Chunki, atom qobig'ida elektron yadro atrofida aylanib turar ekan, zaryadli zarra elektrodinamika qonunlariga ko'ra o'z energiyalarini nurlab borishligi lozim edi va nihoyat elektron yadroga qulab tushishligi kerak.

Yuzaga kelgan qarama-qarshiliklarni bartaraf qilish uchun Daniyalik olim N.Bor 1913 yilda o'zining yangi, atomda bo'ladigan jarayonlarning kvant nazariyasini taklif qildi. U atomda Plank doimiysiga $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$ karrali bo'lgan aniq harakat miqdori momentiga ega bo'lgan statsionar elektron qobiqlarning mavjudligini postulat ko'rinishida bayon qildi.

$$m_e \mathcal{G} r = n \hbar$$

m_e - elektron massasi, \mathcal{G} -elektron tezligi, r - orbita radiusi, n - butun son.

Har bir qobiq yadrodan (Z -yadro zaryadi) aniq masofada ($r_n = n^2 \hbar^2 / Z m_e e^2$) joylashgan va atomning qat'iy aniqlangan energetik holatini xarakterlaydi.

$E_n = (Z^2 e^4 m_e / 2 \hbar^2) (1/n^2)$. Eng kichik o'lchamli K -qobiqqa energiyaning eng kichik qiymati hosil bo'lib, ulardan keyingi qobiqlar – L , M va boshqalar hisoblanadi. Bu qobiqlar bo'yicha elektronlar harakat qilganda atom turg'un holatda bo'ladi. Nurlanishning atom tomonidan yutilishi yoki chiqarilishi elektron bir qobiqdan ikkinchi qobiqqa o'tganida yuz beradi, bu vaqtda nurlanish chastotasi bir holatdan – keyingi holatga o'tishdagi energiya farqiga bog'liq bo'ladi.

$$\Delta E = h \nu$$

Borning ushbu tushunchalarini inobatga olib, qilgan oddiy hisoblashlari unga nazariy yo'l bilan spektral qonuniyatlar va Ridberg doimiyligini olishga imkon berdi. Yadroning umumiy og'irlik markazi atrofida aylanishi hisobga olindi, Aylanma qobiqlar ularning tekislikdagi aniq holatini ifodalovchi elliptik qobiqlar bilan almashtirilib, nazariya yanada boyitildi. Bularning hammasi optik spektrlarni tushunishga olib keldi. Xususan, oddiy Zeyman effektini tushuntirishga imkon tug'dirdi. O'zining mashhur postulatlarini berib, Bor g'oyatda muhim qadam tashladi. U odatdagi klassik tasavvurlardan voz kechdi va bu ish atom jarayonlarini to'g'ri tushuntirishga olib keldi.

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

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

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

Geyzenberg noaniqlik printsipini, Shredinger kvant fizikasiga ko'ra to'lqin funksiyalarini ishlab chiqdi. 1919 yil Aston mass-spektrograf yaratdi va bu esa atom massalarini aniq o'lchash imkoniyatini berdi. Element massalari har xil bo'lgan izotoplari aniqlandi. Rezerford birinchi marotaba alfa-zarralar bilan azot N_7^{14} yadrosini bombardimon qilib, $\alpha_2 + N_7^{14} \rightarrow O_8^{17} + H_1^1$ yadro reaksiyasini amalga oshirdi. Bu hodisa insoniyatning tabiat kuchlari ustidan erishilgan 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 birinchi degan (yadro tarkibiga kiruvchi birinchi zarra) ma'noni anglatadi. Proton massasi $m_p=1836,1 m_e$, zaryadi $q_p=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl elektron zaryadiga teng, ishorasi esa qarama-qarshi.

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

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

1932 yili D.Chedvik (1891-1974) zaryadsiz massasi proton massasiga yaqin $m_n=1838,6 m_e$ neytral zarra neytronni kashf etdi.

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

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

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

Yadro tarkibini o'rganish bilan bir vaqtda yadro kuchlar xususiyatlari aniqlashga jiddiy e'tibor qaratildi. I.E.Tamm (1895-1971), D.D.Ivanenko (1907-1981) va keyinchalik 1935 yillarda yapon olimlaridan X.Yukavalar yadro kuchlar oraliq mezon zarralar yordamida amalga oshadi deb, o'zlarining mezonlar nazariyasini ishlab chiqdilar.

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

1937 yil K.Anderson, S.Nedermyerlar kosmik nurlar tarkibida μ -mezon zarralarini topishdi. Bu vaqtga kelib, ko'plab elementar zarralar va bu zarralarning bir-birlariga o'tishlari o'rganila boshlandi.

1939-1945 yillar og'ir yadrolarning neytronlar ta'sirida bo'linishini, bu bilan katta energiya ajralishini, 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 chiqdilar. E.Fermi boshchiligida AQShda 1942 yil 2 dekabrda atom reaktori ishga tushdi.

1944-1945 yillarda V.I.Veksler, E.Mak-Millan zaryadli zarra tezlatgichlariga avtofazirovka printsiplini ishlab chiqdilar. Bu esa o'z navbatida tezlatgichlar energiyasini bir necha tartib oshirish imkoniyatini berdi.

1946 yildan boshlab ko'plab (betatron, sinxrotron, sinxrofazatron, chiziqli rezonans) tezlatgichlar qurila boshlandi.

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

Bu davrga kelib ko'plab yadro modellari yaratildi.

1945 yil 27 iyunida sobiq SSSRda birinchi atom elektrostantsiyasi (AES) ishga tushirildi. Bu bilan yadro energiyasidan tinchlik maqsadida foydalanish davrini boshlab berdi, hozirgi vaqtda yuzlab AESlar ishlab turibdi.

Yadro ichki energiyalaridan foydalanishning yana bir turi yengil yadrolar qo'shilishi (sintez) reaksiyalari, ya'ni termoyadro reaksiyasi hisoblanadi. Hozirgi vaqtda termoyadro reaksiyasini boshqarish eng dolzarb(aktual) muammo, 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 oblast yadrolari 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 yaratishga 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, 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. Buni hozirgi zamon EHM ham hisoblashga ojizlik qiladi.

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

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

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

2-mavzu. Atom yadrolarining asosiy xususiyatlari

Yadro tarkibi. Yadroning zaryadi va barion zaryadi. Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi. Yadro massasini o'lchash metodlari. Yadro radiusi. Yadro o'lchami va zichligi. Yadro spini. Yadroning magnit dipol momenti. Yadroning elektr kvadrupol momenti. Statistika va juftlik.

1. Yadro tarkibi. Yadroning zaryadi va barion zaryadi.
2. Yadroning asosiy xususiyatlari.
3. Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi.
4. Yadro massasi.
5. Yadrolarning o'lchami va zichligi.
6. Bog'lanish energiyasi

1. Yadro tarkibi. Yadroning zaryadi va barion zaryadi.

Atom yadrosi ikki xil zarra – proton va neytronlardan iboratdir.

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

$$m_p = 1836,15 m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$
$$m_n = 1838,68 m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

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

Neytron zaryadsiz neytral zarra.

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

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

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e} = 9,2741 \cdot 10^{-24} \frac{J}{Tl} \quad (\text{Bor magnetoni})$$

Protonning ham spini elektron zaryadi va spiniga teng, massasi esa katta bo'lgani uchun magnit momenti

$$\mu_{yam} = \frac{eh}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} J / Tl$$

(yadro magnetoni)ga teng bo'lishi kerak edi.

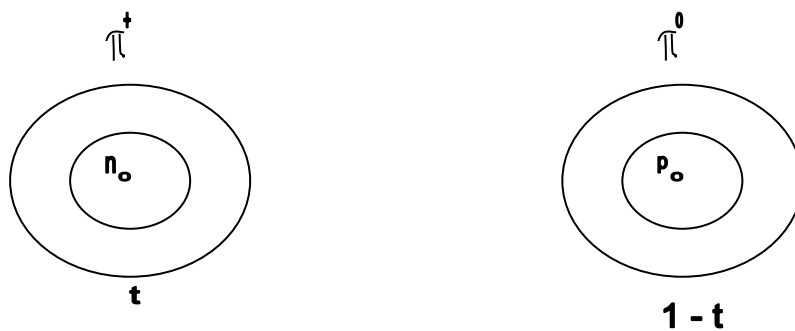
$$\mu_B = 1836,1 \mu_{yam}$$

Lekin proton magnit momenti kutilgan qiymatdan ($1\mu_{yam}$) dan katta $2,79 \mu_{yam}$ ekanligini ko'rsatadi.

Neytron ham neytral zarra bo'lishiga qaramasdan, magnit momentga ega ekan. Neytron magnit momenti $\mu_n = -1,91 \mu_{yam}$. Magnit momentining ishorasi manfiyligi spin yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini bildiradi.

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

Proton va neytronlarning magnit momentlarini proton va neytronlar markazlarida yalong'och proton (neytron) va atrofida mezon buluti bor, bular bir-birlariga uzviy almashinib turadilar deyilsa tushunarli bo'ladi. Masalan, proton 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



1.1-rasm

$$\mu_p = (\mu_n + \mu_{\pi^+})t + (\mu_n + \mu_{\pi^+})(1-t) = \mu_{\pi^+}t + \mu_p t - \mu_p t = (6,6\mu_{yam} + \mu_{yam} - \mu_{yam})t \mu_{yam} \quad (1.1)$$

Bunda yalong'och proton p_0 magnit momenti $\mu_p = 1 \mu_{yam}$, π^+ - mezon massasi proton massasidan 6,6 marta kichik bo'lgani uchun magnit momenti $6,6\mu_{yam}$ 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, neytron magnit momentini ham t vaqt ichida yalang'och n_0 va π^0 -mezon buluti va $(1-t)$ vaqtda yalong'och p_0 va π^- - mezon bulutidan iborat deb qarash mumkin.(1.2-rasm.)

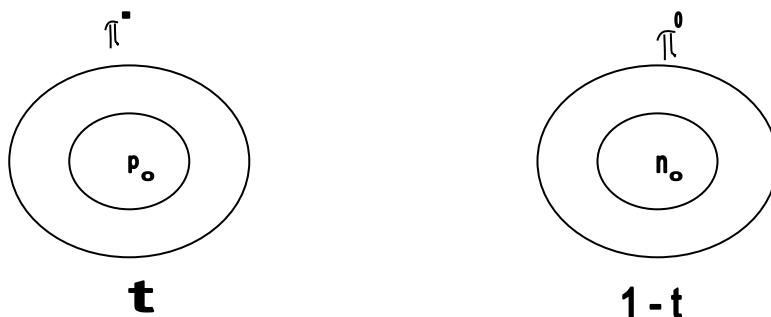
Neytronning o'rtacha magnit momenti

$$\mu_n = (\mu_{p_0} + \mu_{\pi^-})t + (\mu_{n_0} + \mu_{\pi^+})(1-t) = (\mu_{yam} - 6,6\mu_{yam})t \langle 0 \quad (1.2)$$

demak neytron magnit momenti nol bo'lmasdan manfiy $(-1,91 \mu_0)$ bo'lishligi, protonning magnit momenti, $1 \mu_{yam}$ bo'lmasdan $2,79 \mu_{yam}$ bo'lishligi tushunarli.

Erkin holatda p-barqaror, n-esa radioaktiv bo'lib ~ 12 minutdan keyin $n \rightarrow p + \beta^- + \nu$ ga yemiriladi. Yadro ichida neytron va protonlar bir-birlariga aylanib turadilar. Proton va neytronlar spinlari teng, massalari ham deyarli teng, bir-birlariga uzviy almashinib turadi, yadro kuchlari ham 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 qiladilar.



1.2-rasm

2. Yadroning asosiy xususiyatlari

Atom yadrosi turg'un (barqaror), yoki radioaktiv bo'lishi mumkin. Bu yadrolar massa soni A , elektr zaryadi Z , massasi M , E_b - to'la bog'lanish energiyasi massasiga bog'liq, 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 P bilan xarakterlanadi. Radioaktiv yadrolar yana yemirilish turi, yarim yemirilish davri, yemirilish natijasida hosil bo'lgan α , β , γ 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 ham uyg'ongan holatlari uchun 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.

3. Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi.

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

Masalan: ${}^A_Z X$ - **X** - ximiyaviy belgisi,
A- atom massa soni,
Z - yadro zaryadi

${}^4_2 He, {}^{16}_8 O, {}^{235}_{92} U$ - Geliyning massa soni 4, zaryadi 2, neytronlar soni 2 ga, kislorodning massa soni 16, zaryadi 8, neytronlar soni 8 ga va uranning massa soni 235, zaryadi 92, neytronlar soni 143 ga teng.

Massa soni, massa atom birligida hisoblangan yadro massasidan ~1% largacha 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 Z_e zaryadga ega.

M: ${}^1_1 H$ - vodorod yadrosi uchun $Z=1$ zaryad miqdori $+e$,
 ${}^4_2 He$ - geliy yadrosi uchun $Z=2$ zaryad miqdori $+2e$,
 ${}^{16}_8 O$ - kislorod yadrosi uchun $Z=8$ zaryad miqdori $+8e$,
 ${}^{235}_{92} U$ - uran yadrosi uchun $Z=92$ zaryad miqdori $+92e$ ga teng.

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

Yadro zaryadi yadrodagi protonlar soniga yoki Mendeleevning elementlar davriy sistemasidagi elementning tartib raqamiga teng.

1). Zaryadni aniqlashning ko'pgina usullari mavjud. Jumladan, 1913 yilda ingliz olimi Mozli qonuniga ko'ra. Bunda yadro zaryadini yadro atomi qobig'idan chiqayotgan xarakteristik rentgen nurlar chastotasi orasidagi bog'lanish $\sqrt{\nu} = AZ - B$ ga ko'ra aniqlash mumkin.

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'ladi. Nurlanish seriyalardan iborat bo'lib, berilgan nurlanish seriyasi uchun **A** va **B** o'zgarmas koeffitsientlar bo'lib 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 Chedvik qo'llagan usuli bilan ham aniqlash mumkin. Bunda α -zarralarning yupqa metall tasma (plyonka)lardan sochilishi uchun Rezerford keltirib chiqargan formuladan foydalaniladi:

$$\frac{dN}{N} = nd \left\{ \frac{Ze^2}{m_a g} \right\}^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.3)$$

bunda: $dN-\theta$ burchak yo'nalishidagi $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochilgan α -zarralar soni.

N_α –zarralarning dastlabki soni,

n – muhitning hajm birligidagi yadrolar soni

d – muhit qalinligi.

Berilgan radioaktiv preparat uchun α -zarralarning tezligi \mathcal{G} -ma'lum. Rezerford tajribasi (1.3) yordamida sochilgan α -zarrachalarni hisoblab, sochuvchi yadro zaryadini topish mumkin.

3). Elektr zaryadining miqdori barcha yadro jarayonlarida saqlanadi. Bunga elektr zaryadining saqlanish qonuni deb ataladi. Shunga ko'ra yadro reaksiyalari va yemirilishlarida zaryad balansiga ko'ra aniqlash mumkin.

4.Yadro massasi.

Massa moddiy ob'ektning eng muhim xususiyatlaridan biri bo'lib, jismning inertsiya, gravitatsiya va energiya o'lchamlari bo'lib xizmat qiladi. Yadro massasi atom massasi birligida o'lchanadi. Ma'lumki, atom neytral holatda bo'ladi. Bir massa atom birligi- ^{12}C massasining $1/12$ qismi olingan.

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

Eynshteyn qarashiga ko'ra massa bilan energiya orasidagi bog'lanish qonuniga asosan har qanday M massali ob'ektga shu massaga mos $E=mc^2$ energiya va aksincha, E energiyaga $m=E/c^2$ tenglik bilan ifodalanuvchi massa to'g'ri keladi.

$1m.a.b$.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 o'lchaniladi.

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

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

1eV-dan katta birliklari keV, MeV, GeV va TeV.

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

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

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

$$1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV mavjud.}$$

Nisbiylik nazariyasiga asosan massa bilan tezlik orasidagi bog'lanish

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\mathcal{G}^2}{c^2}}} \quad (1.4)$$

Bu yerda m va m_0 - \mathcal{G} tezlik bilan harakat qilayotgan va tinch holatdagi jismlar massasi.

Relyativistik mexanikaga asosan \mathcal{G} tezlik bilan harakat qilayotgan jismning to'la energiyasi

$$E = m_0c^2 + T \quad (1.5)$$

bo'ladi, bunda m_0c^2 jismning tinch holatdagi energiyasi, T -uning kinetik energiyasi.

Ikkinchi tomondan

$$E = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{\mathcal{G}^2}{c^2}}} \quad \text{bo'lgani uchun harakatdagi jismning kinetik}$$

energiyasi

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \quad (1.6)$$

Yadro fizikasida yana quyidagi formula ham ishlatiladi.

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (1.7)$$

Bu formulada $p = m v = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ m -massali jismning relyativistik impulsidir, uni $E = mc^2$ dan

keltirib chiqarish mumkin.

Haqiqatan

$$\begin{aligned} E^2 &= m^2 c^4 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{m_0^2 c^4 + m_0^2 \beta^2 c^4 - m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = \\ &= \frac{m_0^2 c^4 (1 - \beta^2) + m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \end{aligned}$$

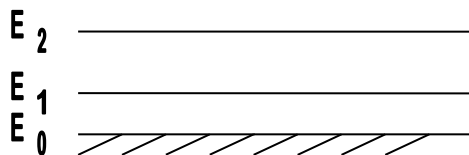
Relyativistik holat uchun kinetik energiya T va impulsi p orasidagi bog'lanishni (1.5), (1.7) formulalarga ko'ra keltirib chiqarish mumkin

$$m_0 c^2 + T = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$

kvadratga ko'tarsak

$$T(2m_0 c^2 + T) = p^2 c^2 \quad (1.8)$$

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 holat massasi $m_0 = E/c^2$ katta bo'ladi. Yadro asosiy tinch holatida massaning va energiyaning eng minimal qiymatiga mos keladi. Ya'ni nuklonlar harakatining minimum harakati (chastotasi) asosiy holat deyiladi. Yadro tashqaridan energiya qabul qilsa, energiyasi oshadi, yadro diskret uyg'ongan E_1, E_2, \dots , holatlarga o'tadi, mos ravishda massasi ham $\Delta m = E/c^2$ ga oshadi. (1.3-rasm).



1.3-rasm

1.3- rasmda energiya (0) yadro 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 jarayonlarida energiya saqlanishi ro'y beradi.

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

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

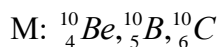
Atom yadrolari massasini boshqa usullarda ham yuqori aniqlikda o'lchash mumkin. Masalan, yadroviy reaksiyalar, radioaktiv yemirilishlarda energiya balansini tahlil qilishlik va radiospektroskopik, mikroto'lqin va boshqa usullar bilan.

Yadrodagi nuklonlar miqdorlariga qarab *izotop, izobar, izoton, ko'zguli yadrolar* deb ataladilar.

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

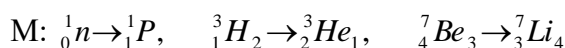
Masalan, $^{16}_8O, ^{17}_8O, ^{18}_8O$, protonlar soni bir xil, neytronlar soni turlicha, elementlar davriy sistemasida bir joyda joylashadi. Izotoplar bir xil ximiyaviy va optik xususiyatlarga egadirlar. Lekin fizik xususiyatlari massa soni, toq-juftliklari va hokazolar turlichadir.

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



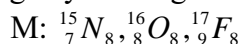
Izobarlar ximiyaviy xususiyatlari turlicha, fizik xususiyatlari, nuklon soni bir xil bo'ladi. Lekin bir xil A-bo'lganda ham izobar yadrolar massalari birmuncha farq qiladilar.

Birinchi yadroning protonlari ikkinchi yadroning neytronlariga, ikkinchi yadroning protonlari birinchi yadroni neytronlariga teng bo'lsa *ko'zguli* yadrolar deb ataladi.



Ko'zguli yadrolardan biri radioaktiv bo'ladi. Har qanday o'zgarishlardan so'ng bir-biriga o'tishadilar.

Bu yadro xususiyatlari bir-biriga ancha yaqin. Ko'zguli yadrolar, yadro kuchlar tabiatini va yadro kuchlariga elektromagnit maydonining hissasini aniqlashda keng qo'llaniladi. Neytronlari bir xil bo'lgan yadrolarga *izotonlar* deb ataladi.



5. Yadrolarning o'lchami va zichligi.

Yadro o'lchami – yadroning mavjudlik sohasi yoki yadro kuchlarining ta'sir sferasidir.

Yadro o'lchami (radiusi) $R \sim 10^{-15}$ m bo'lib, atom radiusidan 10^5 marotabalar 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 massa soniga bog'liq ravishda oshib borishligini ko'rsatadi.

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (1.9)$$

Bu yerda R_0 – doimiy kattalik bo'lib, uning qiymati yadro radiusini aniqlash usuliga bog'liq ravishda (1,2÷1,4) F. (1 Fermi= 10^{13} sm).

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

(1.9) ifodadan yadroni shar shaklida deb qarab, hajm birligidagi zarralar sonini topamiz.

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

Yadro zichligi hajm birligidagi nuklonlar massasi m_N

$$\rho = nm_N = 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3} * 1.66 * 10^{-24} \text{ g} = 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{sm}^3} = 100 * 10^6 \frac{\text{t}}{\text{sm}^3}$$

Nuklonlar orasidagi masofa

$$\delta = \sqrt{\frac{V}{A}} = \sqrt{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi_0^3 A}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \cdot R_0 = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

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

Demak, yadro nuklonlar orasidagi masofa barcha yadrolar uchun o'zgarmas ekan, yadro siqilmaydi, massa soni ortishi bilan hajmi oshib boradi. Yadro kuchlari qisqa masofada katta kuch bilan ta'sir etadi.

6. 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'lash kuchining ta'siriga qarshi ish bajarish kerak. Bu ishning kattaligi bog'lanish energiyasi yoki yadro barqarorligining o'lchamidir.

Bog'lanish energiyasi – 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 energiyani bog'laydigan $E=mc^2$ ifodasidan topish mumkin.

Agar yadroning massasi $m(N,Z)$ ni uni tashkil qilgan nuklonlar massa soniga to'g'ri keluvchi massalari yig'indisi $[Zm_p + Nm_n]$ ga solishtirsak, birinchi massa ikkinchisidan bir oz kichik, farq Δm 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 defekti nuklonlarning jipslashib, yadro hosil qilish natijasida ajralib chiqqan E bog'lanish energiyasining kattaligini ifodalaydi.

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

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

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

$$E_{\text{bog'}} = \{ZM_{\text{at}}({}_1^1H) - Zm_e + (A-Z)m_n - M_{\text{at}}(A,Z) - Zm_e\}c^2 = \\ = [ZM_{\text{at}}({}_1^1H) + (A-Z)m_n - m_{\text{at}}(A,Z) - Zm_e]c^2$$

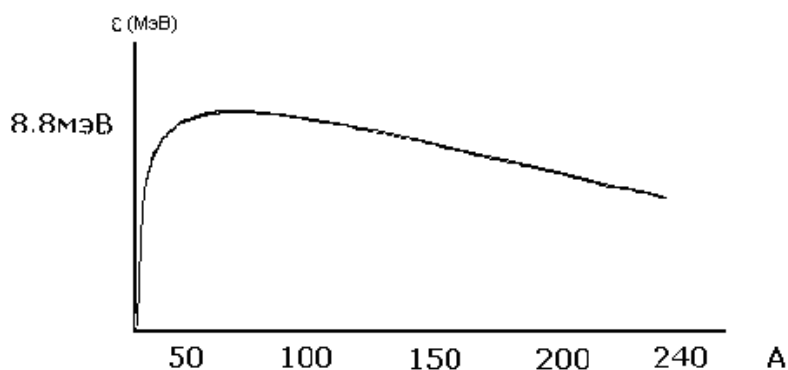
Yadro bog'lanish energiyasining bitta nuklonga to'g'ri keluvchi qiymati solishtirma bog'lanish energiyasi deb ataladi

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{bog'}}}{A}$$

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 4-rasmda keltirilgan.



4-rasm

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 MeVgacha. Eng katta qiymat ($\sim 8,8$ MeV) massa sonlari $A=60$ (temir va nikel)ga yaqin sohasiga to'g'ri keladi. Argon 40 dan qalay 120 gacha bo'lgan oraliqda $E=8,6$ MeV deyarli o'zgarmaydi. Og'ir elementlar tomon 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 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 bog'lanish energiyasi toq-toq yadrolarning $E_{\text{bog'}}$ energiyasidan sezilarli katta bo'ladi. Juft-toq yoki toq-juft yadrolarning $E_{\text{bog'}}$ 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.

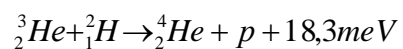
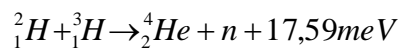
Haqiqatdan, har xil element izotoplarining barqarorligi Z va N larning juft yoki toqligiga bog'liq. Masalan, turg'un izotoplarning ko'pchiligida A juft eng turg'un yadrolar. Juft-toq va toq-juft yadrolarning turg'unligi juft-juft yadrolarnikiga nisbatan kamroq. Toq-toq yadrolarning ko'pchiligi beqarordir. 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/nuklon ga 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 kuchi ta'siri tufayli nuklonlar yadroda bir-birlari 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 qiymatining (8 MeV/nuklon) o'zgarmas bo'lishligi yadro kuchlari 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 sonini A^2 -bog'liq bo'lgan bo'lar edi. Aslida bog'lanish energiyasi $E = \varepsilon A$ –massa sonining A^1 -birinchi darajasiga bog'liq, demak, yadro kuchlari 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).

M:



Bundan tashqari, og'ir yadrolar bo'linishidan o'rta yadrolar hosil bo'lishsa ham, yadro energiyalari ajralishligi mumkin ekanligi aniqlandi.

3-mavzu. Yadro kuchlar

Yadro kuchlarining umumiy tavsifi va hossalari. Yadro kuchlarning o'rganish metodi. Deytron. Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi.

Reja:

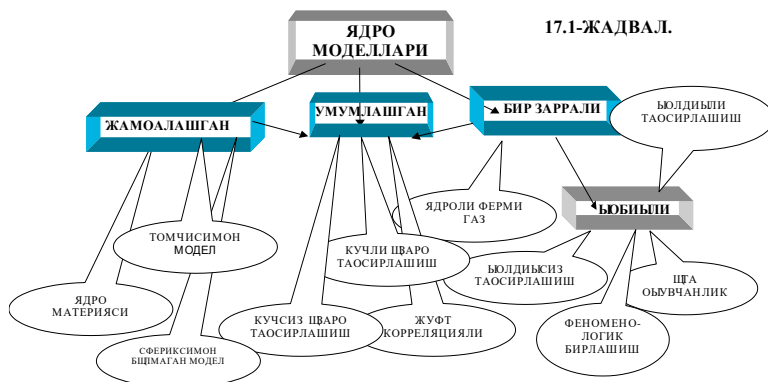
1. Yadro kuchlarining umumiy tavsifi va hossalari. Yadro kuchlarning o'rganish metodi.
2. Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi.
3. Paulining umumlashgan tamoyili.

1. Yadro kuchlarining umumiy tavsifi va hossalari. Yadro kuchlarning o'rganish metodi.

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori

$$F_k = \frac{e * e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34 H$$

bo'lgan o'zaro itarishish kuchi taosir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa, Kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga etadi. Bunday kuchlar taosirida yadrodagi protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining taosiri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori



yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining taosiri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{gp} = \gamma \frac{m_p * m_p}{r^2} \approx 28 * 10^{-36} H$$

ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan 1036 marta kichik. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish

xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Demak nuklonlar orasidagi gravitatsion kuch ham juda kichik bo'lgani uchun nuklonlarni yadroda ushlab turishga qodir emas. 1930 yilga kelib atom fizikasida quyidagi muammo paydo bo'ldi.

Bu muammoni echish uchun butunlay yangicha fikrlashga to'g'ri keldi. Ya'ni, yadroning ichida elektr va gravitatsion tabiatga ega bo'lmagan o'ziga hos aloxida tabiatli yadroviy tortishish kuchlari mavjud bo'lib, bu kuchlar yadroni barqaror holatda ushlab turadi deb tushuntirildi. SHuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajrba yaxshigina o'rganilgan. Bu xususiyatlarning asosiylari quyidagidan iborat:

1) nuklonlar orasidagi masofa $r=(1\div 2)*10^{-15}$ m bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga, $r < 1*10^{-15}$ m masofalarda esa itarishish xarakteriga ega buladi. $r > 2 *10^{-15}$ m masofalarda yadroviy kuchlarning taosiri deyarli sezilmaydi;

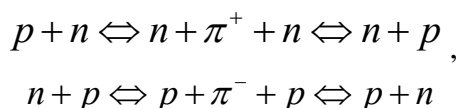
2) yadroviy kuchlarning mikdori o'zaro taosirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'lik emas, ya'ni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro taosirning kattaligi bir xil bo'ladi;

3) yadroviy kuchlar o'zaro taosirlashadigan nuklonlar spinlarining yo'nalishiga bog'liq. Bunga ikkita nuklondan tashkil topgan sistema misol bo'la oladi. Neytron va protonning spinlari faqat parallel bo'lgan taqdirdagina sistema bog'liq bo'ladi, ya'ni deyteriy (N2) hosil bo'ladi. Spinlari antiparalell bo'lgan neytron va proton N2 hosil qilmaydi;

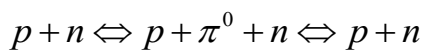
4) yadroviy kuchlar to'yinish xususiyatiga ega, ya'ni har bir nuklon yadrosidagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o'zining atrofidagi chekli sonli nuklonlar bilan bir vaqtning o'zida taosirlasha oladi. YAdroviy kuchlarning bu xususiyati molekuladagi atomlarning valent

bog'lanishini eslatadi. Masalan, vodorod atomi faqat yana bitta atom bilan birikishi, uglerod esa bir vaqtning o'zida boshqa 4-ta atom bilan bog'lanishi mumkin. Ma'lumki, valent bog'lanish molekuladagi atomlarning bir-biri bilan doimo valent elektronlar almashib turishi tufayli vujudga keladi. Vodorod atomining bitta valent elektroni bo'lganligi uchun u bittadan ortiq atom bilan elektron almasha olmaydi. Uglerodni esa, 4-ta valent elektroni bor. SHuning uchun u ikki, uch yoki 4-ta atom bilan elektronlar almashib turishi mumkin. Boshqacha qilib aytganda, valent kuchlarning to'yinish sababi – ularning almashinuvchi kuchlar ekanligida edi. Xuddi shuningdek yadroviy kuchlarning to'yinishi – ularning almashinuvchi kuchlar ekanligidan dalolat beradi. Umuman almashinuvchi kuchlar kvantomexanik tushunchadir. Bunda ikki zarra bir – biri bilan uchunchi xil zarrani doimo almashib turish vositasida bog'langan bo'ladi.

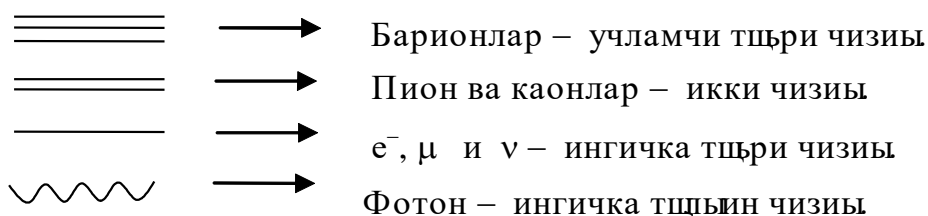
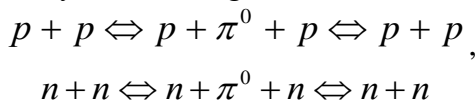
Haqiqatdan, zamonaviy tasavvurlarga asosan, yadrodagi nuklonlar bir – biri bilan π - mezonlar almashib turadi. π - mezonlar uch xil bo'ladi: musbat π^+ , manfiy π^- va neytral π^0 . Proton va neytronning o'zaro ta'sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: proton π^+ chiqarib o'zi neytronga aylanadi, π^+ -ni neytron yutadi va u protonga aylanadi. Bu jarayonni sxematik tarzda



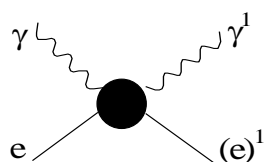
shaklida yozish mumkin. Bunda proton va neytron orasida zaryad almashinishi ro'y beryapti. Proton va neytron orasidagi o'zaro taosiri π^0 vositasida ham ro'y berishi mumkin, lekin bu holda nuklonlar zaryad almashmaydi:



Proton va proton yoki neytron va neytron orasidagi o'zaro taosir ham π^0 vositachiligida o'tadi.



Shunday qilib, nuklonlar doimo mezon chiqarib va yutib turadi, yaoni ular mezonlar buluti bilan qoplangan bo'ladi. Xususan, neytron o'z umrining ma'lum qismini $n + \pi^-$ holatda (bunday holat virtual holat deyiladi)

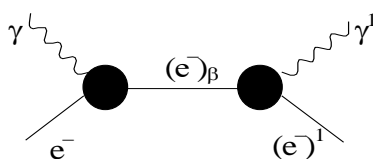


$$\gamma + e \rightarrow \gamma^1 + (e)^1$$

o'tkaziladi. π^- ning orbital harakati tufayli neytron manfiy magnit momentga ($\mu_p = -1,91 \mu_ya$ ekanligini eslang) ega bo'ladi. Xuddi shuningdek

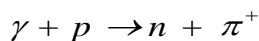
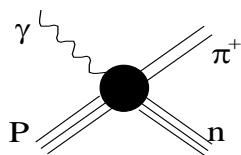
proton ma'lum muddat $n + \pi^+$ virtual holatda bo'ladi. Bu vaqt ichida π^+ orbital harakatda qatnashadi. Shuning uchun protonning magnit momenti μ_ya ga emas, balki kattaroq qiymatga yani 2,79 μ_ya ga teng.

Hozirgi zamon tasavvurida yadroning tuzilishini tushunturish uchun juda ko'p sonli modellar mavjud. Ulardan: tomchi yoki gidrodinamik model, umumlashtirilgan model, qobiqsimon model, juft korrelyatsiya modeli, statistik model va hokazo.



$$\gamma + e \rightarrow (e^-)_\beta \rightarrow \gamma^1 + (e^-)^1$$

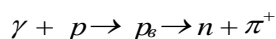
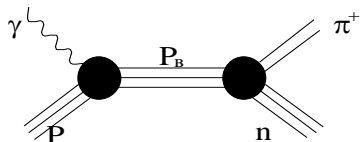
Elementar zarralar o'zaro taosirini grafik usulda tasvirlash Feynman diagrammalari yordamida olib borilishi mumkin. Ushbu diagrammalar yordamida zarralarni o'zaro taosirlashishlari va yangi zarralarni paydo bo'lishini kuzatish mumkin. Zarralarni bir – biridan farq qilishi uchun belgilar qabul qilingan. Tanlab olingan chiziqlar va belgilar aynan shu holda bo'lishi bejiz emas, balki



zarralarni kvark tuzilishini ham hisobga olgan. Diagrammadagi har qanday chiziq zarra va uning holatiga mos ravishda to'g'ri

keladi. Feynman taklifiga binoan diagramma chapdan - o'nga yoki pastdan yuqoriga qarab o'zgartirilib boriladi.

Tushunarli bo'lishligi uchun chiziq yoniga zarraning belgisi ham qo'shib yoziladi. Chap va o'ng tomondan chiziqlarni boshi va oxiri zarra xayoti mavjud ekanligini ko'rsatadi.



Zarralarni to'qnashgan qismi tugun orqali belgilanadi. Tugun (yoki nuqta) – bu kiruvchi va chiquvchi chiziqlarga ega bo'lgan diagrammaning joyiga aytiladi. Tugun orqali butun

jarayonni yoki uning bir qismini belgilash mumkin. Masalan, Kompton – effekt.

Umumiy ko'rinish uchun yuqorida keltirilgan diagramma xaqlidir, lekin asosiy jarayonni tushunish uchun virtual fotonni yutulishi va nurlanishini hisobga olish zarur. Ya'ni, tugunni diagramma uchi deb ham ataladi. Doira bilan murakkab jarayon belgilanadi. Ushbu holda jarayon borishi uchun aloxida vaqt va masofalar o'zgarishi kerak. Nuqta bilan esa, elementar jarayon, lokal sodir bo'luvchi, ya'ni bir zum, bir onda fazoning bir joyida siljishsiz sodir qilinadigan jarayon belgilanadi.

Agar elektron chizig'ining bo'sh uchi bo'lmasa, bunday chiziqlar ichki chiziqlar deb ataladi va ko'pincha virtual zarralarga mos keladi. Diagramma tuzish yo'llari bilan tanishib chiqamiz. Misol uchun protonlarda zaryadlangan pionlarni fototug'ulish yo'li bilan paydo bo'lishini olamiz. Bu jarayonni ehtimolligi bor deb hisoblab, virtual fotonni yutilishi va virtual nuklondan pionni paydo bulishi bilan izohlash mumkin.

Fototug'ulishning mexanizmi quyidagicha: oldin nuklon virtual pionni chiqaradi keyin esa virtual pion fotonni yutib oladi

Shunday qilib, Feynman diagrammalari orqali bo'lib o'tayotgan jarayonlarni kuzatibgina qolmasdan, balki oraliqda sodir bo'layotgan fizik jarayonlarni ham, jarayonlarni bir-biriga bog'lanishlarini ham juda sodda yo'l bilan kuzatish mumkin. SHuni takidlash lozimki, Feynman diagrammasidagi tugunlarda barcha saqlanish qonunlari o'z kuchini yo'qotmaydi: zaryadni saqlanish qonuni, izospin, juftlik va ajiblik son qiymatlari va h.k.

2. Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi.

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-birlariga yaqin, spinlari teng, bir xil statistikaga bo'ysunadi, nuklonlar yadro ichida bir-birlariga o'tib turadilar. Ko'zguli yadrolarning spin, juftliklari, uyg'onish energiyalari deyarlik 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) bo'lishi mumkin, zaryadli (proton) yoki zaryadsiz (neytron) ko'rinishida. 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 sonini 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 ilgari lab harakat qilmaydi. Zarra impuls va orbital momentga ega emas, spinga o'xshash harakat miqdori momentga ega. Bu momentga (hech qanday oddiy momentga aloqasi yo'q) izotopik spin deyiladi.

Izotopik spin kvantlashuvi spin kvantlashuvi kabidir. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin. $T=0, 1, 3/2, \dots$. Izotopik fazada $2T+1$ proektsiyaga ega bo'ladi. Bu aynan bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik spinning biror ξ -o'qqa proektsiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T=0$ bo'lsa, bitta zaryad holat – singlet, $T=1/2$ bo'lsa $N=2*1/2+1=2$ – 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 proektsiyalari $T_{\xi}=+1/2$ protonga mos keladi, $T_{\xi}=-1/2$ esa neytronga mos keladi.

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

Yadroviy o'zaro ta'sir xarakteri nuklon xiliga, ya'ni izotopik spin vektorining proektsiyasiga 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 spini quyidagicha aniqlanadi $T_{\xi} = \sum_{i=1}^A T_i$, Izotopik spin proektsiyasi 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 spini.

$$T = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2}$$

Vektor proektsiyalari soni $2T+1=2*1/2+1=2$. Demak ${}^3\text{He}$ ning xususiyatlariga o'xshash yana bir yadro bo'lishi kerak, bu ${}^3\text{H}_2$ -tritonidir. Uning uchun izotopik spin $T=1/2$, proektsiyasi

$$T_{\xi}({}^3_1\text{He}_2) = \frac{2-3}{2} = -\frac{1}{2} \text{ ga teng.}$$

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi tufayli erishilgan ba'zi bir kattaliklar qiymatlarining izotopik spinga bog'liq tomonlarini ko'rib chiqsak.

2.1-jadval

Ta'sirlashuv tur	z	T_{ξ}	T	R	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	$+1/2=1$	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'sirlashuvda 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 proektsiyasiga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Izotopik spin kichik qiymatiga katta bog'lanish energiyasi to'g'ri keladi. Bunga ko'plab ko'zgu yadrolar misol bo'ladi.

Izotopik spin proektsiyasi nuklonlar soni (barion soni $-B$) va elektr zaryadi bilan quyidagicha bog'langan

$$Z = T_{\xi} + \frac{B}{2} \quad (2.1)$$

Elektromagnit ta'sirlashuvda zaryad va nuklonlar soni saqlanadi. Shunga ko'ra (2.1) dan izotopik spin proektsiyasi ham saqlanishi kerak.

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

Shunday qilib, izotopik spin kuchli ta'sirga ko'ra kechadigan nuklonlar, π va k-mezonlar, giperonlar va antizarralar bilan bo'lgan jarayonlarda albatta saqlanadi.

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, 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 zaryadli holatiga mos keluvchi beshta erkinlik darajasiga egadir. Pauli tamoyiliga ko'ra ikkita aynan bir xil zarralar to'liq funktsiyalari zarralar almashinuviga antisimmetrik bo'lishi lozim. Bu esa koordinat, spin va izotopik spin proektsiyalar to'liq funktsiyalarining simmetrik yoki antisimmetrikligiga bog'liq.

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

Nuklonlar ta'sirlashuvda izotopik spin qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

2.2-jadval

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

Bu yerda 1,2-raqamlar bilan nuklonlar belgilangan strelka yo'nalishi izospin yo'nalishi. 1-3 qatorlarda simmetrik triplet holatlar, 4-qatorda antisimmetrik singlet holat.

Nuklonlar ta'sirlashuvlari S-holatda kechayotgan bo'lsin: u holda to'liq funktsiyalari antisimmetrik bo'ladi.

1) p-p-ta'sirlashuvda $T=1, l=0, S=0$. Izotopik spin to'liq funktsiyasi simmetrik, chunki $T=1$ ga teng, $l=0$ bo'lgani uchun koordinata funktsiyasi ham simmetrik, spin funktsiyasi $S=0$ bo'lgani uchun antisimmetrik ikkita bir xil proton s-holatda spinlari parallel holda bo'la olmaydi, albatta antiparallel bo'lishi kerak. Demak, $\psi_1 \rightarrow \psi_1(l=0), \psi_s \rightarrow -\psi_s(s=0), \psi_{\tau} \rightarrow \psi_{\tau}(T=1) (-1)^{1+S+T} = (-1)^{0+0+1} = -1$.

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 funktsiyasi simmetrik, chunki n, p lar uchun $T=1/2$ o'rin almashtirish bilan T-o'zgarmaydi, spinlari antiparallel

holatda, shuning uchun spin to'liq funktsiyasi antisimmetrik bo'ladi. Shunday qilib, $\psi_1 \rightarrow \psi_1$ ($1=0$) – simmetrik, $\psi_s \rightarrow -\psi_s$ ($s=0$) –antisimmetrik, $\psi_\tau \rightarrow \psi_\tau$ ($T=1$) simmetrik bo'ladi.

$$(-1)^{1+s+T}=(-1)^{0+0+1}=-1.$$

3) n-p – ta'sirlashuv spinlari bir xil yo'nalgan $T=0$; $1=0$; $S=1$, u holda $(-1)^{1+s+T}=(-1)^{0+1+0}=-1$. Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, S-holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta'sirlashuv to'liq funktsiyalari antisimmetrik Pauli tamoyilini qanoatlantiradi.

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

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

$$(-1)^{1+s+T}=(-1)^{1+s+1}=-1 \quad S=1$$

Shunday qilib, nuklonlar ta'sirlashuvini koordinata, spin va izotopik spin kvant sonlari orqali ifodalab, Paulining umumlashgan tamoyiliga bo'ysunishligini ko'rsatish mumkin.

4-mavzu. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari. Yadroviy kuchlar mezon nazariyasi. Zarralar va yadrolarning izotopik spini. Yadro kuchlarining izotopik invariantligi.

1. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari
2. Yadroviy kuchlar mezon nazariyasi
3. Zarralar va yadrolarning izotopik spini
4. Yadro kuchlarining izotopik invariantligi.

1. 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 eV. Yadroni hosil qilib turgan yadro kuchlari nuklonni 8 MeV energiya bilan elektrostatik kuchlar esa atom elektronni 13,6 eV energiya bilan bog'lab turibdi, ya'ni

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

$$13 \text{ eV} - 10^{-5} mc^2 \quad \text{Bundan} \quad \frac{10^{-3}}{10^{-5}} = 10^2 \quad \text{kelib chiqadi.}$$

Yadro kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan yuz marotaba katta ekanligi kelib chiqadi.

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 $\sim 10^{-13}$ 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 kvadrapol momentga ega ekanligidan ko'rinadi.

5) Yadroviy kuchlar almashinuv xarakteriga ega. Bu xususiyati n-p ta'sirlashuvda ko'rinadi. Nuklonlar ta'sirlashuvda o'zaro spin proektsiyalarini, zaryadi hamda koordinatalarini almashadilar.

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'zgarmas yadro radiusiga bog'liq emas. Bu xususiyatga ega bo'lishligi yadroviy kuchning almashinuv xakteri va kichik masofalarda itarishish kuchi sababli tushuntiriladi.

9) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashuvchi nuklonlarning tezligiga bog'liq. Bu xususiyati yaxshi o'rganilmagan. Buning uchun bir necha nuklonlarni 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 yondoshish mavjud.

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'ymaydi. 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 oshsa, yadro kuchlarining 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'ladi, yo'qoladi. Zaryadli zarralar orasidagi ta'sirlashuv foton almashinuv bilan amalga oshadi.

1935 yili 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 printsipligiga ko'ra Δt – vaqt ichida nuklon atrofida ΔE – energiyali virtual mezon zarra tug'iladi:

$$\Delta E \Delta t \geq h \quad (2.2)$$

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

$$\Delta E = \frac{h}{\Delta t} = \frac{h}{\tau_{yad}} \quad (2.3)$$

$$\Delta E = mc^2$$

Bu zarra massasi.

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{h}{\tau_{yad} c^2} \quad (2.4)$$

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida a-masofaga bora oladi.

$$a = c \Delta t = c \tau_{yad} \quad (2.5)$$

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

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

(2.5) dan

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

(2.3) dan

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

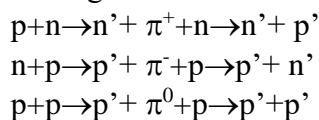
$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{100 meV}{0,51 meV} = 200 m_e \text{ (elektronning tinch holat energiyasi } E_e = m_e c^2 =$$

0,51 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 topildi, bu mezonlar massalari $m_\pi = 270 m_e$, 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 xarakteriga ega.

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

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) bo'lishi mumkin, zaryadli (proton) yoki zaryadsiz (neytron) ko'rinishida. 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 sonini 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 ilgariharakat qilmaydi. Zarra impuls va orbital momentga ega emas, spinga o'xshash harakat miqdori momentga ega. Bu momentga (hech qanday oddiy momentga aloqasi yo'q) izotopik spin deyiladi.

Izotopik spin kvantlashuvi spin kvantlashuvi kabidir. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin. $T=0, 1/2, 1, 3/2, \dots$. Izotopik fazada $2T+1$ proektsiyaga ega bo'ladi. Bu aynan bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik spinning biror ξ -o'qqa proektsiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T=0$ bo'lsa, bitta zaryad holat – singlet, $T=1/2$ bo'lsa $N=2*1/2+1=2$ – 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 proektsiyalari $T_{\xi}=+1/2$ protonga mos keladi, $T_{\xi}=-1/2$ esa neytronga mos keladi.

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

Yadroviy o'zaro ta'sir xarakteri nuklon xiliga, ya'ni izotopik spin vektorining proektsiyasiga bog'liq bo'lmagani uchun u faqat T vektorining 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 spini quyidagicha aniqlanadi $T_{\xi} = \sum_{i=1}^A T_i$, Izotopik spin proektsiyasi 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 spini.

$$T = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2}$$

Vektor proektsiyalari soni $2T+1=2*1/2+1=2$. Demak ${}^3\text{He}$ ning xususiyatlariga o'xshash yana bir yadro bo'lishi kerak, bu ${}^3\text{H}_2$ -tritonidir. Uning uchun izotopik spin $T=1/2$, proektsiyasi

$$T_{\xi}({}^3_1\text{He}_2) = \frac{2-3}{2} = -\frac{1}{2} \text{ ga teng.}$$

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi tufayli erishilgan ba'zi bir kattaliklar qiymatlarining izotopik spinga bog'liq tomonlarini ko'rib chiqsak.

Izotopik spin proektsiyasi nuklonlar soni (barion soni $-B$) va elektr zaryadi bilan quyidagicha bog'langan

$$Z = T_{\xi} + \frac{B}{2} \quad (2.1)$$

Elektromagnit ta'sirlashuvda zaryad va nuklonlar soni saqlanadi. Shunga ko'ra (2.1) dan izotopik spin proektsiyasi ham saqlanishi kerak.

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

Shunday qilib, izotopik spin kuchli ta'sirga ko'ra kechadigan nuklonlar, π va k-mezonlar, giperonlar va antizarralar bilan bo'lgan jarayonlarda albatta saqlanadi.

5-mavzu. Yadro modellari

Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi. Yadro modellari klassifikatsiyasi. Tomchi modeli. Fermi-gaz modeli. Qobiq modeli. Umumlashgan yadro modeli.

Reja:

1. Yadro modellari.
2. Tomchi modeli.
3. Yadro bog'lanish energiyasi uchun Veytzeckerning yarim empirik formulasi.
4. Fermi gaz modeli.
5. Qobiq modeli. Umumlashgan yadro modeli.

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 tuzulishini aniqlash va har xil sharoitlarda unda sodir bo'layotgan jarayonlarni tadqiq 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 nuklon-nuklon sochilishini o'rganish va ${}^2\text{H}$ ning xususiyatlarini tahlil qilishdan iboratdir.

Hisoblashlar uchun ikki nuklon orasida ta'sir etuvchi kuchning kattaligini emas (fazoviy, spin, izospin) koordinatalar funktsiyasi potensial energiyasini bilish kerak bo'ladi. Biroq yadro potentsiali Kulon va gravitatsion potentsiallariga nisbatan ancha murakkab.

Garchan 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 ${}^2\text{H}$ 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 molekullarda birlashtirib turuvchi ximiyaviy 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, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, $2R \geq \lambda$ boshqacha yoqsak $\mu \mathcal{G} \geq \frac{\hbar}{2R}$. Zarraning kinetik energiyasi

$$(\mu \mathcal{G})^2 \geq \left(\frac{\hbar}{2R} \right)^2;$$

$$\frac{1}{2} \mu \mathcal{G}^2 = \frac{\hbar}{8 \mu R^2} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot \frac{1}{2} (1,67 \cdot 10^{-27}) (2,4 \cdot 10^{-13})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 71 \text{ MeV}$$

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 potentsial o'raning chuqurligidan ancha katta.

Demak ${}^2\text{H}$ –uyg'ongan holatda bo'lolmaydi. $\Delta E = 2,2$ MeV ${}^2\text{H}$ ning proton va neytronlari deyarli yarim vaqtini yadro kuchlari ta'siri sohasidan chetda o'tkazadi.

Yadro potentsiali sistemaning holatiga bog'liq. Masalan, ${}^2\text{H}$ 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 potentsial 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 ximiyaviy 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 fikri bo'yicha almashinuv virtual zarralar bilan deb qaraladi. Virtual zarralarning paydo bo'lishi energiya saqlanishi zarra yashash vaqtining juda qisqaligi bilan tushuntiriladi.

Geyzenberg noaniqlik printsipli ko'rsatishicha $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$, zarra yashash vaqti $\Delta t \geq \frac{h}{\Delta E} = \frac{h}{mc^2}$, ta'sir radiusi $R \cong c\Delta t \geq \frac{h}{mc}$.

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvida yadro maydonida massasi $\sim 270 m_e$ 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 potentsialining 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 sodda bo'lishi, shu bilan birga, hech bo'lmaganda u real yadrolarning xususiyatlarini taxminan aks ettirishi 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 ettirish 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 model»lari kiradi.

Ikkinchi yo'nalish «erkin zarralar modellari», bunda har bir nuklon yadroning boshqa nuklonlarning o'rtachalashtirgan maydonida deyarli bog'liqsiz, erkin ravishda harakatlanadi. Bu guruhda fermigaz, qobiqli umumlashgan yoki kollektiv modellar kiradilar.

2. Tomchi modeli.

Tomchi modeli eng dastlabki modellardan biridir. Bu modelni atom nazariyasining asoschilaridan daniyalik olim Nils Bor taklif qilgan. Tomchiga yadroga o'xshashlik dalillari: yadro zichligi juda katta ($\sim 10^{14} \text{ r/sm}^3$) bo'lib, siqilmaydi, yadro hajmining undagi nuklonlar soniga

proportsionalligi ($R=R_0A^{1/3}$; $V=\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$) va turli yadrolarda nuklonlar o'rtacha

energiyasining taxminan doimiyligi ($\epsilon=8 \text{ MeV}$), yadro moddasi bilan suyuqlik tomchisining o'xshashligi. Bunda yadro kuchlari ham suyuqlik molekulari orasidagi ta'sir kuchlariga o'xshash to'yinish qobiliyatiga ega ekanligi kelib chiqadi.

Tomchi modelida yadro zichligi bir xil ekanligi to'g'risidagi eksperimental ma'lumotlarga asoslangan Bor yadrodagi nuklonlarning harakati suyuqlikdagi atom va molekularlarning harakatiga o'xshaydi, deb faraz qiladi. Suyuqlikning tashqi ta'siriga uchramagan tomchisi sirt taranglik tufayli sfera shaklida bo'ladi.

Tomchi modeli yadroning massasi va bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini chiqarish, yadrolarning zarralarni nurlanish 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 xususiyatlarini tushuntiradi. Xususan bu model yordamida neytron yadro bilan to'qnashib, yadroga yutilib gamma-kvantlar chiqishini tushuntiradi. Nuklonlarning yadro ichida nihoyatda katta zichlikka ega bo'lishligi va yadro ta'sirlarining kuchliligi tufayli neytron o'z energiyasini boshqa nuklonlarga beradi, ya'ni izotop hosil bo'ladi, neytron energiyasi yadroda taqsimlanadi. Yadro nuklonlarining tezligi oshadi, uyg'ongan holatga o'tadi. Shuning uchun uyg'ongan yadroni qizdirilgan tomchi deyish mumkin. $T = \frac{E}{k}$ agar nuklon $E \approx 10 \text{ MeV}$ bilan kirsam ($10^7 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ erg}$) bo'lsa uyg'ongan yadroning temperaturasi

$$T = \frac{E}{k} = \frac{1,6 \cdot 10^{-5} \text{ erg}}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1}} \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ grad} \cdot \text{ekvivalent}$$

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 nuklonning 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 ($1 \gg 2$) to'lqin chastotasi

$$\omega_l^2 = \frac{4\pi\sigma l^3}{3M}$$

(M-yadro massasi, σ -sirt taranglik koeffitsienti) $\sigma = 10^{20} \text{ erg/sm}^2$

$$E_\sigma = 4\pi\sigma R^2 A^{2/3} = U_\sigma A^{2/3};$$

Yadro tomchi tebranma energiyasi

$$\hbar \omega_1 \approx \left(\frac{U_\sigma}{3MR^2} \right)^{1/2} \hbar l^{3/2}$$

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. 1-rasmda yadrolarning tebranma uyg'ongan energiya sathlarining nazariy sxemasi keltirilgan.

N=3	E=3hW	_____	0 ⁺ 2 ⁺ 3 ⁺ 4 ⁺ 6 ⁺
N=2	E=2hW	_____	0 ⁺ 2 ⁺ 4 ⁺
N=1	E=hW	_____	2 ⁺
N=0	E=0	_____	0 ⁺

3.1-rasm.

Real yadrolar haqiqatdan ham tebranma modelning oldindan tavsiflariga mos spektrga ega.

Tomchi modeliga asoslanib, Veytszekker deyarli bircha yadrolar uchun tajribalarga qanoatlanarli ravishda to'g'ri keladigan yadro bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini yaratdi.

Tomchi modeliga ko'ra izobar yadrolarda β -yemirilishga nisbatan β -turg'unlik shartini va β -yemirilish turlarini ko'rsatish mumkin. Bo'lardan 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 tebranma holatlar, 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.

3. Yadro bog'lanish energiyasi uchun Veytszekkerning yarim empirik formulasi.

1935 yil K.Veytszekker tajriba natijalariga asosan yadroni suyuq tomchi deb qarab, yadro bog'lanish energiyasi uchun yarim empirik 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.

$$E_{\text{bog'lanish}} = \alpha A \quad (3.1)$$

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 shunday emas, chunki yadro suyuq tomchi – shar shaklida bo'lsa, sirtida joylashgan nuklonlar to'la sirti bilan ta'sirlasha olmaydi, faqatgina ichki tomondan ta'sirlashdi. Shuning uchun sirt energiyasiga tuzatma kiritishlik lozim.

Shar sirti uchun sirt energiyasi $E_{\text{bog'lanish}} = \sigma \cdot 4\pi R^2$ (3.2) bunda σ - sirt taranglik koeffitsienti.

$$\sigma_{\text{yadro}} = 10 \text{ erg/sm}^2 = 10^{17} \text{ J/sm}^2 \quad \left(\sigma_{\text{yad}} \approx 10^2 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2} \right)$$

Yadro sirt taranglik koeffitsientining suvnikiga nisbatan juda katta bo'lishligi yadro bog'lanish energiyasining kattaligidan (R -yadroning radiusi).

$$E_{\text{bog'lanish}} = \sigma \cdot 4\pi R_0^2 A^{2/3} = 4\pi\sigma R_0^2 A^{2/3} = \beta A^{2/3}$$

Yadro hajmi A -proportsional, sirt energiyasi $A^{2/3}$ tartibda oshib borsa, yadro o'lchami oshib borishi bilan sirt yuzasining hajmga nisbati kamayadi, demak og'ir yadrolarda bog'lanish energiyasining sirt energiyasi hisobidan kamayishi pasayadi. Sirt energiyasi $E_{\sigma} \sim A^{2/3}$ tartibda bog'lanish energiyasini kamaytiradi.

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

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 bog'liq bo'lganligi sababli og'ir yadrolarda yetarli darajada katta bo'ladi. Elektrodinamikadan ma'lumki, tekis zaryadlangan shar uchun Kulon energiyasi

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

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 $\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2$ miqdor xarakterlaydi. Shuning uchun yadroning bog'lanish energiyasining

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

Bu haqda 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 ehtimolligiga chiziqli bog'liq: bu ehtimollik esa yadro hajmiga teskari proporsional. Bu tuzatmani yadro tomchi modeli bilan tushuntirib bo'lmaydi, uni Pauli printsipiga 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 (50-55 ta) ning bog'lanish energiyasidan kamroq va nihoyat toq-toq yadrolardan to'rttagina yadro $\{ {}^2_1H, {}^6_3Li, {}^{10}_5B, {}^{14}_7N \}$ turg'un.

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

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

Bog'lanish energiyasi uchun K.Veytsezeker formulasi

$$E_{\text{bog}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-3/4}$$

Bunda birinchi had αA -hajm energiyasi, ikkinchi $\delta A^{-3/4}$ -had sirt, 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.

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - E_s = Zm_p + (A - Z)m_n -$$

$$\alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4}$$

Dastlab, 1954 y. amerikalik fizik Grin ko'plab tajribaga natijalariga ko'ra koeffitsientlarni aniqladilar hozirgi vaqtda koeffitsientlar quyidagicha qiymatga ega:

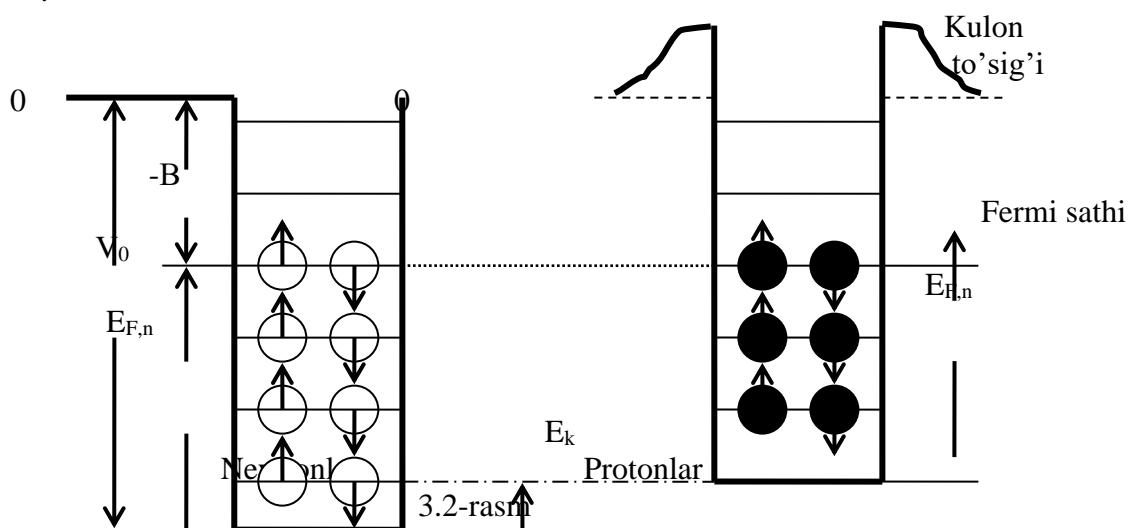
$$\alpha = 15,7 \text{ MeV}, \beta = 17,8 \text{ MeV}, \gamma = 0,71 \text{ MeV}, \xi = 23,7 \text{ MeV}, \delta = 34 \text{ MeV}$$

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

4. 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'ladi.

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. Mikrozzarralarning Pauli printsipiga amal qiluvchi va hamma pastki sathlarni to'liq to'ldiruvchi bunday sistemani aynigan Fermi-gaz modeli deb ataladi. Aynigan Fermi-gaz modeli nuklonlar o'rtasida kuchli o'zaro yadro ta'siri bo'lishiga qaramasdan nuklonlarning to'qnashuvi ta'qiqlanadi va ular xuddi o'zaro ta'siri juda kichik bo'lgandagidek, o'zlarini erkin tutadilar. Aslida esa qandaydir bitta nuklon ikkinchisi bilan to'qnashuvi va o'zining energiya va impulsning 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 pastgi sathlar Pauli printsipiga asosan band bo'ladi. Bu shuni ko'rsatadiki, birinchi va ikkinchi nuklonlar orasida to'qnashuv bo'lmaydi, Pauli printsipi to'qnashuvni ta'qiqlaydi. Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli printsipiga 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 $\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4V}{h^2}$

p dan p+dp 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 impulsi $p_F^n = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0}$,

Kinetik energiyasi $E_F^n = \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} MeV$

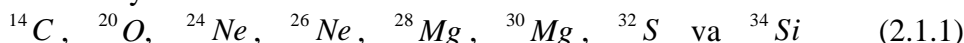
Agar proton va neytron massalari orasidagi kichkina farqni hisobga olmasak, yadro barqaror bo'lishi uchun eng yuqori proton va neytron holatlarning energiyalari bir xil bo'lishi kerak. Og'ir yadrolarda neytronlar soni protonlar soniga qaraganda ancha kattadir (3.2-rasm)

Yadroda tortuvchi markaz bo'lmada, nuklonlarning o'zaro tortishishi natijasida ular sistemaning inertsiya 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'lqin funktsiyasi uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bu tenglamada potensial energiya operatori yoki potensial yadroda ma'lum sondagi nuklonni ushlab turishni ta'minlash lozim.

Yadroning qobiq modeli.

Hozirgi vaqtda eksperimental ravishda ^{221}Fr dan ^{241}Am gacha bo'lgan yigirma beshta yadro aniqlangani, ular asosiy holatdan



tipdagi klasterlarni chiqaradi.

Hosilaviy yadro va uchib chiqayotgan klasterlarning nisbiy harakat energiyalari 28 dan 94 $M \ni B$ gacha o'zgaradi va barcha hollarda potensial to'siq balandligidan kichik bo'ladi. Barcha tadqiq qilingan klaster radioaktiv yadrolar o'z navbatida α -yemirilish yadrolardir.

Eng qiziq jihati shundaki, vaqt birligi ichida ular klaster yemirilish ehtimolligi

λ_{kl} α -yemirilish ehtimolligiga nisbatan uchib chiqayotgan klaster massasi oshishi tartibida kamayadi va 10^{-9} dan 10^{-16} diapazonida yotadi. Bunday nisbatlarning bunchalik kichik qiymatlari radiaktivlikning boshqa

ko'rinishlari uchun oldin analiz qilinmagan va bu natijalar klaster yemirilishini kuzatganlarning rekord natijalarga erishganliklaridan dalolatdir.

Hozirgi kunda atom yadrolarining klaster yemirilish dinamikasini o'rganayotganda ikki xil yondashish bor. Bu yondashuvlar ma'lum chegaraviy hollar sifatida qaralmoqda.

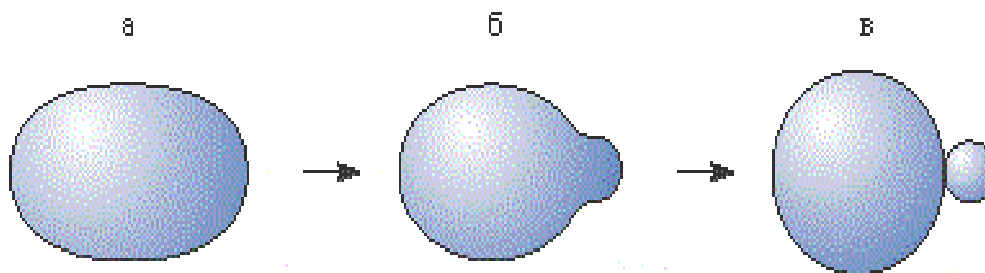
Birinchi yondashishda klaster yemirilish chuqur to'siq osti massalar bo'yicha asimmetrik sponton yemirilishdir.

Bunda ona yadro "a" holatdan o'z shaklini o'zgartira borib oraliq holat bo'lmish "b" dan o'tadi. (2.1.1-chizma)

Bunday qayta qurish gidrodinamik modelning umumlashmasi bo'lgan yadrolarning kollektiv modellariga asoslanadi. Bunday yondashuv hozirgi kunda klaster yemirilishning nozik xarakteristikalarini aniqlashda qiyinchiliklarga duch kelmoqda.

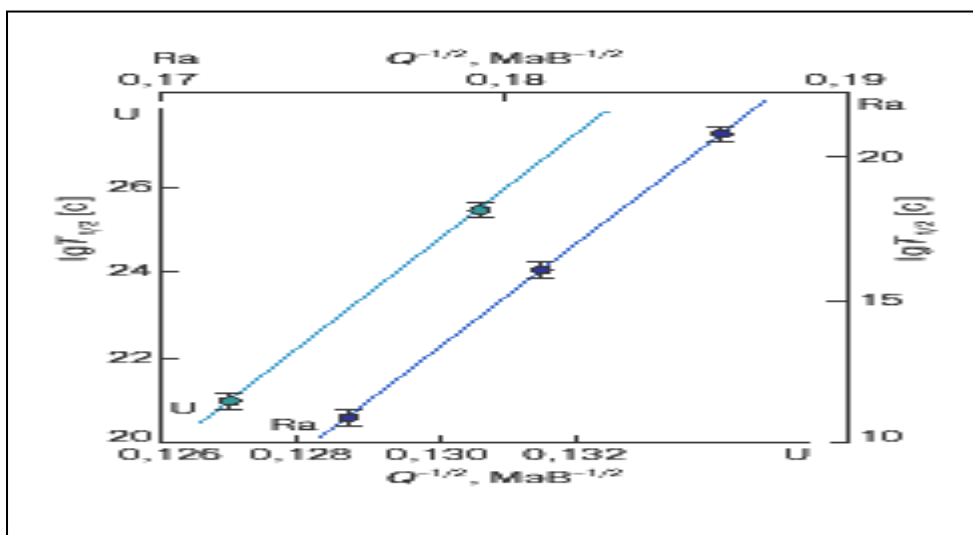
Klaster radioaktiv yadroning kvazi bo'linish modelidagi evolyutsiyasi. Ikkinchi yondashuv α -yemirilish nazariyasi bilan o'xshash. Bu holda oxirgi holatda oraliq holatni chetlab o'tiladi. Bu holda (1.4.2)-formula $\lambda = 2vW_{if}P$ tilida klaster shakllanishining ehtimolligi W_{if} tushunchasidan foydalanadi.

Ikkinchi yondashuvning yutug'i shundaki, α -yemirilish kabi klaster yemirilishda ham Geyger – Hettol (1) qonuni ishlatildi. Bu qonun yarim yemirilishning klaster davri $T_{1/2}$ va energiya Q ni o'zaro bog'laydi. Bu faktni 2.1.2-chizmada ko'rish mumkin.



2.1.1-chizma. Kvaze bo'linuvchi modelda klaster radioaktiv yadroning kvazi bo'linish modelidagi evolyutsiyasi

2.1.2-chizma. Klaster yemirilishlarda radiy va uran juft-juft izotoplar uchun $\lg T_{1/2}$ ning



$Q^{-1/2}$ ga bog'liqligi

Ikkinchi

yondashuv vositasida yadroning o'ta oquvchan modelini qo'llab uchib chiqayotgan klasterlarning spektrlaridagi nozik strukturani bashorat qilish imkoniyati tug'ildi. Keyinchalii bu struktura Sakledagi frasuz

guruhi tomonidan tajribada aniqlandi. bunday yondashuv ma'lum klasterlar yemirilishlarning nisbiy va absolyut ehtimolliklarini aniqlashga imkoniyat yaratdi.

“Klaster” so'zining yemirilishda ishlatilishi prinsipial xarakterga ega. Yadro tarkibiga kiruvchi nuklonlar ancha katta kinetik energiyaga egaki, ular yadro ichida harakatlangan paytda o'zaro to'qnashib, juda qisqa vaqt ichida shunday guruhlarni tuzadiki, ular xarakteristikalari jihatidan xuddi shunday massali alohida yadrolarga o'xshashdir.

Nuklonlarning bunday guruhlarini klasterlar deb atashadi. Klaster nuklonlari ma'lum holatlarda joylashgan. Ya'ni yadro ichidagi fazoviy jihatdan tashqari ular energiya, impuls va hokazo fizik kattaliklarning aniq qiymatlariga ham egadir. Klaster tarkibiga kirmagan nuklonlar ham uning hosil bo'lish paytida qandaydir holatda bo'ladi. Agar ma'lum tipdagi (μ , α -klasterlar) klasterlar yadroda ancha uzoq (yadro o'lchovlari bo'yicha) yashab tursa, bunday klasterlashga statik klasterlash deyiladi.

Statik klasterlashga klaster nuklonlari boshqalardan o'zining xarakteristikalari, masalan:

- energiya va impuls qiymatlari bilan ajralib turadi. Statik klasterlashdan farqli ravishda dinamik klasterlash nuklonlarning biron xususiyati bilan bog'lanmagan. Dinamik klasterlash ba'zi yadro reaksiyalarida ma'lum ko'rinishdagi klasterlarning chiqishini kuzatish imkoniyatini yaratadi.

Ammo oddiygina qilib, klaster stabil deb qarash mumkin emas. Birinchidan, klasterni tashkil etuvchi nuklonlar vaqtning turli momentlarida bir xil emas, turlichadir. Bundan tashqari yadro tarkibiga kiruvchi proton va neytronlarni farqlash qiyinligi, aynan qaysi nuklonlar klasterni tashkil qilishini aytish qiyin. Ikkinchidan, klasterlar tez hosil bo'lib (vaqtning yadro o'lchovida), xuddi

shunday tez yo`qoladi. Faqatgina ba`zi tipdagi klasterlarning boshqalariga nisbatan hosil bo`lish ehtimolligi yuqoriroq.

Klaster kanali tushunchasini ko`ramiz. Agar massa soni A bo`lgan yadroda vaqtning ma`lum momentida bir qism nuklonlar x klasterini hosil qilsa, qolgan $A-x$ nuklonlar ham qandaydir holatda bo`ladi. Agar bu paytda x yoki $A-x$ guruhga tashqi ta`sir bo`lsa, masalan, elektron zarba, u holda yadro ikki qismga (sistema ostiga) bo`linishi mumkin.

Bunda yadro sistemasi tashqi qo`zg`atuvchi ta`sirida ikki klasterli kanalga o`tdi deyiladi. Ba`zi hollarda yadro uch va undan ortiq bo`laklarga bo`linishi mumkin, ya`ni multiklaster kanaliga o`tadi. Klaster yemirilishda

yadro sistemasi o`z-o`zidan ikki klasterli kanalga o`tadi.

Bunda yadro ikki qismga: ona yadrodan uchib chiqayotgan klaster va hosilaviy yadro.

Atom yadrolarida yadroning qo`zg`alish energiyasi ixtiyoriy bo`lmasdan, faqat ma`lum qiymatlarni qabul qilish mumkin. Ular yadro sathlari (holatlari) deb ataladi. Ba`zi sathlar va ular xususiyatlarini yadroning klster modeli asosida tushuntirish mumkin. Bu model (uni ba`zan multiklaster modeli deb ham atashadi) yadroda ma`lum tipdagi yetarlicha turg`un klasterlarning mavjudligidan kelib chiqadi.

Yengil yadrolarning sathlarini ifodalash uchun klaster modeli ancha qo`llash sohalari egalladi. Ma`lumki, juft sondagi proton va neytronlardan iborat yengil yadrolarning pastda yotuvchi holatlari bu model bilan aniqlanadi.

Demak, bu holatlar α -klaster strukturaga ega. Bu strukturaning hosil bo`lishiga sabab yadro fizikasida yaxshi ma`lum bo`lgan.

Mayoran kuchlarining borligi. Bu kuchlarning borligi shunga olib keladiki, yadrolarda energetik jihatdan shunday holatlar qulay bo`lib qoladiki, unda ikkita proton va va ikkita neytrondan va yig`indi spini nolga teng nuklonlar shunday guruhlarga birlashadi. Nuklonlar fazoviy to`lqin funksiyasiga nisbatan simmetrik erkin zarracha ham xuddi shunday xususiyatga ega.

Har qanday yadrolarning yemirilishi u energiyaning saqlanish qonuniyatiga javob bera olishi bilan aniqlanadi. Boshqacha aytganda yemirilish uchun Q energiyaning yetarli yoki yo`qligi muhimdir (spontan yemirilishlar uchun $Q > 0$). Mendeleyev davriy sistemasining ikkinchi qismida joylashgan va ancha yengil elementlardan yadrosida bitta nuklon kam bo`lgan bog`lanish energiyasiga ega elementlar uchun bu talab yemirilishning katta sondagi turli variantlari uchun qanoatlantiriladi.

Ammo yemirilish bu shartlar bajarilganda ham har doim eksperimental tasdiqlanmaydi. Ko`p hollarda zarrachaning yadro tashqi sohasiga yaqin potensial to`siq orqali o`tish ehtimolligi juda kichik.

Potensial to`siq yadro sirti yaqinida joylashgan musbat zaryadlangan zarrachaga yadro tomonidan qarama-qarshi yo`nalgan yadro tortishish kuchi va Kulon itarishish kuchlarining ta`siridan hosil bo`ladi. Mos potensialining qo`shilishi potensial to`siq ko`rinishidagi natijaviy potensial shakliga olib keladi.

Og`ir yadrolarning α - yemirilish va spontan bo`linishida hosil bo`ladigan bo`laklarga potensial to`siqlardan o`tish ehtimolligi shunday qiymatlarga egaki, chiqqan bo`laklarni eksperimentatorlar kuzatib biladi.

Balandligi B_x bo`lgan potensial to`siqdan energiyasi Q_x bo`lgan x zarracha o`tayotganda yemirilish hosil bo`lsin. Bu potensial to`siqning muhim xususiyati shundaki, energiya Q_x o`sishi bilan undan x zarrachaning o`tish ehtimolligi ham oshadi. Bu esa yuqoridagi

ehtimollikni $\frac{Q_x}{B_x}$ bilan ifodalab bo`la olishini ko`rsatadi. Hisoblashlar ko`rsatadiki, $\frac{Q_x}{B_x}$ nisbatning

qiymati zarrachalarga nisbatan og`ir yadrolarda katta ekan. Demak, yadrolardan uchib chiqayotgan zarrachalarning soni ham katta bo`lishi kerak. Bunday xulosa tajribalarda o`z tasdig`ini topmadi. Yana bir asosiy jihatni e`tiborga olish lozim: yemirilish vaqtida klaster yemirilayotgan yadroning ichidagi yoki sirtidagi nuklonlardan shakllanishi lozim.

Hisoblashlar ko`rsatadiki, og`ir zarrachaning hosil bo`lish ehtimolligi oddiyroq obyekt hisoblangan α -zarrachaning hosil bo`lish ehtimolligidan ancha kichik. Bu fakt klaster yemirilishda potensial to`siq orqali o`tish ehtimolligi o`zgarishidan ko`ra ko`proq ta`sir etadi.

X zarrachaning potensial to'siqdan o'tish va undan qaytish ehtimolliklarining nisbatiga to'siq kiruvchanligi P_x deyiladi. Klaster yemirilish ehtimolligini aniqlovchi faktorlar: yemirilish energiyasi, klaster shakllanish ehtimolligi va potensial to'siq kiruvchanligi.

Klaster yemirilishning birinchi eksperimental isboti ^{223}Ra yadrolarning yemirilishida kuzatilgan bo'lib, unda ^{14}C klaster qariyb 30 MeV energiya bilan chiqadi. Hosilaviy yadro sifatida seyrli yadroga ^{208}Pb ikki karrali yaqin ^{209}Pb hosil bo'ladi. Aytib o'tish joizki, proton va neytronlar soni 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 bo'lgan yadrolarning qo'lini yadrolarga nisbatan katta bog'lanish energiyasiga ega.

Tajribalar ko'rsatadiki, ^{223}Ra yadrosidan ^{14}C chiqarilishi ehtimolligi shu yadrodan α -zarrachalarning chiqish ehtimolligidan 10^{10} marta kichik.

6-Mavzu: Radioaktivlik

Radioaktivlik hodisasini mohiyati. Radioaktiv yemirilishning asosiy qonunlari. Ketma-ket yemirilishlar. Alfa-yemirilishi. Alfa-yemirilishi nazariyasi. Beta-yemirilishi. Beta-yemirilish nazariyasi.

Reja:

1. Radioaktivlik.
2. Aktivlik.
3. Alfa-yemirilish.
4. Beta-yemirilish.
5. Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari.
6. Beta-turg'unlik sharti va yemirilish turlari.
7. Beta-spektr va neytrino.

1. Radioaktivlik.

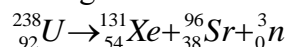
Radioaktivlik vaqtida bir yadro holatidan ikkinchi yadro holatiga o'tadi, bu bilan yadro o'z tarkibida bo'lgan va radioaktivlik vaqtida vujudga keluvchi zarralar (M: alfa, proton, beta, va h.) yengil yadrolar hamda fotonlarni chiqarishi mumkin. Buning natijasida yemirilayotgan yadrolarning tarkibi yoki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

Radioaktivlik tabiiy sharoitda ro'y berib qolmay, 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.

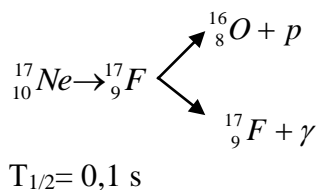
Radioaktivlik yadroning ichki xususiyati bo'lib, har bir yadro o'ziga xos yemirilish turi, intensivligiga ega. Radioaktivlik xususiyati tashqi ta'sirlar (temperatura, bosim, elektr yoki magnit maydon)ga bog'liq emas. Ko'pgina radioaktiv yadrolar nishon yadroni turli tezlashtirilgan zarralar bilan bombardimon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

Dastlabki radioaktiv nurlanishlar tahlili tabiiy radioaktivlik vaqtida alfa, beta zarralar va qisqa to'liqinli gamma fotonlar ekanligini 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 etdi.

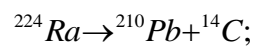
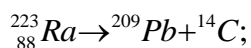
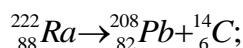


Qaysiki, yadrolarda protonlar soni oshib ketishsa bir proton, ikki proton yemirilishi mumkin. G.F.Flerov 1963 yili proton yemirilishini kuzatgan.



Albatta, proton yemirilish ehtimoliyati raqobatlashuvchi alfa va beta-yemirilishlarga nisbatan juda kichik bo'ladi.

1984 yili Oksford universiteti xodimlari radiy yadrolarining alfa zarralarga nisbatan yirik ${}^{14}\text{C}$ yadrosini nurlanishini qayd qilishdi



1985 yili Dubna va Amerika fiziklari Ne-yemirilishni kashf etdilar.

Radioaktiv yemirilish saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi.

Radioaktiv yemirilish statistik xususiyatga ega bo'lgan jarayondir. Yemirilayotgan yadrolardan qaysi birini qachon yemirilishini aytolmaymiz. Lekin vaqt birligi ichida nechitasi

yemirilishligini aniqlash mumkin. Shuning uchun radioaktivlikni yemirilish ehtimoliyatiga 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,

$$-dN = \lambda N dt \quad (4.1)$$

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.

(4.1) tenglamani yechish uchun quyidagicha yozamiz:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{N} &= -\lambda dt && \text{integrallasak} \\ \int \frac{dN}{N} &= -\lambda \int dt; && \ln N = -\lambda t + \ln C \\ t=t_0 \quad \text{bo'lganda} \quad N=N_0; & \quad \ln N = \ln C = \ln N_0 & \quad N=N_0=C \\ \ln \frac{N}{N_0} &= -\lambda \cdot t; && N = N_0 e^{-\lambda t} \end{aligned} \quad (4.2)$$

(4.2) formula radioaktiv yemirilish qonuni deyiladi.

Bu qonunga ko'ra radioaktiv yadro vaqt o'tishi bilan eksponensial ravishda kamayib boradi. Formula istalgan vaqt momentida yemirilish ehtimoliyatini aniqlashi mumkin. Lekin (4.2) formula radioaktiv yadrolarning yemirilish intensivliklarini bevosita taqqoslab bo'lmaydi, aniq fizik ma'noga ega emas. Shu maqsadda yarim yemirilish tushunchasi kiritiladi. Yarim yemirilish davri shunday vaqt, bu davr ichida dastlabki radioaktiv yadro ikki marta kamayadi.

U holda (4.2) ifodani yoza olamiz:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}; \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}; \quad \ln 2 = \lambda T_{1/2} \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (4.3)$$

(4.3) 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 kichik 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

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

τ -ning qiymatini (4.2) 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 xarakterlanishi mumkin ekan. Bu kattaliklar o'zaro quyidagicha munosabatda:

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

2. Aktivlik.

Radioaktiv namunaning vaqt birligida yemirilishlar soni aktivlik deb ataladi.

$$(4.1) \text{ formuladan} \quad dN = \lambda N dt$$

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

Aktivlik birligi qilib SI sistemasida bekkerel (Bk) qabul qilingan: 1Bk=1 yemir/s. Hosilaviy birliklari kyuri (Ku), rezerford (Rd); 1 Ku=3,7*10¹⁰Bk, 1 Rd=10⁶Bk.

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. Haqiqatdan ham yemirilishlar barcha turlari yadroda kechadi. Ma'lumki, yadro kuchlari uchun ta'sirlashuv vaqti ~10⁻²¹ s, lekin radioaktiv yemirilish davri esa 10¹⁰ yillar (M: ²³⁸U uchun T_{1/2}=10¹⁰ y, bu 10¹⁷s) bo'ladi. Ya'ni ²³⁸U yadrosidan chiquvchi α - zarra yadroda 10³⁸ marotaba aylanadi navbatdagi 10³⁸+1 aylanishda yadrodan chiqishi mumkin ekan.

Radioaktiv yemirilishlarda nurlanishlarning kechikishi quyidagicha:

1) Zaryadli zarralar yadrodan chiqishda Kulon to'sig'iga uchraydi (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 berishligi. (Yadroda beta-yemirilish kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra amalga oshadi, shunga ko'ra yadro ta'sirlashuvdan kuchsiz ta'sirlashuv necha marta kichik bo'lsa, yemirilish vaqti shuncha marotaba kechikadi).

3) Yemirilish energiyasining kichik bo'lishligi radioaktivlik vaqtini kechiktiradi. (Masalan, yuzta nuklonli A=100 yadro uyg'onish energiyasi 10 MeV bo'lsin. Har bir nuklonga 0,1 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 ehtimoliyati bor).

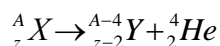
4) Radioaktiv yadro va mahsul yadrolar kvant xususiyatlarining (spin, juftlik, orbital moment) keskin farq qilishligi. Masalan, dastlabki yadro h_{11/2} holatda, mahsul yadro S_{1/2} holatda bo'lsin, bunda dastlabki yadro uchun I=11/2, l=5, P=-1, mahsul yadro uchun I=1/2, l=0, P=+1, ΔI=5, Δl=5 juftlik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

3. Alfa-yemirilish.

Alfa-yemirilish yadroviy kuchlar ta'sirida barcha saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi. Alfa zarralar xossalari o'rganish zaryadi Z=2, massa soni A=4, bog'lanish energiyasi E=28 MeV, spini I=0, magnit momenti μ=0 bo'lgan yalong'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 qilinadilar.

Alfa-yemirilgan yadro zaryadi ΔZ=2, massa soni ΔA=4 ga kamayadi, davriy sistemada ikki katak oldinga siljiydi:



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

$$M(A, z) > M(A-4, z-2) + M({}^4_2 He) \quad (4.4)$$

ya'ni dastlabki ona yadroning massasi (energiyasi) hosilaviy yadro va alfa-zarra massa(energiya)lari 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.

$$E_{\alpha} = [M(A, z) - M(A-4, z-2) - M({}^4_2 He)]c^2 = T_{\alpha} + T_{h.ya} \quad (4.5)$$

bu yerda T_α + T_{h.ya.} -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 ($p_{h.ya.}$) impulslar tengligidan α -zarra va hosilaviy yadrolar tepki energiyasini topish mumkin

$$\vec{p}(A, z) = p_\alpha + p_{h.ya.} \quad (4.6)$$

$$\vec{p}(A, z) = 0 \quad \left| \vec{p}_\alpha \right| = \left| \vec{p}_{h.ya.} \right| \quad (4.7)$$

$$M_\alpha T_\alpha = M_{h.ya.} T_{h.ya.}; \quad T_{h.ya.} = \frac{M_\alpha}{M_{h.ya.}} T_\alpha$$

(4.5) shartdan

$$E_\alpha = T_\alpha + T_{h.ya.} = T_\alpha + \frac{M_\alpha}{M_{h.ya.}} \cdot T_\alpha = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{h.ya.}}\right) \cdot T_\alpha ;$$

$$T_\alpha = \frac{M_{h.ya.}}{M_\alpha + M_{h.ya.}} \cdot E_\alpha \quad (4.8)$$

Xuddi shuningdek $T_{h.ya.} = \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_{h.ya.}} \cdot E_\alpha \quad (4.9)$

Shunday qilib, α -yemirilish energiyasi E_α ning asosiy qismi 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 $E_\alpha = 6,203 \text{ MeV}$

(4.8) va (4.9) formulalarga ko'ra

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

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

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 chiqarishadi, bunga α -yemirilishning nozik strukturasi deyiladi. Masalan,

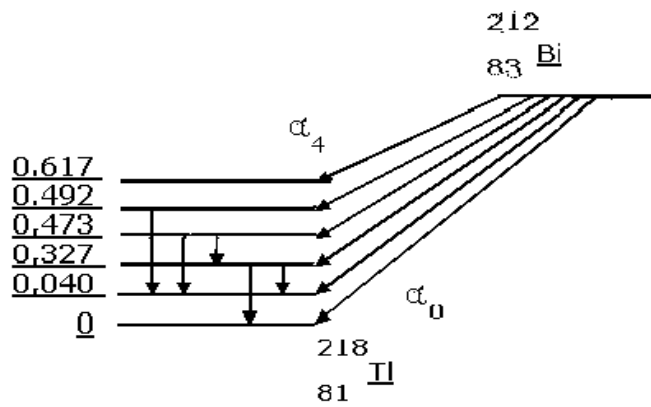
$$T_{\alpha 1} = 4,88 \text{ MeV} (96\%)$$



$$T_{\alpha 2} = 4,68 \text{ MeV} (4\%)$$

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 yadro asosiy holatiga uyg'ongan holatidan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadilar (4.1-rasm).

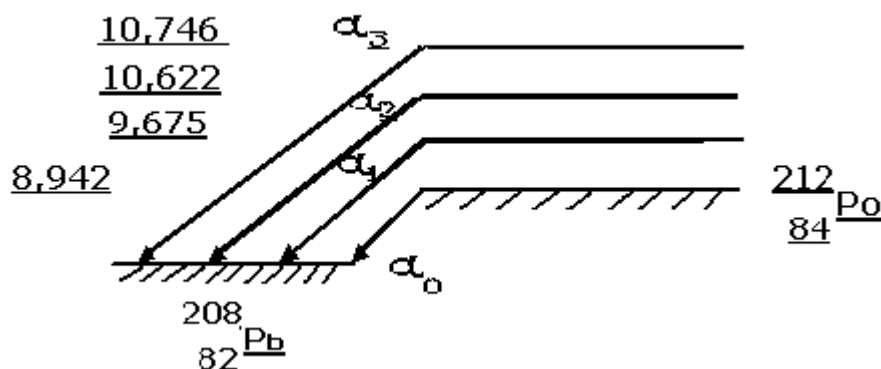


4.1-rasm.

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 qiymatiga mos kelsa, qolgan $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ - zarralar energiyalari mos ravishda uyg'onish energiya qadar kichik chiqadi.

Ba'zi hollarda 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 chopuvchi alfa-zarralar deb ataladi (4.2-rasm).



4.2-rasm

Bunda $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ lar α_0 -dan uyg'onish energiyalari qadar energiyalari ortiq bo'ladi. Uzoq chopuvchi α -zarralar yemiriluvchi yadroning yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.

3) Alfa zarralar intensivligi energiyasiga bog'liq bo'lib, energiyasi oshishi bilan intensivligi keskin osha boradi.

4) Alfa tabiiy radioaktiv izotoplardan chiquvchi α -zarralar energiyalari $4\text{MeV} < T_\alpha < 9\text{MeV}$ oralig'ida, bu yadrolarning yarim yemirilish davrlari $T_{1/2}$ esa $3 \cdot 10^{-7}$ sekund $< T_{1/2} < 5 \cdot 10^{15}$ yil oralig'ida bo'ladi. Alfa zarralar kinetik energiyalari nisbati 2,5 marta o'zgarsa, yarim yemirilish davrlari nisbati 10^{24} marotaba o'zgaradi. Lekin shunday katta farq bo'lishiga qaramasdan alfa yemirilish davri bilan energiyasi o'rtasidagi aloqadorlik mavjud. Alfa zarralar energiyasi 1% kamaysa, yarim yemirilish davri 10 marotaba oshadi, agar energiya 10% kamaysa, yarim yemirilish davri 2-3 tartibga o'zgaradi. Tajriba natijalariga asoslanib bu bog'lanishni 1911-1922 yillar Geyger-Nettollar aniqlaganlar.

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (4.10)$$

Bu yerda λ -yemirilish doimiysi, A, B -doimiy sonlar (radioaktiv oilalarga xos bo'lgan o'zgarimas son), R_α - α -zarraning havoda chopish masofasi.

Alfa zarraning havoda chopish masofasi kinetik energiyasi orqali $R_{sm}=0,3 T_{\alpha}^{3/2} \text{ MeV}$ ifodalanadi. U holda (4.10) ifodani

$$\lg \lambda = \text{Alg} T_{\alpha} + B' \quad (4.11)$$

ko'rinishda yozamiz.

(4.11) Geyger-Nettol formulasi ahamiyati shundaki, uzoq yashovchi alfa yemiriluvchi yadrolarning yarim yemirilish vaqtini bevosita o'lchash mumkin bo'lmagan yadrolarda bu yadrolardan chiqayotgan hajm energiyasi, ikkinchi α -zarralar kinetik energiyasiga ko'ra yemirilish vaqtini aniqlash mumkin.

5) Alfa yemirilish energiyasi massa soniga bog'liq bo'lib, massa sonining oshishi bilan energiyasi oshib boradi, bu o'zgarishda ikkita maksimum qiymati uchraydi: biri $A=145$ da, ikkinchisi $A=212$ da.

Alfa energiyasining massa soni A oshishi bilan o'sib borishligini tomchi modeliga ko'ra, Kulon energiyasi oshishligi bu bilan bog'lanish energiyasining kamayib, massasini oshib borishligi bilan tushuntirish mumkin. Ya'ni dastlabki yadroda hosila yadroga qaraganda zaryad katta, Kulon energiyasi katta, bog'lanish energiyasi kichik, massasi esa oshib boraveradi. Alfa zarralar energiyasi oshib borishligini solishtirma bog'lanish energiyasiga ko'ra tushuntirish mumkin. Solishtirma bog'lanish energiyasini massa soniga bog'liqlik grafigidan ko'rinib turibdiki, o'ta og'ir yadrolarga qariyb 5,5 MeV to'g'ri keladi. Bu degan so'z, og'ir yadrodan bir proton yoki bir neytronni ajratib olish uchun yadroga 5,5 MeV energiya berish zarur, demakdir.

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-zarraning aynan elektron ekanligiga $\beta \equiv e$ quyidagi ilmiy dalillarni keltirish mumkin:

- 1) β^- - zarra zaryadi, massasi, spini, magnit momenti elektronnikiga teng;
- 2) β^+ - zarra atom qobiq elektronlari bilan annigilyatsiya beradi $\beta^+ + e \rightarrow \gamma + \gamma$ (annigilyatsiyalashuvni faqat antizarralargina vujudga keltiradi);
- 3) Beta-yemirilish atom qobiq elektronlarini yadro tomonidan qamrab olish bilan ham bo'ladi.
- 4) Beta-zarra elektron kabi Pauli tamoyiliga buysunadi, 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 ham tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatan ham impuls va koordinata noaniqligi tamoyiliga asosan

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

$$T = \Delta p \cdot c = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{sm}}{\text{s}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ erg} =$$

$$= 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-6}} \text{ MeV} = 20 \text{ MeV}$$

β -yemirilish energiyasidan katta bo'lib ketadi.

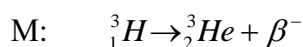
Xulosa qilib aytish mumkinki, β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas, yemirilish vaqtidagina paydo bo'ladi.

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 -yemirilishini vujudga keltiradi.

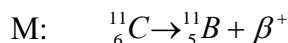
Shuni alohida ta'kidlash mumkinki, erkin neytron $n \rightarrow p + \beta^-$ - bo'yicha β^- - yemirilish ekan. Bu yemirilish yadro va elektromagnit kuchlari tufayli deb bo'lmaydi, chunki yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xususiyatiga ega bo'lgani uchun erkin neytronga ta'sir etmaydi, neytron 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.

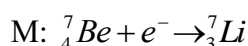
1. β^- - yemirilish yadroda neytronlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^-$ yemiriladi, bu bilan ${}^A_z X \rightarrow {}^A_{z+1} Y + \beta^-$ zaryadi bittaga oshadi.



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



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.



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

5. Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari

1. Yuqorida bayon qilinganidek, β^- - yemirilishda yadro zaryadi bittaga oshadi. 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 elektronlar bog'lanish energiyalarini hisobga olmaganda dastlabki va hosila atomlar massalari ayirmasiga teng bo'ladi

$$E_{\beta} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z+1)]c^2 \quad (5.1)$$

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

$$E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z) - 2m_e]c^2 \quad (5.2)$$

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

$$E_e = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z)]c^2 \quad (5.3)$$

(5.2) va (5.3) energetik shartlardan yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan katta bo'lganda β^+ va e_q hodisalari 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. $\omega_{\text{eq}}/\omega_{\beta^+}$ nisbat berilgan yemirilish energiyasida Z ning ortishi bilan ortib boradi. Yengil va o'rta yadrolarda β^+ -yemirilish ehtimoliyati katta, chunki qobiq elektronlarining yadroga tushish ehtimoliyati kichik, yadro zaryadi o'sishi bilan qobiq yaqinlashadi biror qobiq elektronlarning yadroga tushish ehtimoliyati 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 $r_0=10^{-8}-10^{-10}$ sm.

Bundan ko'rinib turibdiki, og'ir yadrolarda R o'sib boraveradi, elektron qobiq radiusi r_0 kichiklashaveradi, bu esa elektron qamrash ehtimoliyatini keskin oshiradi.

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 β – yemirilishga nisbatan turg'un, qolganlari esa radioaktiv bo'ladi.

Ma'lumki, bog'lanish energiyasi massasi bilan quyidagicha bog'langan

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_{\text{bog}}, \quad (5.4)$$

ΔE_{bog} - energiyasi uchun Veytsezeker formulasi orqali ifodasini keltirib qo'ysak

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z \right)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (5.5)$$

(5.5) ifodadan ko'rinib turibdiki, yadro massasi M yadro zaryadi Z^2 –bog'lanishda bo'lib, grafigi parabola chizig'ini beradi. Izobar yadrolar $A=\text{const}$ ichida β -turg'unlik sharti bog'lanish energiyasining maksimum, massasining eng minimum qiymatiga mos keladi. Shuning uchun (5.5) ifodani $A=\text{const}$ deb o'zgaruvchi Z ga nisbatan M ning maksimum qiymatini olish lozim, buning uchun (5.5) dan Z bo'yicha hosilasini olib, ekstrum qiymatini topamiz.

(5.5) ifodada 5 va 6 hadlar (Kulon va simmetriklik energiyalariga mos keluvchi) Z ga bog'liq

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

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

hosila olsak

$$2\gamma ZA^{-1/3} - 4\xi + 8\xi Z \frac{1}{A} = 0 \quad A \text{ ga ko'paytirsak}$$

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

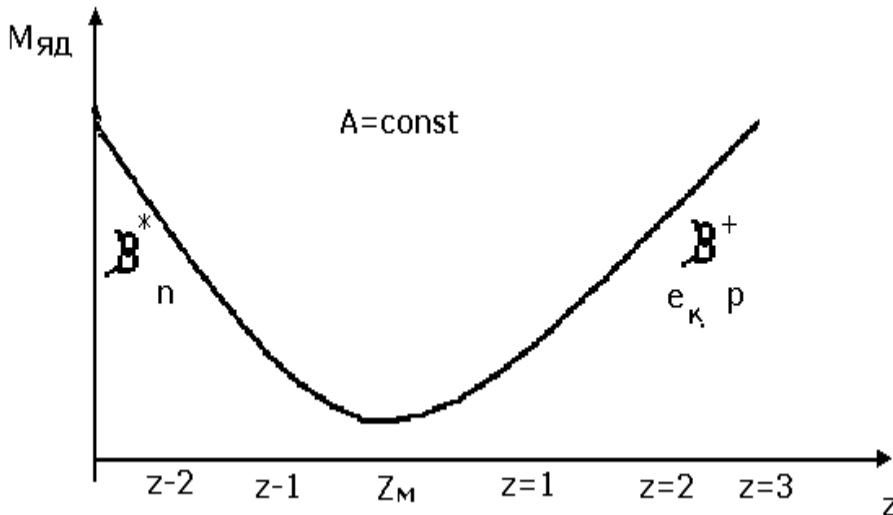
$$Z(\gamma A^{2/3} + 4\xi) = 2\xi A$$

$$Z = \frac{2\xi A}{\gamma A^{2/3} + 4\xi} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma A^{2/3}}{2\xi}} \quad (5.6)$$

$\gamma=0,710$ MeV, $\xi=23,7$ MeV qiymatini e'tiborga olsak (5.6) ifoda

$$Z = \frac{A}{2 + \frac{0,710}{23,7} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015A^{2/3}} \quad (5.7)$$

(5.7) 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_q yo'li bilan zaryadini kamaytirib muvozanatga intilsa, $Z < Z_M$ yadrolarda esa neytronlar soni ortiqcha bo'lib, protonlar noyob bo'lishadilar, bu soha yadrolar $n \rightarrow p + \beta^-$, β^- yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holatga kela boshlaydilar (5.1-rasm).



5.1 rasm

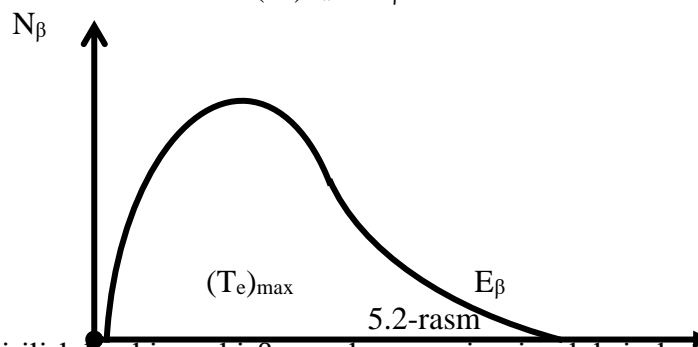
Beta-yemiriluvchi yadrolarning toq-juft bo'lishiga ko'ra parabola chizig'i bir-birlariga nisbatan siljigan bo'lishadilar. Juft-juft yadrolarda bog'lanish energiyasi katta bo'lgani uchun parabola chizig'i eng pastga siljigan bo'ladilar.

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

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 ekanini ko'rsatdi (5.2-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 holatlariga yemiriladi, uyg'ongan holatdan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadilar deb qarashadi. Bu to'g'ri emas, ko'pgina yadrolardan gamma-kvantlar umuman nurlanmaydi.

2) Ikkinchisi β -yemirilishda vujudga kelgan zarralar energiyasining bir qismi atomda yutiladi deb qaraladi. Bu taxminni aniq kilometrik o'lchashlar tasdiqlamaydi, spinini ham tushuntirib bo'lmaydi

$$\begin{array}{ccc} n \rightarrow p + \beta^-; & p \rightarrow n + \beta^+; & e + p \rightarrow n \\ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ \hline 2 & 2 & 2 \end{array} & \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ \hline 2 & 2 & 2 \end{array} & \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ \hline 2 & 2 & 2 \end{array} \end{array}$$

Beta-yemirilishda spektrning uzluksizligi 1931 yili 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 holatdagi massasi nol bo'lishi, chunki β^- spektr 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 chopish 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

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

Neytrinoning tinch holat massasi qiymati β -spektrga ko'ra aniqlanadi. Neytrino massasi va β -spektr maksimum energiyalari farqiga teng. Tajriba natijalari neytrino massasining yuqori chegarasi $m_\nu < 35 \text{ eV}$ bo'lib, elektron massasidan 15 000 marotabalar kichik ekanligini ko'rsatadi.

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

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

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

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 yo'qligi impulsga 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

$$|p_\nu| = |p_{Li}| = \sqrt{2M_{Li} \cdot T_{Li}}$$

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

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

Agar tarkibi ${}^7\text{Li}$ 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 ${}^7\text{Li}$ ning tepki energiyasi $T({}^7\text{Li})_T = (56,6 \pm 1,0)$ eV ekanligini aniqladi. Bu bilan β -yemirilishda β -zarradan tashqari neytrino ham chiqishligini tajribada tasdiqladi.

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

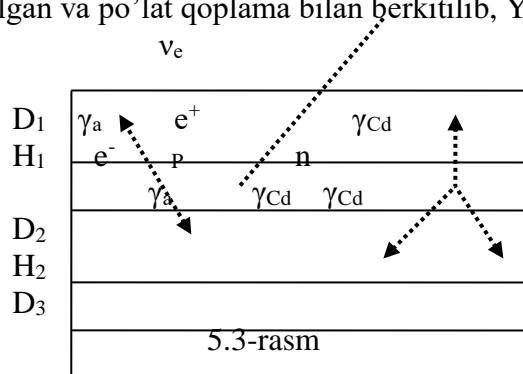
AQShlik Reynis (1918), Kouen (1919) lar 1953-1954 yillarda antineytrinoni bevosita qayd etishdilar. Ular beta-yemirilishda neytrino paydo bo'lsa, teskari jarayon ham bo'lishi kerak deb



reaktsiyadan foydalandilar. (5.8) reaksiya bo'lishligi uchun antineytrino energiyasi 1,8 MeV dan katta bo'lishi kerak, chunki $n+e^+$ lar p-massasidan shunchaga katta.

Qurilma H_1 va H_2 bak nishonlar bilan ajratilgan uchta D_1, D_2, D_3 –bak detektorlardan tuzilgan. (5.3-rasm) H_1 va H_2 bak-nishon qalinligi 7 sm dan CdCl_2 tuzi eritmasi bilan aralashtirilgan suv, D_1, D_2, D_3 -detektorlar (1,9x1,3x0,6 m) suyuq stsintillyatorlardan iborat.

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



Tajriba quyidagicha o'tgan. Antineytrino manbai 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 annigilyatsiyalanadi ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) va ikkita γ_2 gamma-foton hosil qiladi. Fotonlar moslama sxemaga ulangan D_1, D_2, 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 MeVgacha bo'lgan bir necha γ_{Cd} gamma-fotonlar chiqarib asosiy holatga o'tadi. γ_{Cd} –kvantlar ham D_1, D_2, D_3 -detektorlarda qayd qilinadi. Qurilma antineytrinoning proton bilan o'zaro ta'sirlashishi sekinlatish oralig'i va neytronlar diffuziyasi vaqti (1 dan 25 mks gacha) 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 $\sigma_{\nu} \sim 10^{43}$ sm^2 ga teng ekanligini ko'rsatadi.

Antineytrinoning mavjudligi beta-yemirilish nazariyasini asosladi. Yana shuni ham eslatib o'tish kerakki, neytronning $n \rightarrow p + \beta^- + \nu_e$ sxemasi bo'yicha yemirilishi uning uchta zarradan (p, β , ν) tashkil topganini ko'rsatmaydi: p, β , ν lar yemirilish vaqtida vujudga keladi. Bu atomning bir energetik holatdan boshqasiga o'tganda foton sochilishiga 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. Haqiqatdan, neytrino bilan antineytrino bir xil bo'lsa, $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ kabi $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ reaksiya ham kuzatilar edi. R.Devis katta hajmdagi to'rt xlorli uglerod antineytrino oqimida

nurlantirilib, uzoq kuzatishlar davomida $\nu_e + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + e^-$ reaksiya natijasida bironta ham ${}^{37}\text{Ar}$ 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.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

1975 yilda og'ir τ -leptonning parchalanishida hosil bo'ladigan neytrino va antineytrino uchinchi xili kashf etildi $\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

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

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

$$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \text{adronlar}$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{adronlar}$$

7-Mavzu: Yadrolarning gamma-nurlanishi. Tanlash qoidalari. Ichki konversiya. Myossbauer effekti va uning qo'llanilishi. Og'ir yadrolarning bo'linishi. Ekzotik radioaktiv yemirilishlar.

Reja.

1. Gamma – nurlanish
2. Ichki konversiya hodisasi.
3. Myossbauer effekti (samarasi).

1. Gamma – nurlanish

Gamma-nurlanishda yadroda massa soni, zaryadi o'zgarmaydi, faqat ener-giya o'zgarishi ro'y beradi. Gamma-nurlanish yadroning uyg'ongan holatidan holatlar energiyalarining ayirmasiga teng bo'lgan diskret energiyali nurlanishlardir.

Gamma-nur tinch holatdagi massasi nol, zaryadsiz, spini $I=1$ ga teng bo'lgan qisqa elektromagnit to'lqindir.

Gamma-nurlanish yadro ichida ro'y beradi, chunki alohida nuklon gamma nurlamaydi (yutmaydi), beta-yemirilish nuklonlarga xos bo'lsa, gamma-nurlanish yadroga xos jarayondir.

Gamma-nur alfa, beta-yemirilishlardan so'ng, yadro reaksiyalaridan keyin vujudga keladi, yemirilishlardan keyin energiyasi 10 keV-5 MeV gacha reaksiyalardan keyin esa ~20 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 1 orbital momentga ega bo'lmaydi. Fotonlar holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat, elektromagnit maydonning multipoli L va juftligi π bo'lgan holatidir. Erkin fotonlar to'la momenti L bo'lgan holatlar ega 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 L 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.

M: elektr dipol kvant E_1 , magnit dipol kvant M_1 , elektr kvadrupol kvant E_2 , magnit kvadrupol kvant M_2 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

$$E = \frac{c\hbar}{\lambda}$$

$2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ m atrofida bo'ladi.

Agar fotonning to'lqin uzunligi λ u bilan o'zaro ta'sirlashayotgan yadro o'lchami R dan katta, ya'ni $\frac{k}{\lambda} \ll 1$ bo'lsa, odatda bu ta'sirlashuvda harakat miqdori momenti va juftlikni saqlanish qonunlari ruhsat etgan multipollikning eng kichik qiymatlari amalga oshiriladi. Elektromagnit nurlanishlar nazariyasidan elektr E multipol nurlanishlari nurlanish to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lib, nurlanish ehtimoliyati

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \quad (6.1)$$

Magnit nurlanishlari uchun

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(l+1)} \quad (6.2)$$

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 ehtimoliyati gamma foton energiyasi va yadroning massa soniga bog'liq.

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \approx E^{2l} A^{2l/3} \quad (6.3)$$

Gamma-nurlanish ehtimoliyati foton energiyasi oshsa, oshadi. Nurlanish multipolliigi birga

oshsa nurlanish ehtimoliyati $\frac{P_{l+1}}{P_l} = \frac{(R/\lambda)^{2(l+1)}}{(R/\lambda)^{2l}} = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ ga kamayadi.

Gamma-nurlanishda ma'lum tanlash qoidalari bajarilishi talab qilinadi. Ya'ni harakat miqdor momenti va juftlik saqlanishlik bilan ro'y beradi.

Harakat miqdori momenti saqlanish qoidasiga ko'ra

$$|I_\delta - I_0| \leq l \leq |I_\delta + I_0| \quad (6.4)$$

bu yerda I_δ va I_0 – yadroning boshlang'ich va oxirgi holat spinlari. Juftlik saqlanish qonuniga ko'ra

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^l \quad \text{elektr o'tishlar uchun} \quad (6.5)$$

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^{l+1} \quad \text{magnit o'tishlar uchun}$$

Nurlanish tartibini spin saqlanishiga ko'ra aniqlanadi, nurlanish xili (elektr yoki magnit) juftlik saqlanishiga ko'ra aniqlanadi. Shunday qilib (6.4) va (6.5) formulalardan va yuqorida aytilganlardan shu narsa aniqlanadiki, birinchidan, multipollik l ortishi bilan gamma-o'tish ehtimoliyati kamayadi, ikkinchidan, o'zgarish l da magnit o'tish ehtimoliyati elektr o'tish ehtimoliyatidan kam bo'ladi va uchinchidan aralash o'tishlarda kichik multipollikka ega bo'lgan o'tishlar ehtimolligi katta bo'ladi. To'rtinchidan o'tish energiyasi oshishi bilan ehtimoliyati oshib boradi.

Quyidagi 6.1-jadvalda tanlash qoidasiga ko'ra juftlik o'zgarishi yoki o'zgarishligiga qarab turli ΔI larda yuz beradigan asosiy gamma-o'tishlar ko'rsatilgan.

6.1-jadval

Juftlik o'zgarishi	Spin o'zgarishi ΔI
--------------------	----------------------------

π_δ/π_0						
	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'zgarmasa-**yo'q**. Harakat miqdori momentining saqlanishi spinlari noldan spini nol holatga $I_\delta=I_0=0$ o'tishni ta'qiqlaydi.

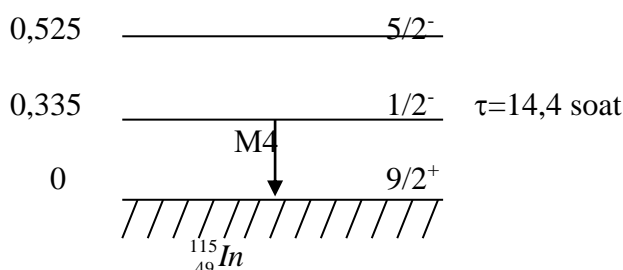
Spin va juftlik bo'yicha tanlash qoidasidan tashqari, izotopik spin bo'yicha ham quyidagi tanlash qoidasi bajarilishi kerak.

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad \text{va} \quad \Delta T_\xi = 0$$

Agar yadro 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'ladi. 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'ongan holatlar metastabil holatlar deyiladi. Tarkibi bir xil bo'lgan, lekin har xil yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan 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 (6.1-rasm). ^{115}In yadro asosiy holati $g_{9/2}$ -birinchi uyg'ongan holati $P_{1/2}$, energiyasi 0,335MeV.

E, MeV



6.1-rasm

Bu holatlar spinlari ayirmasi $\Delta I=4$ ga juftliklari o'zgartgan 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 $\tau=14,4$ soat.

2. Ichki konversiya hodisasi

Yadro o'z energiyasini gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo'li, konversion elektronlar chiqarishidir. Bunda uyg'ongan yadro o'z energiyasini qobiq elektronlariga beradi, natijada elektron chiqib ketadi, bu elektronga 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 elektron kinetik energiyasi (T_e) va elektronning atom qobig'i ionizatsiya energiyasiga (I) sarf bo'ladi.

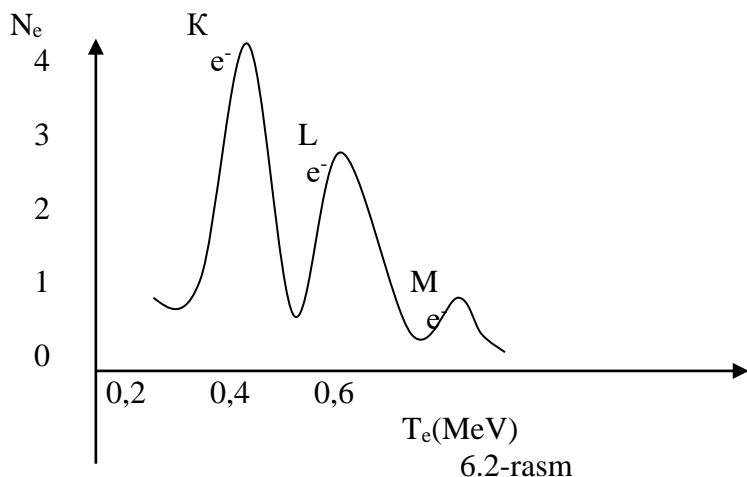
$$E_{uy} = T_e + I$$

Konversiya virtual fotonlar bilan amalga oshadi. Konversiya hodisasini kuzatish uchun to'la ionlashgan atom bo'lishi kerak, bu xil tajribalar o'tkazilgan emas.

Konversiya spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko'ra to'g'ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlardan iborat bo'ladi. (6.2 rasm).

Konversiya elektronlari yadrodan γ -chiqishi yoki chiqmasa ham kuzatila beradi. Ichki konversiya jarayoni albatta, xarakteristik rentgen nurlanishi yoki Oje elektronlarining chiqishi bilan

kuzatiladi. Rentgen nurlanish 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 α bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsienti konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga 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

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}, \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \quad \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma} \quad \dots$$

To'la ichki konversiya koeffitsienti, parsial ichki konversiya koeffitsientlari yig'indisidan iborat

$$\alpha_T = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Ichki konversiya koeffitsienti $10^{-4} < \alpha < 10^2$ chegarasida o'zgaradi.

Ichki konversiya koeffitsienti:

1. O'tish energiyasi oshishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimoliyati oshadi.
2. Yadro zaryadi Z oshsa ichki konversiya koeffitsienti oshadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'lchami oshadi (kattalashadi), K-qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K-elektronlarning va yadro to'lqin funksiyalarining qoplanishi oshadi.
3. Qobiq tartibi oshishi bilan ichki konversiya koeffitsienti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimoliyati kamayadi.
4. Multipol o'tishlar tartibi oshishi bilan koeffitsient oshadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimoliyati kamayadi.

Agar o'tish energiyalari kichik multipol o'tishlar 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 $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ ehtimoliyati ichki konversiya koeffitsientidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolligi ortishi bilan kamayadi.

Yuqoridagi o'tishlardan tashqari dastlabki va oxirgi holat spinlari $I_b = I_0 = 0$ bo'lganda bu holatlar orasida bitta kvant chiqishi ta'qiqlangan ikkita kvant chiqish ehtimoliyati juda kichik 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 ehtimoliyati juda kichik hisoblanadi.

3. Myossbauer effekti (samarasi).

Yadro uyg'onan holat energiyalari diskret holatlar orasida o'tuvchi γ -kvant energiyalari holatlar energiyalari ayirmasiga teng deb qaraladi.

Uyg'onan holatlar ma'lum Δt vaqt yashar ekan, noaniqlik printsipiga ko'ra Δt energiya holatiga 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, uyg'onan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasi $\Delta E = \Gamma$ holat kengligi qadar xato bilan chiqadi. ΔE -energiya uyg'onan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasiga nisbatan juda kichik.

Masalan, ^{57}Fe yadrosi (6.3-rasm) uchun

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

Tabiiy holat kengligi energiyasining 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 uyg'onan holatidan chiqqan γ -kvant uyg'onmagan o'sha yadro tomo-nidan rezonans yutilmaydi, chunki γ -kvant yadrodan chiqishda va yadroga yuti-lishda energiyasini tepkiga sarflaydi. ^{57}Fe yadrosi uchun tepki energiyasi

$$\begin{aligned} T &= \frac{P_{yad}^2}{2M_{yad}} = \frac{P_\gamma^2}{2M_{yad}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{yad}c^2} = \frac{E^2}{2M_{yad}c^2} = \\ &= \frac{(14 \cdot 10^3)^2 \text{ eV}^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV} \end{aligned}$$

Ko'rinib turibdiki, gamma-kvantning tepki uchun yo'qotgan $2T_T$ energiyasi uyg'ongan holat tabiiy kengligi Γ dan juda katta, shuning uchun rezonans yutilishi kuzatilmaydi.

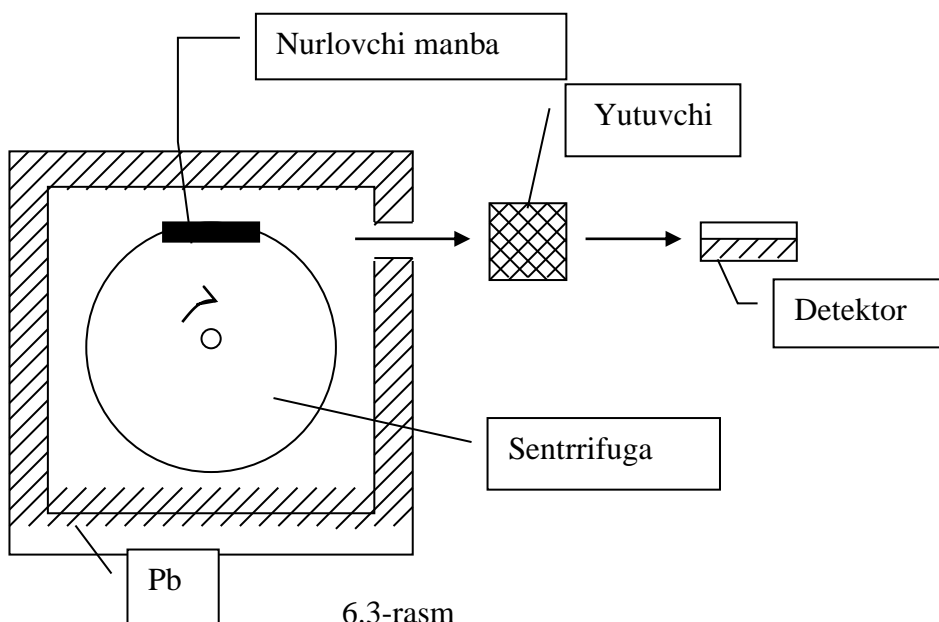
Yadro tepkisiga yo'qotilgan energiyani qoplashning bir necha usullari mavjud: manba va yutuvchini qizdirish, manbani yutgich tomonga har xil tezlikda harakatlantirish hamda yadroni oldingi yemirilishdan olgan tepkisidan foydalanish (M: yadroning uyg'ongan sathi β -yemirilish, e^- qamrash yoki γ -nurlanishdan vujudga kelsa).

1953 yili ingliz olimi Mun, nurlanish manbaini yutgich yo'nalishida sentrofuga yordamida katta tezlik bilan harakatlantirdi. Bunda Doppler effektiga ko'ra gamma-kvant chastotasi $\Delta\nu$ ga oshadi (6.3-rasm). Masalan, ^{57}Fe uchun sentrofuga chiziqli tezligini hisoblaylik.

$$\Delta\nu = \frac{v}{c}\nu \quad \text{energiyasi} \quad h\Delta\nu = \frac{v}{c}E^* = h\nu_0 \frac{v}{c} \quad \text{energiya ortirmasi} \quad 2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\text{yad}}c^2}$$

teng bo'lishi kerak, u holda $h\nu_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\text{yad}}c^2}$; bundan

$$g = \frac{h\nu_0}{M_{\text{yad}}c} = \frac{14 \cdot 10^3 c}{M_{\text{yad}}c^2} = \frac{14 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ eV} \frac{\text{sm}}{\text{s}}}{57 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} \approx 100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$



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 oshib 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 tug'ilgan) tepki effektini yo'qotish uchun kristallarga kiritilgan radioaktiv yadrolarning yemirilishidan foydalanishni taklif qildi. Bu xolda ancha past temperaturalarda tepkini butun kristall qabul qiladi. Kristall alohida yadro massalariga qaraganda favqulodda katta massaga ega bo'lganligi sababli, chiqarilish va yutilish jarayonlarida amalda tepkiga energiya sarflanmaydi.

Kristall temperaturasi qancha past bo'lsa, foton energiyasi qancha kichik bo'lishsa, tepkisiz rezonans yutilish ehtimoliyati shuncha oshib boradi.

Ayrim, masalan, temir kristallida uy temperaturasida ham tepkisiz rezonans yutilish kuzatilishi mumkin ekan.

Myosbauer effekti energiya o'zgarishlariga juda sezgir nisbiy energiya o'zgarishlarini 15-17 tartib aniqlikda o'lchash imkoniyatini beradi. Myosbauer effektiga ko'ra atom qobig'idagi o'zgarishlar tufayli yadroga beradigan eng kichik ta'sirlarni, kristall panjaralardagi bog'lanishlar o'zgarishlarini, temperatura va mexanik kuchlanishlarni va h.k. yuqori sezgirlikda aniqlash mumkin, ya'ni bunday hollarda rezonans yutilish spektri sezilarli siljiydi.

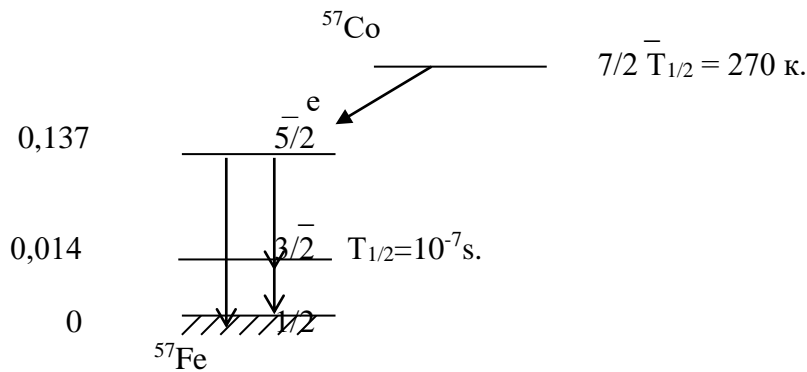
Myosbauer effekti qator yadrolardagi gamma-nurlanishning o'ta nozik tuzilishini tekshirishda, kristallardagi ichki magnit maydonning kattaligi, uyg'ongan yadro holatlarining kvadrupol bog'lanish qiymatlari va magnit momentlari va h.k. o'rganishda keng qo'llanilmoqda.

Myosbauer effektiga ko'ra yadro holatlarining o'ta nozik struktura-rasini o'rganishda qo'llanilishi. Spektral chiziqlarning o'ta nozik ajralishi atom qobiq elektronlarining yadro sohasida vujudga keltirgan magnit maydoni $H_e \approx 10^5$ gs bilan yadro magnit momenti μ_{yad} ta'sirlashuviga ko'ra $\Delta E \approx \mu_{yad} H_e \approx 10^{-7} - 10^{-6} eV$ bo'ladi.

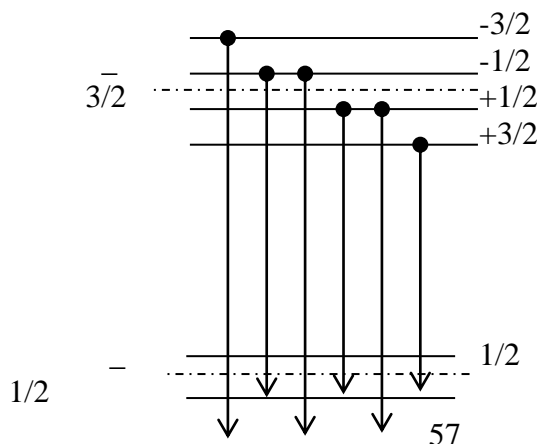
Elektron holatlar o'rtasidagi energiya o'tish energiyalari E_{el} eV bo'lsa, nozik strukturaga mos keluvchi nisbiy energiya $\frac{\Delta E}{E_{el}} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$.

Bu energiya ajralishlarni optik spektroskopiya usuli bilan ham o'rganish mumkin. Lekin yadro holatlariga mos keluvchi o'ta nozik ajralishlar, o'tish energiyalarining ($E_{yad} = 10^4 - 10^5$ 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 Myosbauer usuli to'la mos keladi.

^{57}Fe yadrosini ko'rib chiqaylik. Yemirilish sxemasi 6.4-rasmda keltirilgan.

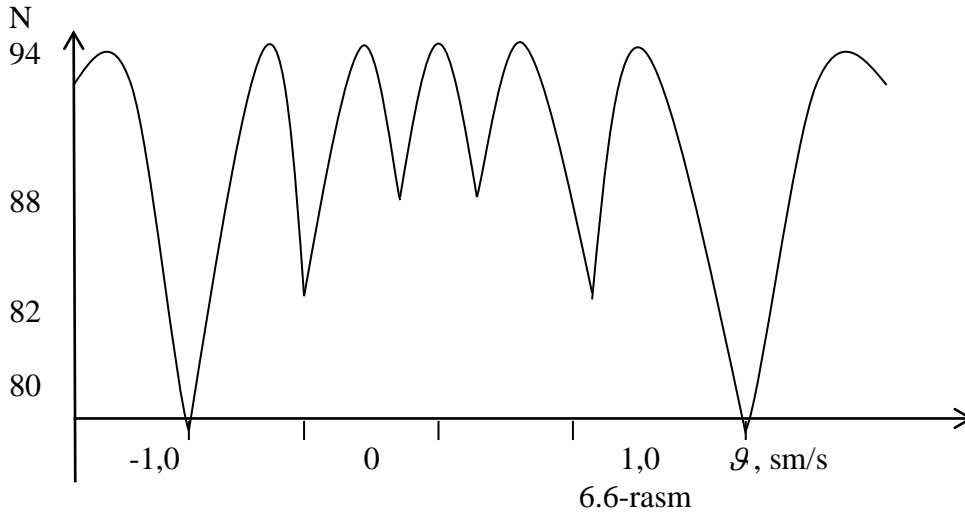


Asosiy va birinchi uyg'ongan holat spinlari $1/2^-$ va $3/2^-$ magnit kvant soniga ko'ra asosiy holat $m = +1/2$; $m = -1/2$ birinchi uyg'ongan holati esa to'rtta $+3/2$, $+1/2$, $-3/2$, $-1/2$ holatlarga ajraladi (6.5-rasm).



6.5-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 (6.6-rasm).



Olingan tajriba natijalariga ko'ra asosiy va uyg'ongan holatlarga mos keluvchi o'ta nozik ajralish energiyalari ΔE lar hamda o'rtacha elektron magnit maydoni kuchlanganligi H_e va uyg'ongan holat magnit momenti μ -larni aniqlash mumkin.

Paund, Rebka tajribasi. Elektromagnit to'liqning gravitatsion maydonda siljishini aniqlash. Umumiy nisbiylik nazariyasiga ko'ra gravitatsion maydonda spektral chiziqlarning siljishlarini aniqlash maqsadida 1960 yili Paund va Rebka tajriba o'tkazdilar. Tajribani AQSh Garvard universiteti fizika laboratoriyasining balandligi 21 m bo'lgan minorasida 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 silindirik trubadan foydalanildi. Gamma-nurlanishning manbai 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'zg'atilgan ^{57}Fe yadrolariga aylanadi va barqaror ^{57}Fe bilan birgalikda kristall 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 stsintillyatsion 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 $2,5 \cdot 10^{-15}$ ni tashqil etadi. Bu esa Γ/E_γ qiymatidan taxminan yuz marta kam. Demak, kizil siljishni sezish uchun energiyani $10^{-3} \Gamma$ absolyut xatolik yoki $\Gamma/E_\gamma = 5 \cdot 10^{-16}$ nisbiy xatolik bilan o'lchash zarur. Bunday katta aniqlikdagi o'lchashlarni bajarish uchun yutgich geliy bilan to'ldirilgan truba ichiga joylanib, harorat 1^0K 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.

8-mavzu. Klaster yemirilishlar. Radioaktiv fon. Kosmogen va texnogen radionuklidlar. Radiatsion ekologiya.

1. Klaster yemirilishlar.

Klaster yemirilishlar.

Yadrolardagi klasterlarning effektiv sonlarini atom yadrolarining yemirilishi va yadro reaksiyalarida energiyani keng diapazonida hosil bo'lish tashkiliy zarrachalarning klassifikatsiyalash o'lchovi sifatida foydalanish mumkin. Keng doiradagi yadrolarning asosiy va qo'zg'algan holatlaridagi yemirilishlarini tadqiq etish yemirilishning absolyut va nisbiy ehtimolliklarining muammosini yechish yo'llarini hal etdi. Nisbatan endigina ochilgan og'ir yadrolarning klaster yemirilishida yadro, ar o'z-o'zidan ^{14}C , ^{16}O , ^{24}Ne , ^{28}Mg chiqishini yuqoridagiga asosan tushunib bo'ladi.

Qayd etib o'tamizki, α -yemirilish va yadrolarning klaster yemirilishining o'z-o'zidan kechishiga sabab ona yadrodagi zarpachalar va klasterlarning ajralib chiqish energiyalari musbat. Yuqorida aytilganidek, klasterlar effektiv sonlarning asosiy qismi Q_x energiyani manfiy qiymatlari bilan bog'langani uchun, bu yemirilishlarda klasterlar effektiv sonlarining juda kam qismi namoyon bo'ladi.

Og'ir yadrolarning yemirilishini aniqlovchi α -zarrachalarning effektiv sonlari xarakterli qiymatlari 10^{-2} dan oshmaydi. Yadrolarning klaster yemirilishida namoyon bo'luvchi klasterlarning effektiv sonlari esa 10^{-8} dan kichik bo'ladi.

Yadrodagi klasterlarning effektiv sonlarining yadro reaksiyalarida uchib kelayotgan yuqori energiyali zarracha bilan yadrodan klasterni urib chiqarishda yaxshiroq namoyon bo'ladi.

Bunday reaksiyaga $A(p, pd)$ A-2 rdaksaya misol bo'ldi.

Bunda tez praton A yadrodan oldingi yo'nalishda deytronni urib chiqarib, o'zi orqaga harakatlanadi. Bu reaksiya erkin deytronda $d(p,p)d$ orqaga pratonning elastik sochilishiga juda o'xshash. Shuning uchun u deytronlarni kvazielastik urib chiqarish reaksiyasi deyiladi.

Berilgan reaksiyalar kesimi nisbatlari W ni kiritish mumkin. W uchayotgan pratonning T_p energiyasida deytronlar effektiv soni kabi qarash mumkin. Uchib kelayotgan praton energiyasi uchun

$$0,67 \leq T_p \leq 1,4 \text{ GeV}$$

W kattalik praton energiyasiga bog'liq emas va A yadro-nishon atom og'irligi oshishi bilan yadro nishon uchun $W=3$ gacha, ^{208}Pb yadro-nishon uchun $W=15$ gacha oshadi. Shu vaqtning o'zida bu kattalik pratonning kichikroq energiya qiymatlariga o'tilganda kamayadi.

Masalan, ^9Be yadro-nishon uchun $W=3$, $T_p \geq 0,67 \text{ GeV}$ va $T_p = 0,38 \text{ GeV}$

Uchun $W=1$ ga teng. Endi yadrolardagi deytronlarning effektiv sonlari

W_d haqidagi tasavvurlarni qo'llasak, W ning nazariy qiymatini $W = W_d R$ formuladan topish mumkin.

Bu yerda: R -uchib kelayotgan praton va urib chiqarilayotgan deytronning yadroning ichki sohasida harakati paytida yutlishining effektiv hisobga oluvchi faktor.

Bu formulaga asoslangan hisoblashlar uchib kelayotgan pratonlar energiyasi

$$T_p \leq 0,4 \Gamma \approx B$$

bo'lgan barcha yadro-nishonlar uchun W ning qiymatini olish imkonini yaratdi. Ammo energiyasi

$$T_p \geq 0,67 \text{ GeV}$$

bo'lgan pratonlar uchun vaziyat butunlay boshqacha bo'lib chiqdi. Bu energiya qiymatlari uchun hisoblangan W qiymatlari (ularni W^T) deb ataymiz W ning tajribaviy qiymatlaridan pastroq chiqdi.

Masalan, ^4He yadro-nishoni uchun $W=3$, $W^T = 0,6$ va uchun $W=15$, $W^T = 7$.

Bunday nomutanosiblikning bartaraf etilishi uning praton va neytrondan iborat radiusi $\sim 0,6 \cdot 10^{-13}$ sm bo'lgan oltita kvarkli xalta hosil qilgan deytron haqidagi tasavvurlardan foydalaniladi.

Bunday tasavvur deytronda tez elektronlarning sochilishini ifodalashda oldin ishlatilgandi.

Ko'rsatish mumkinki, deytronga uzatiladigan katta impuls natijasida tez praton orqaga uchadi va uning erkin deytron bilan to'qnashishi reaksiyasida deytronning faqat kichik sohasi ishtirok etadi.

Deytronning bunday kichik hajmini olti kvarkli xalta hajmi bilan taqqoslasa bo'ladi. Deytronda bunday xaltani topish ehtimolligi W_{6q}^d juda kichik bo'lib, u $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ ga teng.

Yuqorida aytilgan usullar yordamida ixtiyoriy A yadroda olti kvarkli xalta uchun W_{6q}^A effektiv sonni hisoblash mumkin.

U holda W kattalikning qiymatini

$$W = \left(\frac{W_{6q}^A}{W_{6q}^d} \right) \quad (2.3.1)$$

sifatida ifodalash mumkin.

Deytrondagi nuklon zichligi og'ir yadrolardagi nuklon zichliklaridan kichik bo'lgani uchun bu yadrolardagi olti kvarkli xaltalarning W_{6q}^d deytrondan xaltalar W_{6q}^A soniga nisbati bu yadrolardagi deytronlardan effektiv sonidan oshadi. Shuning uchun bu tasavvurdan foydalanish uchayotgan pratonlar energiyasi

$$T_p \geq 0,67 \text{ GeV}$$

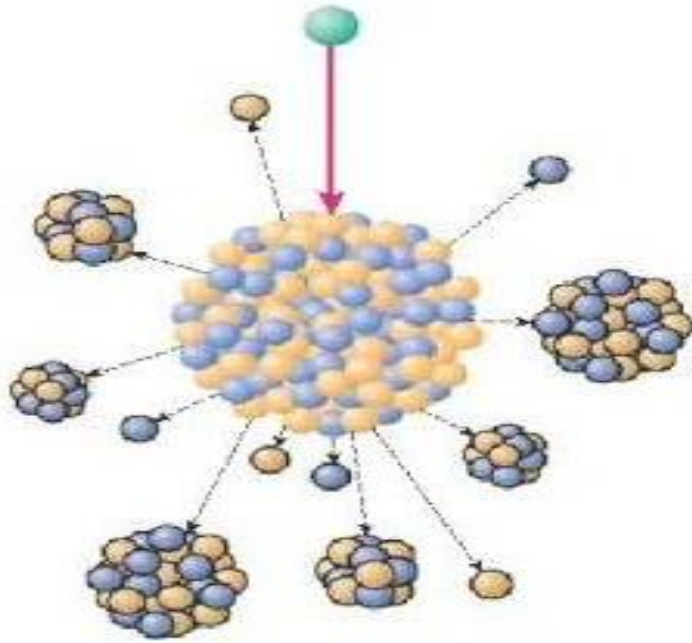
bo'lgan barcha yadro-nishonlar doirasi uchun W ning eksperimental qiymatlarini tabiiy ifodalash imkonini beradi. Qayd etish lozimki, yadrodagi olti kvarkli xaltalarning effektiv qiymatlari W_{6q}^A

ancha katta bo'lib, deytrondagi $W_{6q}^d \sim 5 \cdot 10^{-2}$ dan bir necha tartibga oshadi.

Masalan, ^{208}Pb yadrosi uchun $W_{6q}^A = 50$

Shuning uchun olti kvarkli strukturalarni o'rganish uchun og'ir atom yadrolaridan foydalanish tabiiydir. Yadrolarda ko'p kvarkli strukturalarning bo'linishi moddalarning prinsipial yangi holati kvark materiyasini o'rganishni taqazo etadi.

Yadrolarning klaster xususiyatlari bilan bog'liq qiziq hodisa, bu yadrolarning multifragmentatsiyasi. Bu hodisaga atom yadrosi energiyasi bir necha GeV bo'lgan tez zarracha bilan to'qnashganda katta sondagi bo'laklarga bo'linadi. Bu bo'laklar nafaqat nuklonlardan, balki yengil va o'rtacha massali yadrolardan tashkil topgan bo'ladi. Bu yadroning zaryad ta'siridagi portlashini eslatadi.



2.3.1- chizma. Yadroning tez zarracha bilan to`qnashuvida multifragmentatsiya jarayoni

Hozirgi kunda multifragmentatsiya xarakteristikalari bo`yicha keng ko`lamdagi eksperimental material yig`ilgan. Ular uchib chiqayotgan zarrachalarning tarkibi va soni, ular burchak va energetic taqsimoti va hokazolarga asoslangan.

Bu hodisani tushuntirish uchun bir necha nazariy yondashuvlar qo`llaniladi. Ulardan birinchisi yadro haqidagi gidrodinamik tasavvurlarga tayanadi. Undga asosan yadroga yadro suyuqligining tomchisi deb qaralib, u tez zarracha bilan to`qnashish natijasida isib, qandaydir kritik temperaturalardan temperaturasi oshishi natijasida kichik o`lchamlardagi tomchilarga parchalanib ketadi. Bu yondashuv umumiy holda yadrolarning multifragmentatsiyalari qonuniyatlarini sifat jihatdan tushuntiradi, ammo u klassik xarakterga ega.

Ikkinchi yondashuv yadro ichidagi kaskad usuli bilan bog`liq. Uchib kelayotgan tez zarracha yadro ichida klassik trayektoriya bo`ylab harakatlanib, nuklonlar bilan to`qnashadi va ularga yetarli darajada katta energiya uzatadi. Bu nuklonlarning o`zi yadrodagi boshqa nuklonlar bilan to`qnashadi, natijada zanjir jarayoni rivojlanib, uning ba`zi etaplarida nuklonlar yadrodan uchib ketadi. Shu paytda bu nuklonlar yadroning sirt sohasida to`planib, zarracha yoki bir necha yadro nuklonlarinin olib tashkiliy zarrachani hosil qilishi mumkin.

Bu yondashuvda miqdoriy hisoblashlar uchun Monte-Karlo metodi qo`llaniladi.

Yadro ichidagi kaskad usulini qo`llash yadro multifragmentatsiyalarning ba`zi xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi.

Ammo bu usul tashkiliy zarrachalarning tuzilish jarayonini qo`pol ifodalaydi.

Bu har ikkala usulni birlashtirish tez zarracha va ikkilamchi kaskad zarrachalarning nuklonlar bilan o`zaro ta`sirlarini effektiv hisoblash imkonini beradi. Klasterlarning fazoviy impuls va energetik taqsimotini bilish, yadrolarda nuklonlar va klasterlarning sochilishini bilish yadro klaster erkinlik darajalari hisoblashlarini imkonini beradi.

9-Mavzu: Yadro nurlanishlarning modda bilan o'zaro ta'siri Zaryadlangan zarralarning muhit bilan o'zaro ta'siri. Zaryadlangan og'ir zarralarning modda orqali o'tishi. Zarra energiyasining atomlarni ionizatsiyalash va uyg'otishga sarf bo'lishi. Zaryadlangan zarralarning yugurish uzunligi.

Reja.

1. Ionizatsion energiya yo'qotish. Zaryadlangan zarralarning muhitdan o'tishi
2. Radiatsion nurlanish.
3. Zaryadlangan zarralarning yugurish uzunligi.

1. Ionizatsion energiya yo'qotish. Zaryadlangan zarralarning muhitdan o'tishi

Yuqori energiyali har xil nurlanishlar manbai yadro yemirilishlari, reaksiyalari, zaryadli zarralar tezlatgichlari hamda kosmik nurlar hisoblanadi. Bu nurlanishlarning zaryadli yoki zaryadsiz, energiyalarining katta-kichik bo'lishiga qarab ta'sirlashayotgan muhit atomlari bilan turlicha ta'sirlashadilar. Shuning uchun yadro nurlanishlarining moddalar bilan ta'sirlashuvini o'rganish, ta'sirlashuvdagi muhitning xususiyatlarini va nurlanishlar xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi. Ta'sirlashuvga ko'ra muhit ichki tuzilishi, mustahkamligi, tarkibi, biologik xususiyatlarining o'zgarishi, bundan tashqari, nurlanishlardan himoyalanih va nurlanishlarni qayd qilishlik imkoniyatini 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 bilan bevosita ta'sirlashadilar.

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 qisqa masofada ta'sirlashadi, bundan tashqari, yadroda elektronlar Z-qadar ko'pdir.

Yadro nurlanishlar energiyasi (0,01-0,1 MeV dan GeV gacha) atomlarda elektronlar ionizatsiya energiyasidan ($I=13,5Z$ eV) juda katta bo'lgani uchun elektronning atom qobigida bog'lanish energiyasini e'tiborga olmasdan elektronni erkin deb qarash mumkin.

Zarralar muhit bilan turlicha ta'sirlashadilar. Zarralarning muhit bilan ta'sirlashuv mexanizmini zaryadli yengil (elektron, pozitron), og'ir (elektron, pozitron boshqa) zarralar va gamma kvantlarga ajratish mumkin.

Zaryadli zarralar muhitdan o'tishda atom elektronlari va yadro elektromagnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvda energiyasi atomni uyg'otish yoki ionizatsiyalashga sarflaydi, yengil zaryadli zarralar esa bu maydonda tormozlanishi natijasida o'z energiyasining bir qismini yo'qotishi mumkin.

Gamma nurlar o'z energiyalarini asosan fotoeffekt, kompton effekt, elektron-pozitron juftini hosil qilish jarayonlariga sarflaydi.

Agar gamma foton energiyasi juda katta $E_\gamma > 10$ MeV bo'lganda fotoyadro reaksiyalarini hosil qilishligi mumkin.

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. Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Z_e massasi M , tezligi \mathcal{G} , elektronga yaq'in kelish masofa b bo'lsin. Ionizatsiya energiya formulasini keltirib chiqarishda quyidagi mulohazalardan foydalanamiz.

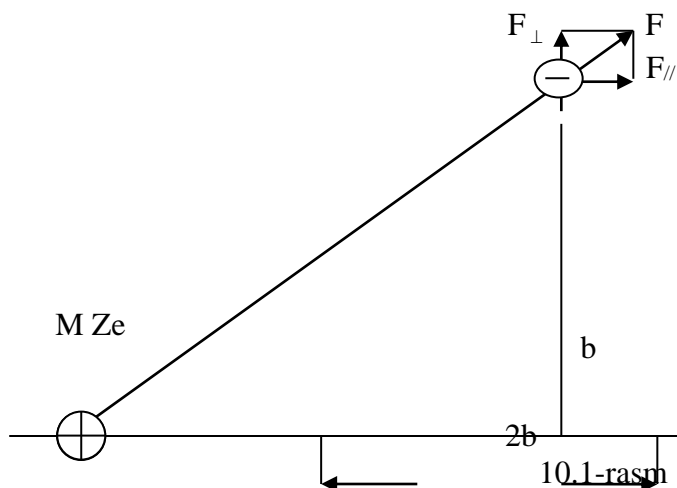
1) Zarraning elektronlar bilan ta'sirlashuvini klassik fizika qonunlari asosida tushuntiriladi $Pb \gg h$.

2) Atom elektronlarining tezligi \mathcal{G}_e , tushuvchi zarra tezligidan juda ham kichik $\mathcal{G} \gg \mathcal{G}_e$, ta'sirlashuv vaqtida elektron joyidan qo'zgalmas, siljimaydi deb qaraladi.

$$E \gg \frac{M}{m_e} E_e$$

3) Elektronni atomda erkin deb qaraymiz.

Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Ze , massasi M , tezligi g , elektronga eng yaqin kelish masofasi b bo'lsin (10.1-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.



Dastlab zarralarning alohida elektron bilan o'zaro ta'sirini ko'rib chiqaylik. Zarraning harakat treaktoriyasiga tik yo'nalishda elektronga bergan impulsi:

$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt \quad (10.1)$$

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.

$$\Delta p_{\parallel} = \int F_{\parallel} dt = 0 \quad (10.2)$$

Shuning uchun ionizatsiyani zarra impulsining tik Δp_{\perp} tashkil etuvchisi vujudga keltiradi. O'zaro ta'sir vaqti

$$\Delta t = \frac{2b}{g} \quad (10.3)$$

zarracha tomonidan elektronni itaruvchi kulon kuchi

$$F_{\perp} = \frac{ze^2}{b^2} \quad (10.4)$$

Elektronning zarracha tomonidan olgan impulsi

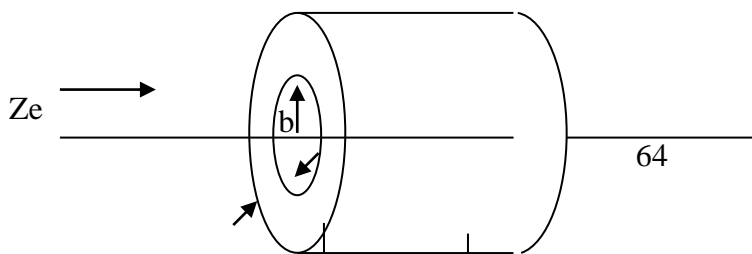
$$\Delta p_{\perp} = F_{\perp} \Delta t = \frac{Ze^2}{b^2} \cdot \frac{2b}{g} = \frac{2Ze^2}{bg} \quad (10.5)$$

Elektronning (10.5) impulsiga mos keluvchi olgan energiyasi

$$\Delta E_e = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \left(\frac{2Ze^2}{bg} \right)^2 \frac{1}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e g^2} \cdot \frac{1}{b^2} \quad (10.6)$$

Shunday qilib (10.6) ifoda zaryadli zarra treaktoriyasidan b -masofada joylashgan atom elektronining olgan yoki zarraning elektronga bergan energiyasini ifodalaydi.

Zaryadli zarra muhitdan o'tishda treaktoriyasidan b uzoqlikda, db qalinlikda va dx uzunlikda joylashgan silindr ichidaga barcha elektronlar bilan ta'sirlashadi (10.2-rasm).



db

dx

10.2 - rasm

Bu elektronlar soni $Vn_e=2\pi bdbdxn_e$ Bu yerda $Vn_e=2\pi bdbdx$ ko'rilayotgan silindr devorining hajmi, n_e - elektronlar konsentratsiyasi. Zarraning barcha elektronlar bilan ta'sirlashganda yo'qotgan energiyasi

$$\Delta E = \Delta E n_e V = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m g^2} \frac{db}{b} dx \quad (10.7)$$

Uzunlik birligida yo'qotgan zarraning solishtirma ionizatsiya energiyasi:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{uoh} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m g^2} \frac{db}{b} \quad (10.8)$$

To'la solishtirma ionizatsiya yo'qotish energiyasini topish uchun (10.8) 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 integrallash mumkin emas, 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 minimum, energiya uzatishi esa maksimum E_{max} , «*peshona*» to'qnashuvda energiya uzatish

$$\Delta E_{max} = \frac{4mM}{(M+m)^2} E \quad (10.9)$$

Zarra massasi M elektron massasi m_e dan $M \gg m_e$ ekanligini e'tiborga olib (10.9) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\Delta E_{max} = \frac{4mM}{M^2} E = \frac{4m}{M} \frac{Mv^2}{2} = 2mv^2 \quad (10.10)$$

(6) ifodaga ko'ra b_{min}^2 :

$$b_{min}^2 = \frac{2Z^2 e^4}{m g^2} \frac{1}{\Delta E_{max}} = \frac{2Z^2 e^4}{m g^2 2m_e g^2} \quad (10.11)$$

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.

$$b_{max} = \frac{2Z^2 e^4}{m g^2} \frac{1}{I} \quad (10.12)$$

Bu yerda I -atomda elektronlarning o'rtacha ionizatsiya energiyasi. (Elektronlarning atomda ionizatsiya energiyasi turli yadro va turli qobiqlar uchun turlicha o'rtacha qiymat $I = I_0 Z$; $I_0 = 10$ eV)

Shunday qilib (10.8) ifodadan

$$-\left[\frac{dE}{dx} \right]_{ion} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dE}{dx} db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m g^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}; \quad (10.13)$$

(10.13) ifodadagi $\ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$ ni (10.11) va (10.12) formulalardan foydalanib yozamiz

$$\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{1}{2} \ln \frac{b_{\max}^2}{b_{\min}^2} = \frac{1}{2} \ln \frac{2m\mathcal{G}}{I}; \quad (10.14)$$

(10.14) ni (10.13) ga qo'ysak, solishtirma ionizatsiya yo'qotish formulasi hosil bo'ladi

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n_e}{m\mathcal{G}^2} \ln \frac{2m\mathcal{G}}{I} \quad (10.15)$$

(10.15) formulaga Bor formulasi deb ataladi.

Relyativistik effektlarni e'tiborga olsak solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m\mathcal{G}^2} \left[\ln \frac{2m\mathcal{G}}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right] \quad (10.16)$$

(10.16) formulaga Bete-Blox formulasi deb ham ataladi. Bu yerda energiya yo'qotish (erg/sm) larda o'lchaniladi.

Solishtirma energiya yo'qotish muhitdan o'tayotgan zarra zaryadining kvadratiga to'g'ri, tezligining kvadratiga teskari mutanosiblikda, 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'lishadilar.

Norelyativistik holat uchun yaqinlashish parametrining b_{\max} qiymatini elektronning atomdagi o'rtacha ionizatsiya energiyasi I to'g'ri keladigan qiymat tanlanildi. Relyativistik holatda shuni e'tiborga olish lozimki, zarra ta'sirlashuv vaqti $t=b/v$ (10.17) elektronning orbitada aylanish davri $T=2\pi/\omega$ dan katta bo'lsa, zarra energiyasining atomni uyg'otishga sarflamaydi. Xuddi prujinaga qisqa turtki berilsa, prujina tebranadi, agar prujinani sekin siqib va asta-sekin bo'shatilsa tebranmaganidek, shuning uchun zarraning elektron bilan ta'sirlashuv vaqti hech bo'lmaganda elektronning orbitada aylanish davriga teng bo'lishi kerak.

$$t = \frac{1}{\omega} = T \quad (10.17)$$

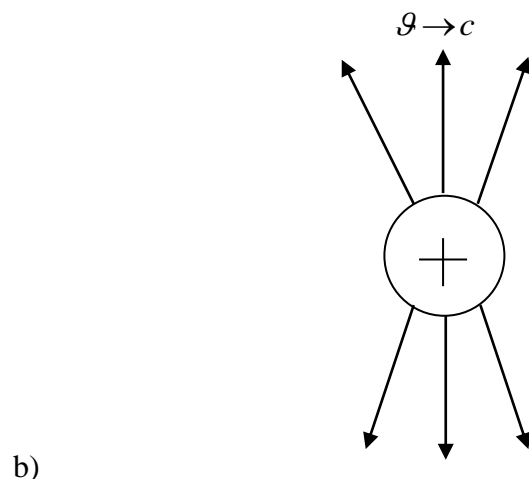
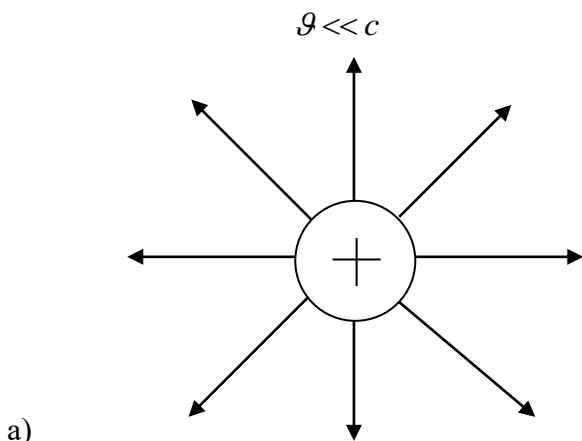
shunday qilib, o'rtacha ionizatsiya energiyasi

$$\bar{I} = \hbar\omega \quad (10.18)$$

relyativistik effektlarni e'tiborga olinsa, ta'sirlashuv vaqti bo'ylama kulon maydonining siqilishi hisobidan kamayadi (10.3-rasm).

$$t_{rel} = \frac{b}{g} \sqrt{1-\beta^2} \quad (10.19)$$

bundan $b_{\max} = \frac{g}{\omega \sqrt{1-\beta^2}} \quad (10.20)$



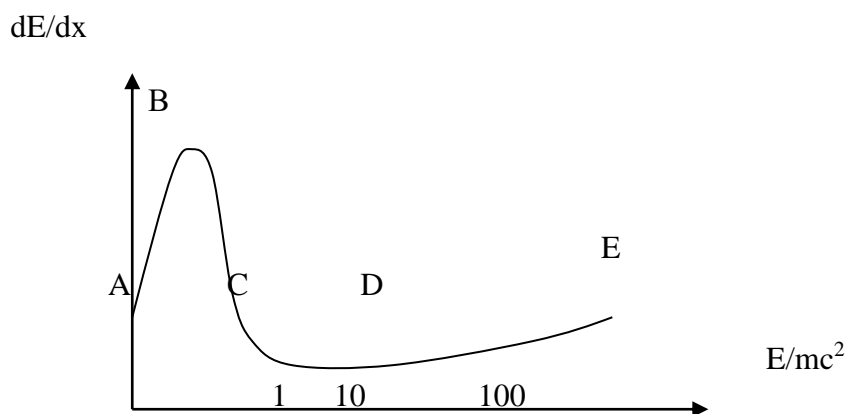
10.3-rasm. Relyativistik zaryadli zarralar bo'ylama elektr maydonining siqilishi. a) Tinch zarra elektr maydoni kuch chiziqlari. b) relyativistik zarra kuch chiziqlari.

Yaqinlashish masofasining b_{\min} qiymati uchun relyativistik holat uchun

$$b_{\min} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{m\mathcal{G}} \text{ yoki } b_{\min} = \frac{\hbar}{m\mathcal{G}} \sqrt{1-\beta^2} \text{ bo'lishi lozim.}$$

Og'ir zaryadli zarralarning energiyalariga ko'ra solishtirma energiya yo'qotish grafigi 10.4-rasmda keltirilgan.

Muhitga tushuvchi zaryadli zarra energiyasi juda kichik va katta bo'lganda ionizatsiya formulasidan foydalanib bo'lmaydi. 10.4-rasmdagi AB qismda, bunda tushuvchi zarra tezligi elektronning orbitada aylanish tezligidan kichik, zarra muhitdan o'tishda elektronga impuls bermaydi. Elektron bilan yonma-yon harakatlanib elektroni yutadi (yoki elektronga yutiladi), natijada zaryadsizlanadi, ma'lum vaqtdan keyin elektrondan ajralib ketishi mumkin. Shuning uchun, bu qismni qayta zaryadlanish qismi deb ham ataladi. Bu jarayon zarra tezligi elektronning orbitadagi tezligiga erishguncha davom etadi. 10.4-rasmda B nuqtaga mos keluvchi tezlik elektronning orbitadagi tezligiga to'g'ri keladi.



10.4-rasm

BS qism zarra tezligi oshishi bilan ionizatsiya energiya yo'qotish (10.15) formulaga ko'ra eksponensial kamayadi. Chunki elektromagnit ta'sirlashuv kuchi o'zgarmaydi, tezligi oshishi bilan ta'sir vaqti kamayadi. Zarraning relyativistik tezligi S nuqtaga mos keluvchi tezligidir.

SD qism zaryadli relyativistik zarraning bo'ylama elektr maydonining 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 oshib ketsa, zarra treaktoriyasiga yaqin atomlar qutblanib qoladi, elektr maydoni muhit dielektrik singdiruvchanligi (ϵ_{γ} 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'zgarmas bo'lganligi uchun n_e faqat Z ga bog'liq. Shuning uchun bir xil tezlikdagi bir xil zarra uchun ($z_e = \text{const}$, $v = \text{const}$) solishtirma ionizatsion qiymati faqat muhit atomlarining tartib nomeri Z ga bog'liq bo'ladi. Masalan, bir xil sharoitda zarraning qo'rg'oshinda yo'qotgan energiyasi ko'mirdagidan $\frac{Z_{\text{pb}}}{Z_c} \approx \frac{82}{6} \approx 14$ 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. $\xi = xp$ muhit zichligi, ξ - o'lchov birligi g/sm² da

$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{dE}{dx} \frac{dx}{d\xi} = \left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{p} \right) \quad (10.21)$$

chunki muhit zichligi va solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish $\frac{dE}{dx}$ ham muhit zariyati Z ga bog'liq. Shunday qilib solishtirma zichlik ionizatsiya energiya yo'qotish qaralayotgan muhit uchun o'zgarmas bo'ladi.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{p} \right) \approx const \quad (10.22)$$

bu esa turli muhit uchun solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish qiymatini taqqoslaganda qulaylik tug'diradi.

Zarraning muhitda bosib o'tgan yo'li. Zarraning muhitdagi yo'lining uzunligi zarra energiyasiga bog'liq. Berilgan zarra muhit uchun solishtirma ionizatsion yo'qotish faqat zarraning kinetik energiyasiga bog'liq.

$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E) \quad (10.23)$$

(10.23) ifodani energiyaning 0 dan E_0 gacha bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallab, zarraning to'la bosib o'tgan yo'lini topish mumkin.

$$x = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (10.24)$$

Zarra energiyasi relyativistik bo'lmagan holatda

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{d\vartheta}{dx} \quad (10.25)$$

Ikkinchi tomondan

$$\frac{dE}{dx} = Z^2 \varphi(\vartheta) \quad (10.26)$$

$$Z^2 \varphi(\vartheta) = mv \frac{d\vartheta}{dx} \text{ bundan } dx = \frac{m}{Z^2} \frac{v}{\varphi(\vartheta)} d\vartheta \text{ integrallasak}$$

$$x = \frac{m}{Z^2} \Phi(\vartheta) \quad (10.27)$$

Shunday qilib, bir muhitda bir xil tezlik bilan ikki zarraning bosib o'tgan yo'llari massasining zaryadi kvadratlarning nisbatlari kabi bo'lar ekan

$$x_1 : x_2 = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2} \quad (10.28)$$

2. Radiatsion nurlanish.

Zaryadli zarralar muhitdan o'tganda energiyalarini muhitni ionizatsiyalashdan tashqari radiatsion nurlashga ham sarflaydilar.

Zaryadli zarralar muhit orqali o'tganda atom yadrosi va elektronlar maydonidan 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. Haqiqatdan radiatsion nurlanishda zarraning yo'qotgan energiyasi, elektrodinamika qonuniga asosan, tormozlanayotgan zarraning tormozlanishda olgan tezlanishiga bog'liq. Elektrodinamika qonuniga ko'ra muhitda a - tezlanish bilan tormozlangan zarraning dt vaqt ichida radiatsion nurlanish intensivligi

$$W = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^2}{c^3} |a|^2 \quad (10.29)$$

Bu yerda Ze – muhit zaryadi, a -zarraning tormozlanishda olgan tezlanishi. Ma'lumki tezlanish

$$a = \frac{F}{m} \quad (10.30)$$

bunda F – zarraga ta'sir etuvchi kuch, m – zarra massasi.

(10.29) va (10.30) - ifodalardan bir xil zaryadli zarralar uchun radiatsion nurlanish intensivligi zarra massasi kvadratiga teskari mutanosibliki kelib chiqadi.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim \frac{1}{m^2}$$

Bundan radiatsion nurlanish asosan yengil zarralarga xos ekanligi, haqiqatdan ham bir xil tormozlanuvchi muhitda protonning elektronga nisbatan radiatsion nurlanishi

$$\left(\frac{m_p}{m_e} \right)^2 = 1836^2 \approx 3,4 * 10^6 \text{ marotaba kuchsiz bo'ladi.}$$

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotishi atom elektronlari bilan ta'sirlashuviga ko'ra ro'y bersa, radiatsion nurlanish muhit yadrolari bilan ta'sirlashuviga ko'ra bo'ladi. Zarralarni tormozlovchi muhit yadrolarining kulon kuchi yadro zaryadi kvadratiga Z^2 bog'liq.

G.Bete va V.Geytlerlar elektronlar turli energiya sohalarini 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

$$\left(- \frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim z^2 n_e T_e \quad (10.31)$$

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi elektron uchun $\left(- \frac{dE}{dx} \right)_{ion} \sim n_e Z \frac{1}{v^2}$ bog'lanishda bo'lib ionizatsiya energiya yo'qotish zarra energiyasi oshishi bilan kamayib boradi. Radiatsion energiya yo'qotish esa energiya oshishi bilan oshib 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

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} : \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \approx \frac{T_e Z}{800} \quad (10.32)$$

Bu yerda T_e MeV larda olingan.

(10.32) ga ko'ra suvda ($Z=8$) energiyasi $T_e=100$ MeV bo'lgan elektronlar uchun

$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad}$ bo'ladi. Demak, suv uchun kritik energiya $T_{kr}=100$ MeV, qo'rg'oshin

uchun $z=82$ va demak $T_{kr}=10$ 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.

$$\bar{E} = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (10.33)$$

(10.33) 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. 10.1-jadvalda turli muhitlar uchun radiatsion uzunlik va kritik energiyalar qiymatlari keltirilgan.

10.1- jadval

Muhit	Radiatsion uzunlik l_g g/sm ²	Kritik energiya E_{kr} MeV	Muhit	Radiatsion uzunlik l_g g/sm ²	Kritik energiya E_{kr} MeV
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Ae	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Havo	36,2	83	Pb	6,4	6,9

Radiatsion uzunlikning l (sm) dagi qiymatini topish uchun l_r ni muhit zichligiga nisbatini l_r/ρ olish lozim

Masalan havo uchun:

$$l = \frac{l_r}{\rho} = \frac{36,2g / sm^2}{0,00121g / sm^3} = 299,17sm \approx 300m$$

Energiyasi $T_e > E_{kr}$ bo'lgan elektron bir radiatsion uzunlikka teng masofada o'rta 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.

10-mavzu. Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o'tishi. Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o'tishi. Elektronlarning radiatsion tormozlanishi. Vavilov-Cherenkov nurlanishlari.

1. Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o'tishi
2. Elektronlarning radiatsion tormozlanishi
3. Vavilov – Cherenkov nurlanishi

1934 yili akademik S.I.Vavilov va 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 $\tau = 10$ 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 zariyadi Z ga bog'liq emas, demak bu radiatsion nurlanish emas;

3) Nurlanish uni hosil qilayotgan birlamchi zarra yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida hosil bo'ladi;

Vavilov-Cherenkov nurlanishini 1937 yili 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

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur} \quad (10.34)$$

(10.34) sharti vakuum uchun bajarilmaydi, lekin muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lsa bajariladi. Haqiqatdan, massasi $m \neq 0$ bo'lmagan vakuumda erkin harakatlanayotgan zarraning to'la energiyasi

$$E_{zarra} = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{\frac{1}{2}} \quad (10.35)$$

(10.35)ni differentsiallasak

$$dE_{zarra} = \frac{1}{2} (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{-\frac{1}{2}} 2 p c^2 dp = \frac{c^2 p dp}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} \text{ bundan}$$

$$\frac{dE_{zarra}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m_0 c^2}{mc^2} = \mathcal{G} \quad (10.36)$$

Ikkinchi tomondan vakuumda elektromagnit nurlanish uchun

$$E_{nur} = pc \quad (10.37)$$

differentsiallasak $dE_{nur} = c dp$ yoki

$$\frac{dE_{nur}}{dp} = c \quad (10.38)$$

Har doim $\mathcal{G} < c$, shuning uchun $\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} < \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur}$ 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 ta'kidlaydi.

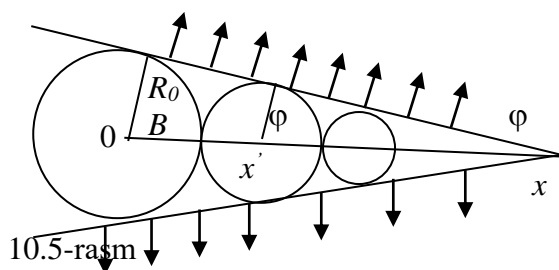
Agar zarra harakati muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lganda zarraning muhitdagi tezligi \mathcal{G} yorug'likning shu muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lishligi $\mathcal{G} > c' = \frac{c}{n}$, zarra o'z energiyasini nurlanishga sarflashi mumkin bo'ladi.

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, bunda to'lqin 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 muhitdan 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 natijalovchi maydon nol dipol nurlanishlar bir-birini so'ndiradi. Zarra tezligi $v > c' = \frac{c}{n}$ bo'lganda muhit kechikkan dipollari kogerent nurlanishlarni hosil qiladi.

Bu nurlanish 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 (10.5- rasm)



Zarra t-vaqtdan so'ng $x = \mathcal{G}t$ nuqtada bo'ladi. Bu vaqt ichida zarra hosil qilgan nurlanishlar to'lqin fronti Ax chizig'ida yotadi. Chunki $x=0$ nuqtada hosil bo'lgan to'lqin 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'lqin fronti 2φ 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 10.6-rasmdan $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ga teng ekanligi ko'rinib turibdi, u quyidagi shartdan topiladi.

$$\cos \Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (10.39)$$

Shunday qilib, Vavilov-Cherenkov nurlanishi 2Θ burchakli konus ichida tarqaladi. Bu nurlanishning aniq burchak yo'nalishga ega bo'lishidan foydalanib, zarraning muhitidagi tezligi β ni aniqlash mumkin. (10.39) dan zarra tezligini aniqlash sohasi oralig'i $\frac{1}{n} \geq \beta \geq 1$. $\beta = \frac{1}{n}$

da $\theta = 0^\circ$ nurlanish boshlanadi $\beta = 1$ da $\theta = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$ nurlanish maksimum burchakka erishadi. Masalan suv uchun ($n=1,33$) $\beta_{\min} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,33} = 0,75$ 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

$$\cos \theta_{\max} = \frac{1}{n} = 0,75 \quad \theta = 41,5^\circ.$$

Tamm-Frank nazariyasiga ko'ra chastotasi ν dan $\nu+dv$ ga qadar oraliqda bo'lgan Vavilov-Cherenkov nurlanishidagi fotonlar soni

$$N(\nu) = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \quad (10.40)$$

(10.40) formulaga ko'ra, hosil bo'lgan fotonlar soni birlamchi zarra zaryadining kvadratiga va zarra tezligiga bog'liq, β ning ortishi bilan $N(\nu)$ 0 dan $4\pi^2 \frac{e^2 z^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{h^2} \right)$ ga qadar ortadi va u 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 nurlanishiga sarflaydigan energiyasi kam, shunga qaramasdan bu effekt o'ta tez zarralar tezliklarini, yo'nalishlarini qayd qilishlikda keng qo'llanilmoqda.

11-mavzu. Gamma-nurlanishlar va neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri
Gamma-nurlanishlarning modda bilan o'zaro ta'siri. Neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri.

1. Gamma-nurlanishlar va neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri
2. Gamma-nurlanishlarning modda bilan o'zaro ta'siri.
3. Neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri.

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 GeVga yetkazish mumkin. Gamma-kvantlar to'lqin uzunliklari energiyalari ortishi bilan kamayib boradi.

$$\lambda = \frac{2\pi hc}{E} \quad (11.1)$$

Gamma nurlar to'lqin uzunliklari 10^{-11} sm dan oshmaydi, bu esa atomlararo masofa 10^{-8} sm dan ming marotabalar kichikdir.

Muhit bilan ta'sirlashuvini gamma-kvantlar elektromagnit ta'sirlashuvga 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 masofada ta'sir etuvchi kulon kuchi ta'siriga berilmaydi, masofaga ega bo'lmagani uchun doimo yorug'lik tezligi bilan harakatlanadi, sekinlashmaydi, to'lqin uzunliklari atomlararo masofadan 10^{-3} marotabalar kichik bo'lganligi sababli juda kam tutashadilar.

Zaryadli zarralardan farqli o'laroq, gamma-kvantlar muhitda o'z energiyalarini kamaytirsa ham tezligini o'zgartirmaydi, gamma-kvantlar uchun muhitda chopish masofasi tushunchasini ishlatib bo'lmaydi, gamma-kvantlar oqimi intensivligi muhit atom elektron va yadrolari bilan ta'sirlashuvida kamayib boradi.

Monoxromatik gamma-kvantlar oqimining bir sekundda 1sm^2 yuzadan o'tayotgan intensivligi I , dx -qalinlikdan o'tganda kamayishi dI bo'lsin.

O'z navbatida dI kamayishi oqim va qatlam qalinligiga bog'liq.

$$dI = -\mu I dx \quad (11.2)$$

Agar muhit bir jinsli bo'lsa μ doimiy bo'ladi. (11.2) ifodani integrallab chiqamiz:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (11.3)$$

Bu yerda I_0 -boshlang'ich intensivlik, I - x qalinlikdagi muhitdan o'tgandan so'nggi intensivlik, μ - yutilish yoki kuchsizlanish koeffitsienti. (11.3) 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. μ (sm^{-1}) - uzunlik birligiga to'g'ri kelsa - chiziqli, ρ -zichlik birligiga to'g'ri kelsa μ/ρ (sm^2) - massaviy yutilish koeffitsienti deyiladi.

Har bir atomga $\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N}$ (sm 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.

12-mavzu. Neytronlarning sekinlashishi. Nurlanishlarning biologik ta'siri va undan himoyalashning dolzarb muammolari.

1. Neytronlarning sekinlashishi.
2. Nurlanishlarning biologik ta'siri va undan himoyalashning dolzarb muammolari.

Atom va atom yadrosi fizikasi Yadro reaktorida neytronlarning sekinlashishi va yutilishi. Neytronlar bilan yadro reaksiyalari. Bo'linish zanjiri reaksiyasi

Yadro reaktorida neytronlarning sekinlashishi va yutilishi. Neytronlar bilan yadro reaksiyalari. Bo'linish zanjiri reaksiyasi 06.10.2018 Atom va atom yadrosi fizikasi

Shuningdek, u erda ikkita mahsulotga va uch yoki undan ortiq mahsulotga parchalanish parchalanish mahsulotlarining turli energiya spektrlari bilan tavsiflanishi ko'rsatilgan. Ikki zarrachaga parchalangan holda, parchalanish mahsulotlarining spektrlari diskretdir. Yadrolarning barcha a-emirilishlari bunday yemirilishlarga misol bo'la oladi. Esda tutamizki, parchalanish uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlari parchalanadigan zarracha yoki yadro bilan bog'liq bo'lgan koordinatalar tizimida yozilishi kerak. Formulalarni soddalashtirish uchun birliklar tizimidan foydalanish qulay $\hbar = c = 1$, bunda energiya, massa va impuls bir xil o'lchamga ega.

Radioaktiv moddalarning chiqarilishining yana bir sababi Chernobil reaktorining boshqa elektr stansiyalarga qaraganda juda boshqacha ishlashi edi. Deyarli barcha o'simliklar "o'z-o'zini ta'minlaydigan yadroviy bo'linish zanjiri reaksiyasi" deb ataladigan printsip asosida ishlaydi, bu erda neytronlar yoqilg'idagi atomlarni bombardimon qiladi yoki urib, parchalanishni keltirib chiqaradi. Biroq, bu jarayonni nazorat qilish kerak - zanjirli reaksiyaga ruxsat berilgan tezlikni nazorat qilishning turli usullari bo'lishi kerak.

Ushbu zanjir reaksiyasini boshqarish usullaridan foydalanish Chernobil reaktorining boshqa reaktorlardan juda farq qilishidir. dan parchalanish neytronlari ajralib chiqadi yuqori tezlik... Bu neytronlar yoqilg'i tarkibidagi boshqa uran atomlari tomonidan samarali so'rilishi va keyingi bo'linish hodisalarini keltirib chiqarishi uchun ularni birinchi navbatda sekinlashtirish kerak. Qo'shma Shtatlardagi barcha quvvat reaktorlari suvdan ham sovutuvchi, ham moderator sifatida foydalanadi. Shunday qilib, suv uran yoqilg'isini to'liq o'rab oladi va neytronlarni sekinlashtiradi, shu bilan birga uran yoqilg'isidan issiqlikni olib tashlaydi.

Agar $X \rightarrow A + B$ parchalanish mahsulotlari relyativistik bo'lmasa, parchalanish mahsulotlarining kinetik energiyalari X zarraning qolgan massalari va A va B parchalanish mahsulotlari o'rtasidagi farq bilan juda oddiy tarzda bog'liq.

$$T_A = \frac{\Delta M \cdot M_B}{M_A + M_B}; \quad T_B = \frac{\Delta M \cdot M_A}{M_A + M_B}.$$

dan kelib chiqadigan radon va geliy yadrolarining kinetik energiyalari uchun **α -parchalanish** radiy yadrolari:

Keyin suv qaynoq suv reaktorlarida bug'ga aylanadi, ular quvurlar orqali turbinaga o'tadi, ular o'z navbatida aylanadi va elektr energiyasini ishlab chiqaradi. Chernobil reaktori ham suv bilan sovutilgan bo'lsa-da, suv asosan sovutish uchun ishlatilgan, lekin neytronlarni sekinlashtirmagan. Buning o'rniga, ulkan grafit bloklari yoqilg'ini o'rab oldi va neytronlarni sekinlashtirish uchun ishlatilgan.

Agar suv bilan sovutilgan va suv bilan sovutilgan reaktorda biror narsa noto'g'ri bo'lsa, hosil bo'ladigan issiqlik miqdori yoqilg'ini o'rab turgan suvning qaynashiga va bug'ga aylanishiga olib

keladi. Suv neytronlar uchun ajoyib moderator bo'lsa-da, bug' yo'q. Neytron moderatsiyasi kamaytirilganda, neytronlar bo'linish zanjiri reaksiyasini davom ettira olmaydi va reaktor o'chadi. Shuning uchun ko'pchilik reaktorlar bosimning har qanday halokatli o'sishini va buning mumkin bo'lgan oqibatlarini oldini olish uchun reaksiyaga kirishadilar.



Radon va geliy yadrolarining kinetik energiyalarining olingan qiymatlari relativistik bo'lmagan yaqinlashuvdan foydalanishni asoslaydi. Ushbu yaqinlashishning to'g'riligini baholash uchun mahsulotlarning tezligini hisoblash va ularni yorug'lik tezligi bilan solishtirishning hojati yo'q, zarrachaning kinetik energiyasini uning tinch energiyasi bilan solishtirish kifoya. Radiy 226 Ra yadrosining parchalanishida maksimal kinetik energiya geliy yadrosini (ya'ni, a-zarrachani) olib ketadi va bu energiya nuklonning qolgan energiyasining 0,5% dan (~ 940 MeV) va shunga mos ravishda geliy yadrosining qolgan energiyasining 0,15% dan kamrog'ini tashkil qiladi. .

Radiyning a-yemirilishi ($T_{1/2} = 1600$ yil) natijasida paydo bo'lgan radon yadrosi ham yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 3,82$ kun bo'lgan a-emirilishga uchraydi.

Baxtsiz hodisa yuz berganda Chernobil atom elektr stantsiyasi quvvatning keskin oshishi sovutish suvining qaynashiga olib keldi, lekin u suv bilan sovutilmaganligi sababli, grafit bloklari neytronlarni sekinlashtirishda davom etdi, bu esa kuchni halokatli bo'lgunga qadar oshirishga imkon berdi.

Shuni ham ta'kidlash kerakki, ushbu hodisadan oldin operatorlar ba'zi xavfsizlik zanjirlarini o'chirishga qaror qilgan sinovlarni o'tkazgan, shuning uchun sinovlar uzoq davom etmaydi. Ushbu xavfsizlik sxemalaridan birining yo'qligi haqiqatda quvvatning tez o'sishiga imkon berdi.



Bu yemirilishda vujudga keladigan poloniy 218 Po yadrosi ham a-zarrachalar chiqishi bilan parchalanadi (uning yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 3,1$ min): $218 \text{ Po} \rightarrow 214 \text{ Pb} + 4 \text{ He}$. Ushbu parchalanish mahsuloti 214 Pb qo'rg'oshin yadrosi neytronlar bilan "ortiqcha yuklangan" (qo'rg'oshin izotoplari 206 Pb, 207 Pb, 208 Pb barqaror). Shuning uchun b-emirilish kanali orqali 214 Pb parchalanadi ($T_{1/2} = 27$ minut).

Biz ko'rib chiqayotgan parchalanishlar "zanjiri" og'ir yadrolarning parchalanishiga xos xususiyatdir. Bundan 10 milliard yil avval elementlar sintezi jarayonida hosil bo'lgan og'ir yadrolar parchalanib, yana beqaror yadrolarni hosil qiladi. Yemirilishlar barqaror elementlar hosil bo'lguncha davom etadi. Yemirilishlarda a-zarrachalar va juft leptonlarning emissiyasi (b-yemirilish) sodir bo'ladi. a-emirilishlarda yadrolardagi A nuklonlari soni 4 ga o'zgaradi, b-yemirilishlar A o'zgarmagan holda sodir bo'ladi. Shuning uchun og'ir yadrolarning radioaktiv parchalanishining faqat 4 seriyasi (oilasi) mavjud. massiv raqamlar $A = 4n, 4n + 1, 4n + 2$ va $4n + 3$ (3.1-jadvalga qarang).

Grafit bloklari yonib, ko'proq issiqlik va zararga olib keldi. Bug'ning portlashi va barcha issiqlik reaktor idishini o'rnatmalarini yashirishga majbur qildi va ko'plab parchalanish mahsulotlari reaktor binosidan reaktorga tushishiga olib keldi. Yodingizda bo'lsin, Chernobilda reaktor devorli

devorli binoda joylashgan bo'lib, unda Amerika Qo'shma Shtatlari va Rossiya va sobiq Sovet Ittifoqidan tashqari boshqa mamlakatlarda qo'llaniladigan uch bo'lakli po'lat temir-beton yo'q edi.

Chernobil avariya-sidan keyingi birinchi yil davomida o'tkir radiatsiya sindromi tufayli vafot etganlar soni yaxshi hujjatlashtirilgan. YTH natijasida yana ikki kishi boshqa jarohatlar tufayli vafot etgan. Chernobil AESdagi avariya-sidan keyin bashorat qilingan katta raqam saraton o'limi. Voqea paytida potentsial ta'sir ko'rsatishi mumkin bo'lgan homilador ayollarning tug'ilmagan bolalarining sog'lig'iga potentsial ta'siri ayniqsa tashvishlidir. Shunga o'xshash kuzatuvlar Italiya, G'arbiy Germaniya, Daniya va Norvegiyada kuzatilgan.

IONLOVCHI NURLANISHNING BIOLOGIK TA'SIRI

Ionlovchi nurlar to'qimalarga bevosita va bilvosita ta'sir etadi. Bu nurlarning to'qimalarga byovosita, to'g'ridan-to'g'ri ta'sir etishi natijasida ularning biomolekulalari ionlashib, ko'zg'aladi. Nurlarning bilvosita ta'siri esa to'qima tarkibidagi suvning radioliz jarayoni bilan bog'liq bo'lib, oqibatda hosil bo'lgan parchalanish mahsulotlari (OH, O, H₂O₂, HO₂) o'ta faol xususiyat kasb etadi va hujayra tarkibiga kiruvchi barcha organik moddalarni oksidlab qo'yadi.

Bevosita nurlanish ta'sirida xujayra fermentlari, nukleoproteidlar, xromosomalar, bilvosita ta'sir tufayli suv radiolizi mahsulotlaridan to'qimalar zarar ko'radi.

Hujayra va to'qimalarning nurlanishga naqadar sezgirligi ularning faolligiga bog'liq. Hujayralar qanchalik tez mitotik yo'l bilan bo'linib ko'paysa, ularning nurlanishga sezgirligi ham shunchalik yukori bo'ladi. Limfoid va miyeloid to'qimalar nurlanishga eng sezgir to'qimalar bo'lib, ulardan so'ng ichak va teri epiteliysi, ovqat hazm qilish hamda endokrin bezlarining sekret ishlab chikaruvchi hujayralari, mushak, tog'ay, suyak va biriktiruvchi to'qimalar turadi.

Ionlovchi nurlarning to'qimalarga bevosita hamda bilvosita ta'siri - qonda radiotoksinlar hosil bo'lishi va aylanishi ichki a'zolar faoliyatining ishdan chiqishiga olib keladi.

Yuqori dozada nurlanish natijasida suyak ko'migida qon tanachalarining hosil bo'lishi umuman to'xtashi mumkin va qonda leykotsitopeniya, trombotsitopeniya erta rivojlanadi. Bu esa o'z navbatida infeksiya va gemorragik sindromlarning rivojlanishiga sabab bo'ladi.

Nurlanishning klinik belgilari (olimlar YE.V.Gembitskiy va F.I.Komarov kuzatishicha) ko'plab omillarga bog'liq. Bular -nurlari (gamma, beta, neytron va b.), ularning miqsoni va quvvati, nurlovchi manbaning joylashishi (tashqi ma'lum masofadagi manbadan va ichki - odam ichiga nurlovchi moddaning tushishidan), aralash, odam tanasiga nurlarning bir tekis, notekis, bir joyga yoki tananing ma'lum qismiga ta'sir etishi, qancha vaqt ichida qanday mikdorda nurlanishdan iborat. Shundan kelib chiqqan holda, o'tkir va surunkali nur kasalligi hamda mahalliy radiatsion zararlantish farqlanadi.

NUR KASALLIGI

Hyp kasalligi atom va vodorod bombasi portlagandan hosil bo'luvchi mexanik, issiqlik va ionlovchi nurlanish ta'sirida yuzaga keladi. Shuningdek, bu kasallik yadro reaktorlari portlab ketganda, davolash maqsadida organizm nurlatilganda ham kuzatilishi mumkin.

Atom bombasi portlaganda portlash to'lqini, issiqlik va ionlovchi nurlanish hosil bo'ladi. Bombaning qanchalik kuvvatli ekaniga qarab ta'sir maydoni ham shuncha katta bo'ladi. Bir kilotonnadan bir megatonnagacha kuvvatli bombalarning ta'sir maydoni farqi portlash to'lqini ko'lami hisobida 8 dan 33 km gacha, issiqlik ta'siri 6 dan 30 km gacha, va ionlovchi nurlar ta'siri ko'lami 3 dan 6 km gacha tashkil etadi. Bomba portlaganda hosil bo'ladigan ionlovchi nurlar tashqaridan gamma nurlar va neytronlar oqimi ko'rinishida ta'sir etadi.

Shuni unutmaslik kerakki, o'rta va yirik atom bombalar portlaganda ko'proq aralash ta'sir nurlar, issiqlik va portlash to'liqini ta'siridagi aralash jarohatlar olish kuzatiladi. O'tkir nurlanish bilan bir qatorda kuyish va yarador bo'lish kuzatiladi. Kichikroq bombalar portlaganda esa asosan nur kasaligining har-xil ko'rinishlari asosiy o'rin egallaydi.

O'tkir va surunkali nur kasalligi atom bombasi portlagan paytida ham, bomba portlashidan hosil bo'lgan nurlovchi bulut ta'sirida ham yuzaga kelishi mumkin.

Atom reaktorlari portlashi natijasidagi nurlanish paytida tana va a'zolarga manba yaqinligi (tananing ayrim joylari shu atrofdagi narsalar bilan tasodifan himoyalaniq qolishi) tufayli nur tanaga bir tekis ta'sir etmaydi. Hyp kasaligi og'irligi va kechishiga ko'ra o'tkir va surunkali bo'ladi.

O'tkir nur kasalligi. Hozirgi paytda nur kasalligi o'z kechishiga ko'ra, yengil, o'rta, og'ir va juda og'ir ko'rinishlarda o'tadi. 1 greydan 2 gacha bir tekis nur olgan tanada kasallik yengil o'tadi. 2 dan 4 gacha o'rta, 4 dan 6 greygacha og'ir va 6 greydan oshganda juda og'ir nurlanish holati kuzatiladi.

1 greydan 10 greygacha nurlanish olgan tanada asosan suyak iligi zararlanishi bilan bog'liq o'zgarishlar ro'y berib, o'tkir nur kasaligining bu ko'rinishi suyak iligi nomini olgan. 20 greygacha nurlanish olgan hollarda, qon ishlab chiqaruvchi a'zolardan tashqari ichak epiteliysi zarar ko'radi. Ichakdagi o'zgarish shu qadar tez kechadiki, bemor qon ishlab chikaruvchi a'zolardagi jarayon izdan chiqmay turib nobud bo'lishi mumkin. 20 greydan ko'proq nurlanish oqibatida o'tkir nur kasalligi toksik va serebral ko'rinishlarda kechib, bunda bir kecha-kunduz, hatto bir necha saot ichida bemor o'lishi mumkin. Harbiy terapevtlar uchun suyak iligidagi o'zgarishlar bilan kechuvchi nur kasaligini o'rganish ahamiyatlidir. Bu kasallikning o'ziga xos tomonlaridan biri, uning davriy kechishidir. Bunda 4 davr kuzatiladi:

- 1) boshlang'ich yoki organizmning nurlanishga dastlabki javob davri;
- 2) yashirin yoki kasallik belgilari go'yo yo'qolib borayotgandek davri;
- 3) qo'zg'alish yoki kasallikning barcha belgilari yuzaga chiqadigan davr;
- 4) tuzalish davri.

Kasallik yengil kechganda shifoxonaga yotqiziladi, lekin hyech qanday maxsus davo choralarini ko'rilmaydi va shifokor tomonidan nazoratda bo'ladi. Ba'zi hollarda nurlanish 2 greyga yaqinlashsa, turli vaziyatlarda mijozni diqqat va hurmat bilan tinglash, hajv, o'qitish, maslahat va mashg'ul bo'lish kabi professional hamshiralik muolajalari samarali uslub sifatida xizmat qilishi mumkin. O'z ishida faqat vazifani ko'zlab harakat kiladigan va mijozning ehtiyojlarini faqat mexanik muolajalar bilan qondiradigan hamshira samarani cheklab qo'ygan bo'ladi.

Tadbir tanlash. Tadbirlar ro'yxatidan hamshira mijozning bajarishiga eng ma'qulini tanlaydi. Tadbirlar tanlashda hamshira foydalanishi uchun keng ko'rsatmalar tanlov imkoniga ega. Tanlangan tadbirlar:

- mijozga moslangan;
- masalan, Amerika hamshiralar uyushmasi, qanada hamshiralar uyushmasi amaliyot standartlari, akkreditlovchi tashkilotlar standartlari kabi tibbiy yordam standartlariga kiyoslangan;
- hamshira qobiliyati, vaqqi va tayanch manbalariga ko'ra haqqoniy;

- mijozning qadri, e'tiqodi va ruhiy-ijtimoiy holati bilan mos;
- boshqa rejalashtirilgan davo choralariga mos bo'lishi kerak.

Lekin hamshiralik tadbirlari shartlarning hatto barchasiga javob berganda ham mijoz vazifalari muvaffaqiyatli bajarilishiga kafolat berolmaydi. Bir mijoz uchun yaxshi hisoblangani boshqasiga to'g'ri kelmasligi mumkin. Ilmiy tadqiqotlar bilan shug'ullanayotgan hamshiralilar tanlangan tadbirlar muvaffaqiyatini oldindan statistik sxema bo'yicha aniqlashga harakat qiladilar. Tajribali xamshira samarali tadbirlarni tanlashda tadqiqotlar natijalari (hamshiralik ishi fani) va mijoz haqidagi bilimlardan (hamshiralik ishi san'atidan) foydalanadi. Xodimlar bilan joriy maslahatlar va davom etayotgan o'quv mijoz muammosiga yangicha va ijodiy yondashishni tadqiq etish uchun eng yaxshi vosita hisoblanadi.

13-mavzu. Yadro reaksiyalar

Asosiy tushunchalari va ta'riflari. Kulon uyg'otishlari. Yadro reaksiyalarining kinematikasi. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari. Yadro reaksiyalarining kesimi va chiqishi. Yadro reaksiyalarining mexanizmi.

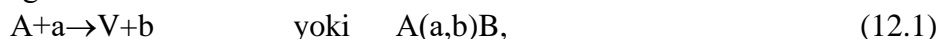
Reja:

1. Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.
2. Yadrolarning bo'linish reaksiyalarini.
3. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor.
4. Termoyadroviy reaksiyalar, yulduzlar energiyasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: yadroviy reaksiyalar, zaryadli zarralar, neytronlar va γ -kvantlar taosiridagi yadroviy reaksiyalar, oraliq yadro, reaksiya energiyasi, effektiv kesim, tez va sekin neytronlar, oir yadrolarning bo'linish reaksiyasi, tomchi modeli, zanjiriy reaksiya, kupayish koeffitsienti, kritik massa, yadro reaktori, yadroviy energiya, termoyadro reaksiyalari, vodorod bomba, neytron bomba, Quyosh energiyasi, «Tokomak», yadroviy energetika, yadroviy yoqililar.

1. Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.

Ikki zarra (ikki yadro yoki yadro va zarra) bir-biri bilan 10^{-15} m lar chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli uzaro intensiv taosirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayonni yadroviy reaksiyalar deb ataladi. Yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish odat bo'lgan:



bunda A – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, b–yadroviy reaksiyada ajralib chiquvchi zarra, V – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va b zarralar – neytron, proton, α - zarra, γ - kvant, engil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiyani 1919 yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda azotni α -zarralar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan. Yuqorida bayon etilgan yadroviy reaksiyalarni yozish usuliga asoslanib mazkur reaksiyani



yoki ixchamroq quyidagi



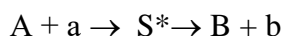
ko'rinishda ifodalash mumkin.

Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarralarning tabiatiga asoslanib uch sinfga: zaryadli zarralar; neytronlar;

γ - kvantlar taosirida amalga oshadigan reaksiyalarga ajratish mumkin.

Reaksiyalarni amalga oshish mexanizmi buyicha ularni ikki sinfga shartli ravishda ajratsa bo'ladi:

1. Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistemani oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda esa oraliq yadro emiriladi. Demak, reaksiya



sxema buyicha amalga oshadi. S^* yadroning (bundagi yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha katta taxminan (10^{-14} dan 10^{-15}) s bo'ladi. Yadro fizikasida yadroviy vaqt tushunchasidan foydalanish odat bulgan. Yadroviy vaqt deganda energiyasi 1 MeV bo'lgan nuklon ($v \sim 10^7$ m/s ga moc keladi) yadroning diametriga ($\sim 10^{-14}$ m) teng masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqt

$$\tau_{ya} = 10^{-14} \text{m} / 10^7 \text{m/s} = 10^{-21} \text{s}$$

tushuniladi. Demak, oraliq yadroning yashash davomiyligi yadroviy vaqtdan 10^6 dan 10^7 martagacha katta.

2. Zarrani yadro bilan bevosita o'zaro taosirlashuvi tufayli amalga oshadigan reaksiyalar. Misol tariqasida deytton (H^2) ni yadro bilan o'zaro taosirlashuvini bayon qilaylik. YAdroga yaqinlashgan deyttonning protonini yadro itarib yuboradi (ikkalasining ham zaryadi musbat bo'lganligi uchun). Deytonning neytroni esa yadroga kirishi mumkin. Natijada deytton bo'linib ketadi, yaoni uning neytronini yadro yutadi, protoni esa yadroga kirmasdan o'tib ketadi. Buni baosan, «uzib olish» reaksiyasi deb ham ataladi.

Yadroviy reaksiyalarni tajribalarda o'rganish tufayli reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishi aniqlandi:

1. Yadroviy reaksiyaga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.
2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning tuliq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, yaoni reaksiyada hosil bo'lgan zarralar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi. Bu ikki qonunning bajarilishini quyidagi jadvalda keltirilgan yadroviy reaksiyalar misolida tekshirib ko'rish mumkin.

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$N^{14} + \alpha \rightarrow O^{17} + p$	$7+2=8+1$	$14+4=17+1$
$H^2 + H^2 \rightarrow He^4 + n$	$1+1=2+0$	$2+2=3+1$
$Li^7 + p \rightarrow Be^7 + n$	$3+1=4+0$	$7+1=7+1$
$S^{32} + n \rightarrow P^{32} + p$	$13+0=15+1$	$32+1=32+1$
$Be^9 + \gamma \rightarrow 2He^4 + n$	$4 + 0 = 2 * 2 + 0$	$9 + 0 = 2 * 4 + 1$

3. Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. Bu ikki qonunni birgalikda bayon qilmoqchiligimizning sababi massa va energiya o'zaro $W=mc^2$ munosabat bilan bog'langanligidadir. Yadroviy reaksiyani (12.1) belgilanishiga amal qilaylik. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalarini m_A va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarnikini esa m_V va m_b deb belgilaymiz. Ularning kinetik energiylarini mos ravishda T_A , T_a , T_B , T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to'liq energiylarining yig'indisi reaksiyada vujudga kelgan zarralar to'liq energiylarining yig'indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$m_Ac^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_V c^2 + T_V + m_b c^2 + T_b$$

Mos hadlarni gruppalasak, bu ifoda quyidagi

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_V + T_b) - (T_A + T_a).$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglikning o'ng tomoni reaksiya natijasida vujudga keladigan energiya o'zgarishini ifodalaydi. Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiyani reaksiya energiyasi deb ataladi va odatda, Q harfi bilan belgilanadi. U holda

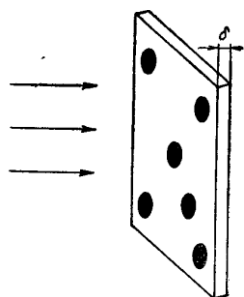
$$Q = [(m_A + m_a) - (m_V + m_b)] c^2 = (T_V + T_b) - (T_A + T_a). \quad (12.3)$$

Agar $Q > 0$ bo'lsa, zarralar tinchlikdagi massasining kamayuvi hisobiga zarralar kinetik energiyaning ortishi kuzatiladi. Bu holda ekzoenergetik, reaksiya amalga oshayotgan bo'ladi.

Ekzoenergetik reaksiya ($T_A + T_a$) ning har qanday qiymatida ham amalga oshadi. Faqat zarra zaryadli bo'lgan holda uning energiyasi yadro elektr maydonining qarshiligini (odatda, uni Kulon to'sig'i deyiladi) engishga etarli bo'lishi kerak, albatta.

Agar $Q < 0$ bo'lsa, endoenergetik reaksiya sodir buladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayuvi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari etarlicha katta bo'lishi, ya'ni $(T_A + T_a) = |Q| + (T_B + T_b)$ shart bajarilishi kerak.

Endi yadroviy o'zaro taosir ehtimoligini xarakterlash uchun qo'llaniladigan effektiv kesim tushunchasi bilan tanishaylik. Buning uchun quyidagi xayoliy tajriba ustida mulohaza yuritaylik. Nishon sifatida qo'llanilayotgan bir jinsli jism tarkibidagi yadrolar kontsentratsiyasi, ya'ni birlik hajmdagi yadrolar soni p bo'lsin. Nishonning qalinligi δ shunday bo'lsinki, (12.1-rasm), undagi



12.1-rasm

yadrolar bir-birini to'smasin. Bu nishonga tushayotgan zarralarning zichligi (ya'ni nishonning birlik yuzidan birlik vaqtda o'tadigan zarralar soni) N bo'lsin. Bu zarralarning hammasi ham nishondagi yadrolar bilan to'qnashmaydi, albatta. Chunki to'qnashish sodir bo'lishi uchun zarra nishondan uchib o'tayotganda uning yo'lida yadro mavjud bo'lishi kerak. Agar yadroni radiusi r_{ya} bo'lgan sharcha deb tasavvur qilsak, uning ko'ndalang kesimi $\sigma' = \pi r_{ya}^2$ yuzli doira bo'ladi. Nishonning birlik yuziga mos kelgan hajmdagi yadrolar soni $p \delta$ ga, bu yadrolar kesimlarining umumiy yuzi esa $\sigma' p \delta$ ga teng bo'ladi. Bu yuzning qiymati kanchalik katta bo'lsa, nishonga

tushayotgan zarrani yadrodan birortasi bilan to'qnashishining ehtimolligi shunchalik katta bo'ladi. U holda nishondagi yadrolar bilan to'qnashadigan zarralar soni

$$\Delta N = N \sigma' p \delta$$

ifoda bilan aniqlanadi. Agar $N = 1$ (ya'ni nishonning birlik yuziga birlik vaqtda bitta zarra tushmoqda) va $p \delta = 1$ (ya'ni nishonning birlik yuziga mos keluvchi hajmda bittagina yadro mavjud) bo'lsa, $\Delta N = \sigma'$ bo'lib qoladi. Demak, yuzi bir birlikka teng nishon hajmida bittagina yadro mavjud bo'lgan holda bu nishonga birlik vaqtda bitta zarra tushadigan bo'lsa, uning yadro bilan to'qnashish ehtimolligi miqdoran yadroning ko'ndalang kesim yuziga teng ekan. Lekin zarra yadro bilan to'qnashganda hamma vaqt ham biz qiziqayotgan yadroviy reaksiya sodir bo'lavermaydi. Umuman, yadroviy reaksiyani sodir bo'lish ehtimolligi zarra va nishonning parametrlariga, ayniqsa, zarraning energiyasiga bog'lik. Bundan tashqari yadroviy reaksiyani qattik zarra bilan sferik shakldagi qattiq yadroning to'qnashishi kabi tasavvur qilish ham haqiqatga unchalik mos kelmaydi. Natijada yadroviy reaksiyani sodir bo'lish ehtimolligi zarrani yadro bilan to'qnashish ehtimoligidan miqdoran farq qiladi. Boshqacha qilib aytganda, biror yadroviy reaksiyani sodir bo'lish ehtimolligi aslida σ' ga emas, balki undan farqlanuvchi σ qiymatga ega bo'ladi. Bu qiymat yadroning ko'ndalang kesimiga emas, balki qandaydir effektiv kesimga mos keladi. Shuning uchun yadroviy reaksiyaning sodir bo'lish ehtimoligini effektiv kesim orqali xarakterlash odat bo'lgan. Effektiv kesim m^2 larda o'lchanadi.

1932 yilda D.Chedvik α -zarralar ta'sirida vujudga keladigan «berilliy nurlanishi» massasi proton massasiga yaqin bo'lgan elektroneytral zarralardan iborat, degan fikrni ilgari surdi. Bu fikrga asosan Chedvik mavjud tajriba natijalarini miqdoriy jixatdan ham izohlab berdi. Neytronlar deb nomlangan zarralar shu tarzda kashf etildi. SHunday qilib, neytronlar kuzatilgan birinchi yadroviy reaksiyani



shaklda yozamiz. Bu reaksiyadan hanuzgacha neytronlarning ixchamgina manbai sifatida foydalaniladi. Bunday manbalarni berilliy metalliga α - nurlanish chiqaradigan preparat aralastirib hosil qilinadi. Masalan, 1g radiyga bir necha gramm berilliy aralastirilsa, sekundiga taxminan 10^7 neytron chiqaradigan manba hosil bo'ladi. 1 g poloniy aralastirilgan (Ro - Be) manbadan sekundiga chiqariladigan neytronlar soni $3 \cdot 10^6$ ga etadi. Bu ikkala manba chiqaradigan neytronlar

energiyasi keng intervaldagi qiymatlarga ega. Agar monoenergetik neytronlar lozim bo'lsa, boshqa reaksiyalardan foydalaniladi. Masalan, Bi^{209} ning 1,78 MeV energiyali γ -kvantlari ta'sirida



reaksiya tufayli energiyasi ~ 110 keV bo'lgan monoenergetik neytronlar hosil bo'ladi. Erkin holatdagi (ya'ni, yadro tarkibiga kirmagan) neytron β -radioaktiv emirilishga moyil. Uning yarim emirilish davri ~ 12 minut. Emirilish quyidagi



sxema bo'yicha sodir bo'ladi.

Neytronlar biror muhitdan o'tayotganda, muhit atom va molekularining elektron qobiklari bilan deyarli taosirlashmaydi. Sababi — neytronlarning elektr zaryadga ega emasligidir. Neytronlar faqatgina muhit atomlarining yadrolari bilan taosirlashadi, holos. Bu taosirlashuv neytronning tezligiga (ya'ni, energiyasiga) bog'liq. Neytronlarning tezligi bo'yicha shartli ravishda tez va sekin neytronlarga ajratiladi:

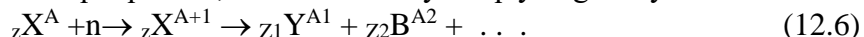
1) de-Broyl to'lqin uzunliklari ($\lambda = h/mn\theta$) yadro radiusi r dan kichik bulgan neytronlar [bunga (0,1 4 50) MeV energiyalar mos keladi] tez neytronlar deb ataladi;

2) neytronlarning de-Broyl to'lqin uzunliklari yadro radiusidan katta bo'lgak hollarda (bunga 0,1 MeV dan kichik energiyalar mos keladi) ularni sekin neytronlar deb nomlanadi.

2. Yadrolarning bo'linish reaksiyalari

E. Fermi (Italiya), I. Jolio - Kyuri va P. Savich (Frantsiya), O. Gan va F. SHtrassman (Germaniya), O. Frish va L. Maytner (Avstriya) lar ning tajribalari va nazariy izlanishlari tufayli neytronlar bilan bombardimon kilingan og'ir yadrolar (masalan, uran) ni ikki qismga bo'linishi aniqlandi. Bundan tashkari neytronlar, elektronlar va γ - nurlanishlarning ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa yadro bo'linishi deb nom oldi. Bo'linish jarayonida vujudga kelgan (Mendelev davriy jadvalining o'rtarog'idagi elementlariga taalluqli) yadrolarni esa bo'linish parchalari deb ataldi.

Bu hodisa ni yadro fizikasiga oid bilimlarimiz asosida talqin qilib ko'raylik. Neytron ${}_Z\text{X}^A$ yadroga kirgach, uning nuklonlari orasida o'ralashib qoladi. Natijada yangi ${}_Z\text{X}^{A+1}$ yadro hosil bo'ladi, u esa ikki yadroga, ya'ni, ${}_{Z_1}\text{Y}^{A_1}$ va ${}_{Z_2}\text{B}^{A_2}$ yadrolarga bo'linadi. Bo'linish natijasida vujudga kelishi mumkin bo'lgan boshqa zarralar bilan qiziqmasak, mazkur reaksiyani quyidagicha yoza olamiz:



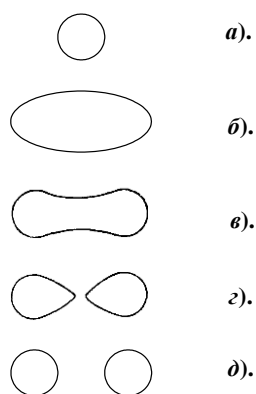
X yadroni U va V yadrolarga ajralish imkoniyati energetik nuqtai nazardan

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A \quad (12.7)$$

ifodaning ishorasiga bog'liq. (12.7) da ε_1 , ε_2 , ε lar mos ravishda bo'linish parchalari - Y va B hamda X yadrolardagi bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyalarining qiymatlari. Davriy jadvalning o'rta qismidagi elementlar yadrolari uchun nuklonning yadroga bog'lanish energiyasi (ya'ni, ε_1 va ε_2 lar) ning qiymatlari jadval oxiridagi og'ir yadrolarniki (ya'ni ε) ga nisbatan $\sim 0,8$ MeV katta. Shuning uchun Q ning ishorasi musbat bo'ladi. Bundan tashqari X yadroning nuklonlari U va V yadrolar orasida taqsimlanganligi uchun

$$Z_1 + Z_2 = Z \quad \text{va} \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (12.8)$$

deb xisoblash mumkin. Natijada og'ir yadro (masalan, U235) ikki o'rtacharoq yadroga ajralganda $Q \approx A \cdot 0,8$ MeV energiya ajralishi lozim, degan xulosaga kelamiz. Qizig'i shundaki, (18.7) ifoda asosida xisoblashlar massa soni 100 dan katta bo'lgan barcha yadrolar uchun Q ning ishorasi



12.2-rasm

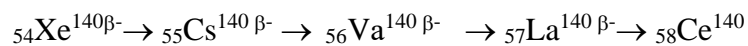
- a). musbat ekanligini ko'rsatdi. Demak, nazariy jihatdan $A > 100$ bo'lgan yadrolar o'z-o'zidan, ya'ni spontan bo'linishi mumkin. U holda nima uchun spontan bo'linish faqat og'ir yadrolarda kuzatiladiq U xolda quyidagi muammoga duch kelamiz:

Xaqiqatan, spontan ravishda og'ir yadroni ikki o'rtacharoq yadroga ajralishi elementlar davriy jadvalining oxiridagi baosi yadrolarda sobiq sovet fiziklari G. N. Flerov va K. A. Petrjaklar tomonidan kuzatildi. Lekin spontan bo'linishning tajribada aniqlangan ehtimolligi juda kichik, ya'ni yarim emirilish davri nihoyat katta. Masalan, uran uchun $0,8 \cdot 10^{13}$ yilga teng. Demak, yukoridagi savolni quyidagicha ifodalasa ham bo'ladi: nima uchun ikkiga

ajralishga nisbatan $Q > 0$ bo'lgan yadrolarning bo'linishini amalga oshirish uchun tashqaridan biror taosir berilishi kerakq Bu savolga javob berish uchun yadroning tomchi modelidan foydalaniladi. Mazkur modelda atom yadrosi suyuqlik tomchisiga o'xshatiladi. SHuning uchun yadroning bo'linish jarayonini bayon qilishdan oldin suyuqlik tomchisi ustidagi muloxazalarga to'xtab o'taylik. Agar sharsimon suyuqlik tomchisni astagina turtsek, u deformatsiyalanib, «nafas olayotgandek» tebranadi. Bunda tomchining shakli sharsimondan ellipsoidsimonga, undan yana sharsimonga o'tadi. Shu tarzda maolum vaqt tebrangach, tomchi yana sharsimon shaklini oladi, chunki bu shakl tomchi uchun asosiydir. Agar tomchiga berilgan turtki echarlicha katta bo'lsa, tomchi tebranish jarayonida elastik deformatsiyaning kritik nuqtasidan o'tib ketadi. Natijada tomchining boshlanrich sferasimon shaklga qaytish imkoniyati yo'qoladi. Shuning uchun tomchi bir necha bosqichlardan (12.2-rasm) o'tib, ikkiga ajraladi. Yadroning bo'linishi ham tomchinikiga o'xshash bo'ladi. Neytron yadro ichiga kirib nuklonlarga aralashib ketadi va yadroviy kuchlar tufayli yadro bilan bog'lanib qoladi. Bunda neytron yadrodagi nuklonlar «kollektivi»ga o'zining kinetik va bog'lanish energiyalarining yig'indisiga teng miqdordagi energiya beradi. Yadroga berilgan bu energiya suyuqlik tomchisini deformatsiyalash jarayonida berilgan energiyaga o'xshaydi. Neytron olib kirgan energiya taosirida yadro bo'linadigan darajada deformatsiyalanmasa, bir qator tebranishlardan so'ng yadro boshlang'ich holatga qaytadi. Tebranish energiyasi esa γ -kvant tarzida nurlantiriladi. Agar neytronning energiyasi yadroga 12.2-v rasmda tasvirlangandek gantelsimon shaklni berishga etarli bo'lsa, endi yadro sferasimon shaklini tiklay olmaydi. Haqiqatan, gantelsimon shaklga kelgan yadroning chekkalarida joylashgan protonlarning o'zaro itarishish kuchlarini yadroviy kuchlar muvozanatlashtirilmaydi, chunki yadroviy kuchlar faqat qisqa masofalardagina tortishuv xarakteriga ega. Natijada gantelsimon shakldagi yadro ikki yadroga – bo'linish parchalariga ajraladi. Yadroning bo'linishi uchun etarli darajada deformatsiyalay oladigan energiyaning qiymati bo'linishning kritik energiyasi W_{kr} (yoki aktivlash energiyasi) deb ataladi. Yadro bo'linish hodisasining nazariyasini 1939 yilda N. Bor, J. Uiller va Rossiyalik fizik Ya. I. Frenkel yaratdi. SHu nazariyaga asoslangan yadroning bo'linish mexanizmini soddalashtirilgan tarzda yuqorida bayon qildik. Endi, yadroning bo'linish jarayonini o'rganishda quyidagi muammoga duch kelamiz.

Bu muammoni echish uchun yadrolar tuzilishidagi quyidagi qonuniyatga eotibor beraylik. Elementlar davriy jadvalidagi turli stabil (ya'ni, barqaror) yadrolardagi neytronlar soni N ning protonlar soni Z ga nisbati entil yadrolar uchun taxminan 1 ga teng bo'lsa, og'ir yadrolar soxasiga siljiganimiz sari bu nisbatning qiymati kattalashib boradi. Masalan, O^{13} , Ag^{108} , Va^{137} , U^{238} yadrolari uchun N/Z ning qiymatlari mos ravishda 1,0; 1,3; 1,46; 1,6 larga teng, Demak, og'ir yadro (masalan, uran) bo'linishi tufayli hosil bo'lgan bo'linish parchalarida ham neytronlar protonlardan anchagina ko'p bo'ladi (chunki $N/Z = 1,6$ edi). Bundan tashqari bo'linish parchalari yangigina vujudga kelgan vaqtda nihoyat darajada deformatsiyalangan bo'ladi. Bunday deformatsiyalarga ega bo'lgan yadrolarni o'ta uyg'ongan yadrolar deb ataladi. O'ta uyg'ongan yadroning potentsial energiyasi juda katta. Shuning uchun o'ta uyg'ongan yadro (bo'linish parchasi) «silkinib» o'zidan

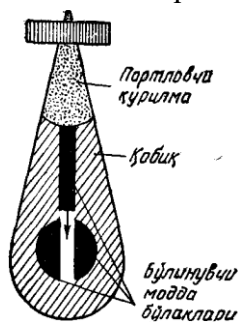
bir-ikkita neytron chiqarib yuboradi. Neytron chiqarish bo'linish vaqti boshlangandan so'ng 10-14 s lar chamasi vaqt ichida sodir bo'ladi. SHu sababli mazkur neytronlar oniy neytronlar deb ataladi. Oniy neytronlar chiqarilgandan keyin ham bo'linish parchalarning tarkibida ortiqcha neytronlar mavjud bo'ladi. SHuning uchun bo'linish parchalari β - emirilishga moyil bo'ladi, ya'ni elektron va antineytron chiqarib neytron protonga aylanadi. Natijada parcha-yadroning zaryadi 1 ga ortadi, neytronlarning soni esa 1ga kamayadi. Lekin bu yadroda ham neytronlar ortiqcha bo'lishi mumkin. U holda bu yadroda yana β - emirilish sodir bo'ladi. Faqat oxirgi yadrodagi N/Z nisbat barqarorlik (stabillik) shartiga javob beradigan shartni qanoatlantirgandagina β - emirilishlar zanjiri to'xtaydi. Masalan, uranning bo'linishi tufayli hosil bo'lgan bo'linish parchalaridan biri — Xe^{140} ning β - emirilish zanjiri quyidagicha:



Yuqorida Xe^{140} yadrosini uran yadrosining bo'linishi tufayli vujudga keladigan parchalardan biri deb atadik. Bunday deyishimizning sababi shundaki, uranning 60 ga yaqin bo'linishi kuzatiladi. Ular ichida bo'linish parchalarining massa sonlari nisbati A_1/A_2 ning 2/3 ga yaqin bo'lganlari esa katta ehtimollik bilan amalga oshadi.

3. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor

U^{238} yadrosi bo'linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan 82÷84% i bo'linish parchalarining energiyasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar (2÷3%), γ -nurlanish (5÷6%), elektronlar (3÷4%) va neytrinolar (5—6%) ning energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Har bir yadro bo'linganda, taxminan 200 MeV energiya ajraladi. Solishtirish maqsadida oddiy ximiyaviy reaksiyalarda (masalan, yonish protsessida) ajraladigan energiyaning har bir atomga to'g'ri keladigan ulushi atigi bir necha eV ekanligini eslaylik. Demak, yadro bo'linishida ximiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko'p energiya ajraladi. Shuning uchun og'ir yadrolarning bo'linish hodisasi kashf qilinishi bilanoq, bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish



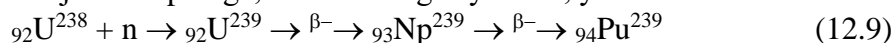
12.3-rasm

yo'llari izlana boshlandi. Bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so'ng o'z-o'zidan davom eta bo'lsin, ya'ni reaksiya zanjir xarakterga ega bo'lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga og'ir yadroning bo'linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bulinganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o'z navbatida yangi yadrolarning bo'linishiga sababchi bo'ladi. Natijada 6 - 9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarni bo'linishiga imkoniyat yaratadi va xokazo. Shu tariqa

bo'linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nixoyatda tez ortib boradi. Bayon etilgan tarzda rivojlanadigan protsess - zanjir reaksiyadir. Xisoblarning ko'rsatishicha, birinchi yadro bo'lingandan keyin $7,5 \cdot 10^{-7}$ s vaqt o'tgach $10^{24} \div 10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo'ladi) reaksiyada qatnashgan bo'ladi. Reaksiyani bunday o'ta shiddatli tusda o'tishi – portlash demakdir. Lekin bu mulohazalarda barcha neytronlar yangi yadrolarning bo'linishiga sabab bo'ladi, degan farazdan foydalanildi. Aslida neytronlar boshqa yadrolar tomonidan yutilishi, lekin bu yadro bo'linmasligi mumkin. Yoxud neytronlar bo'linuvchi yadrolar bilan to'qnashmasdan reaksiya sodir bo'ladigan hajm (ya'ni aktiv zona) dan chiqib ketishi mumkin. Natijada zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Demak, zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo'linishi tufayli hosil bo'lgan neytronlarning o'rta hisobda bittadan ortig'i yangi bo'linishni vujudga keltirishi shart.

Umuman, zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi kupyayish koeffitsienti Kk ning qiymati bilan xarakterlanadi. Ko'payish koeffitsienti – biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarda hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $Kk > 1$ bo'lsa zanjir reaksiya rivojlanadi. $Kk < 1$ da reaksiya so'nadi. $Kk=1$ bo'lganda reaksiya bir

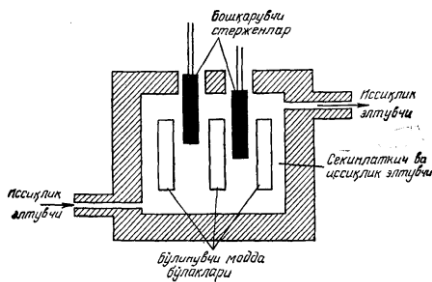
meoyorda davom etadi. Shuning uchun ko'payish koeffitsientining qiymatiga taosir etuvchi faktorlarni o'zgartirish yo'li bilan zanjir reaksiya tezligini boshqarish mumkin. Zanjir reaksiyalarda uran yoki plutoniyning izotoplaridan foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99,282% U^{238} izotop, 0,712% U^{235} izotop va 0,006% U^{234} izotop bor. Tez neytronlar ta'sirida bu izotoplarning barchasi bo'linadi, sekin neytronlar esa faqat U^{235} izotopning bo'linishiga sabab bo'la oladi. Energiyasi 1 MeV dan kichik neytronlar U^{238} yadrosi tomonidan tutiladi va U^{239} hosil bo'ladi. Lekin U^{239} izotop β – emirilish natijasida Np^{239} ga, u esa Pu^{239} ga aylanadi, yaoni



Pu^{239} ham, xuddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta'sirida bo'linadi. Bundan tashqari U^{235} va Pu^{239} yadrolarning bo'linishida hosil bo'ladigan neytronlar sonining o'rtacha qiymatlari (ν) mos ravishda 2,46 va 2,90 ga teng. Demak, U^{235} yoki Pu^{239} yadrolaridan foydalanib zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun imkoniyatlar mavjud. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan chiqib ketishini kamaytirish lozim. O'z-o'zidan ravshanki, aktiv zonaning hajmi (bo'linuvchi moddaning massasi shu hajmga proporsional) kanchalik kichik bo'lsa, undan chiqib ketadigan neytronlar soni shunchalik ko'p bo'ladi. Shuning uchun aktiv zona hajmini kattalashtirib borilsa, uning biror qiymatida zanjir reaksiyani amalga oshishi uchun etarli sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday hajmdagi bo'linuvchi moddaning massasini kritik massa (m_{kr}) deb ataladi. Masalan, sof U^{235} dan tashkil topgan bo'linuvchi modda uchun $m_k \sim 9$ kg.

Shunday qilib, bo'linuvchi modda massasining qiymati $m < m_{kr}$ bo'lgan holda neytronlarning ko'payish koeffitsienti $K_k < 1$ bo'ladi, Shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. Aksincha, $m > m_{kr}$ shart bajarilganda $K_k > 1$ bo'ladi (lekin $K_k \leq \nu$), natijada zanjir reaksiya rivojlanadi. Zanjir reaksiya boshkarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo'ladi. Atom bombaning tuzilishi sxematik tarzda 12.3-rasmda tasvirlangan. Unda bo'linuvchi modda ikki yoki kuproq bo'laklar tarzida tayyorlanadi. Bu bo'laklarning umumiy massasi kritik massadan katta, lekin har bo'lakning massasi kritik massadan kichik. Shuning uchun har bir bo'lakning o'zida bo'linish zanjir reaksiyasi rivojlanmaydi. Bombaga joylashtirilgan oddiy portlovchi qurilma portlaganida mazkur bo'laklar qo'shilib, zanjir reaksiyani amalga oshishiga sharoit yaratiladi. Bo'linish reaksiyasini boshlab berish uchun kerak bo'ladigan birinchi neytronlar esa bo'linuvchi modda ichida doimo «adashib» yurgan bo'ladi. Masalan, massasi 1 kg bo'lgan uranda spontan bo'linish tufayli sekundiga taxminan 20 neytron vujudga keladi. Bundan tashqari kosmik nurlar ta'sirida ham doimo turli zarralar qatori neytronlar ham vujudga kelib turadi. Atom Bomba portlaganda juda qisqa vaqt ichida nihoyatda katta energiya ajralib chiqqanligi uchun portlash zonasida issiqlik bir necha million gradusga etadi. Bunday issiqlik taosirida portlash zonasidagi modda bug'ga aylanadi. O'ta qizigan sharsimon gaz tez kengayishi natijasida juda kuchli zarb to'lqini vujudga kelib, o'z yo'lidagi oboektlarni emiradi va kuydirib tashlaydi. Kezi kelganda shuni qayd qilmoq lozimki, mazkur qurolni yadroviy bomba deb atash to'g'riroq bo'lardi, chunki uning portlashida yadroviy energiya ajraladi- da! Boshqariladigan bo'linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo'llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko'payish koeffitsienti K_k ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo'lishi kerak. U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktorning quvvati orta boshlaydi. Kerakli kuvvatga erishilganda K_k ning kiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo'lishi kerak. Bu holda zanjir reaksiya o'zgaras tezlik bilan davom etadi, natijada reaktor statsionar rejimda ishlay boshlaydi. Bo'linish zanjir reaksiyasining anchagina variantlari mavjud. Biz hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiqlik neytronlar taosirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz. Reaktorning asosiy elementi — bo'linuvchi moddadnr. Zamonaviy reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi. Issiqlik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo'linishiga sababchi bo'ladi. Shuning uchun bo'linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlatish yo'li bilan issiqlik neytronlarga aylantiriladi. Odatda, sekinlatkichlar sifatida grafit yoki og'ir suv (D_2O) dan, ba'zan esa oddiy suv (H_2O) dan ham foydalaniladi. 12.4-rasmda reaktor aktiv zonasining soddalashtirilgan sxemasi tasvirlangan.

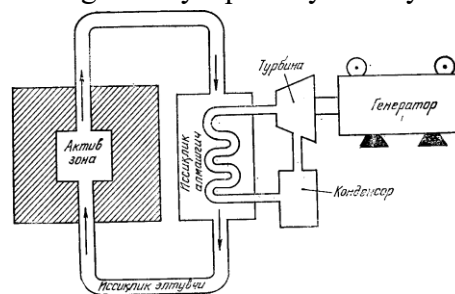
Reaktorning aktiv zonasi sekinlatkich modda bilan tuldirilgan. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo'linuvchi modda bo'laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o'zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar (masalan, bor yoki kadmij) dan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko'proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo'li bilan Kk ning qiymatini o'zgartirishga erishiladi. Statsionar rejimda ishlayotgan reaktorning aktiv zonasidagi neytronlar soni normadan ozgina chetga chiqishi (yaoni Kk ning qiymati 1 dan ozgina farqlanishi)



12.4-rasm

bilanoq, maxsus avtomatik qurilma boshqaruvchi sterjenlarni kerakli tomonga siljitadi.

Yadroviy znergiyadan foydalanishga asoslangan qurilmalarning asosiy qismi yadroviy reaktordir. Misol tariqasida atom elektr stantsiya (AES) ning ishlash printsipi bilan tanishaylik. Zanjir bo'linish reaksiyasida ajralayotgan energiya aktiv zonani aylanib yuradigan (12.5-rasm) issiqlik eltuvchiga o'tadi. Issiqlik eltuvchi bu energiyani issiqlik almashgichdagi suvga beradi, natijada suv bug'ga aylanadi. Bug' esa o'z navbatida generatorning tarkibiy qismi bo'lgai turbinani harakatga keltiradi. Turbinadan o'tgach bug' kondensorda suvga aylanib, yana issiqlik almashgichga boradi. SHu tarzda yadroviy energiya zlekr energiyaga aylantiriladi.



12.5-rasm

14-mavzu. Tog'ridan tog'ri yuz beradigan yadro reaksiyalar. Optik model. Fotoyadro va elektroyadro reaksiyalar. Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalar. Og'ir ionlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va o'ta og'ir elementlarni su'niy sintez qilish. Mezon-yadro reaksiyasi.

1. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari. Yadroviy energetika istiqbollari.
2. Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.
3. Tezlatgichlar.
4. Detektorlar.

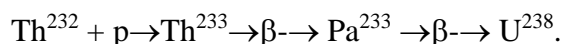
Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari. Yadroviy energetika istiqbollari

Yadroviy sintez reaksiyasi, hozircha, boshqarilmaydigan tarzda amalga oshirilishi mumkin. Boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish uchun, asosan ikki qiyinchilikni engish kerak. Birinchidan «termoyadroviy yoqilg'i» ning temperaturasini $\sim 10^8$ K gacha qizdirish, ya'ni Quyosh temperaturasidan taxminan 10 marta yuqori temperaturalar olish usulini topish lozim. Bunchalik yuqori temperaturalar zarurligining sababi nimadaq Masala shundaki, sun'iy ravishda termoyadroviy reaksiya sodir bo'ladigan qurilmaning hajmi chegaralangan, natijada undan issiqlik yo'qolishi ham Quyoshdagidan ancha katta bo'ladi, albatta. Shuning uchun sun'iy ravishda hosil qilinadigan «mitti quyosh» temperaturasi Quyoshnikidan ancha yuqori bo'lishi lozim. «Termoyadroviy yoqilg'i» bunday yuqori temperaturalarda termoyadroviy plazmaga aylanadi. Berk hajmdagi plazma kamera devorlari bilan kontaktga kiradi va unga issiqlik berib soviydi yoki xuddi vodorod bomba misolidagidek kamerani eritib yuboradi. Shuning uchun quyidagi muammoni hal qilish kerak.

Bu boshqariladigan termoyadro reaksiyasini amalga oshirishning ikkinchi qiyinchilikdir.

Olimlar plazmaning magnit maydon yordamida izolyatsiyalash mumkin, degan fikrni ilgari surdilar. Bu fikrga asoslanib turli qurilmalar yasalgan. Ular ichida sobiq sovet olimlari yasagan va «Tokamak» nomi bilan yurgiziladigan qurilmalar eotiborga loyiqdir. «Tokamak» lar yordamida Xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo'yicha izlanishlar ham olib borilmokda.

Hozirgi vaqtda dunyoning 13 mamlakatida 100 dan ortiq atom elektrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiy elektr quvvati 4. 107 kVt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Buning sababi shundaki, dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70% i neft va gazni yoqish xisobiga olinmoqda. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zapaslari uzog'i bilan 50 yilga etadi. Ko'mirni yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzog'i bilan 500 yil davomida qondirib turish mumkin. Bu raqamlar insoniyatning energiya taominotida vujudga kelgan muammoni xarakterlaydi. Bu muammoni xal qilishda yadroviy energetikaga muxim rol ajratilgan. Hozirgi vaqtda AES larning reaktorlarida, asosan, U^{235} dan foydalanilmokda. Lekin U^{238} dan tez neytronlar ta'sirida Pu^{239} hosil qilish (18.9 ga k.) mumkin. Bu protsess ko'paytirgich reaktorlarda amalga oshadi. Natijada bunday reaktorlarda ikki protsess, ya'ni yadroviy bo'linish va yangi «yoqilg'i» — plutoniya hosil bo'ladi. Ko'paytirgich reaktorlardan foydalanib yana bir «yoqilg'i» ni hosil qilish mumkin:



U^{233} va Pu^{239} larda xuddi U^{235} ga o'xshash, issiqlik neytronlar ta'sirida bo'linish reaksiyasi amalga oshadi. Mutaxassislarning fikricha, boshqariladigan bo'linish reaksiyalari uchun kerak bo'ladigan «yoqilg'i» lardan shu tarzda foydalanilsa, ular insoniyat energiyaviy ehtiyojlarini bir necha yuz yil davomida qondira olar ekan.

Termoyadroviy reaksiyani boshqarish muammosi xal bo'lgan taqdirda insoniyat uchun energiya tanqisligi xavfi butunlay yo'qolgan bo'ladi, chunki okean suvlaridagi «Termoyadroviy yoqilg'i» ning zapaslari juda katta.

Tezlatgichlar.

Zarra bilan yadro yoki yadro bilan yadro yadroviy kuch ta'sir radiusi (10^{-13}sm) qadar yaqinlashib o'zaro ta'sirlashishi natijasida yadroda turli o'zgarish 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 yemirilishida 4-9 MeV energiyali alfa-zarralar ham uchraydi. Lekin intensivligi kam bo'lganligi uchun ulardan yadroviy reaksiylarni o'rganishda 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.

Yadro tuzilishini o'rganish, yadro reaksiyalarini amalga oshirish hamda elementar zarralar xususiyatlarini aniqlash va boshqa ko'plab muammolarni hal qilishlik uchun yuqori energiyagacha tezlashtirilgan katta oqimdagi zarralar dastasi talab etiladi.

Tezlatgichlar 1930 yillardan boshlab qurila boshlandi. Dastlabki tezlatgichlar energiyalari MeV bo'lsa, hozirgi vaqtda bir necha GeV energiyagacha yetkazildi. Zaryadli zarralarni tezlatish odatda elektr maydonida 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 ataladilar. Tezlatgichlarning turlari 7.1-jadvalda keltirilgan.

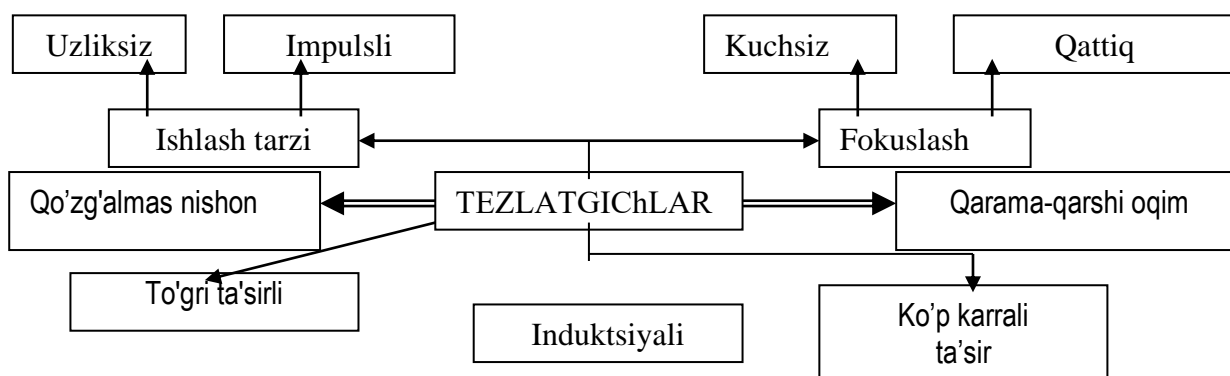
To'g'ri ta'sirli tezlatgichlar zarra maydonidan o'tishda bir marotaba energiyasini oshirsa, ko'p karrali ta'sirli tezlatgichlarda esa shu maydondan zarra bir necha marotaba energiya orttirmasi oladilar. Yuqori voltli tezlatgichda energiya orttirmasi potentsiallar ayirmasiga to'g'ri kelsa, induktsiyali tezlatgichda magnit oqimi o'zgarishiga mos keluvchi uyurma elektr maydoni, rezonans tezlatgichlarda esa yuqori chastotali o'zgaruvchi elektr maydoni kattaliklariga mos keladi. Chiziqli tezlatgichlarda zarralar to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlansa, siklik tezlatgichlarda aylana yoki spiralsimon harakatlanadilar.

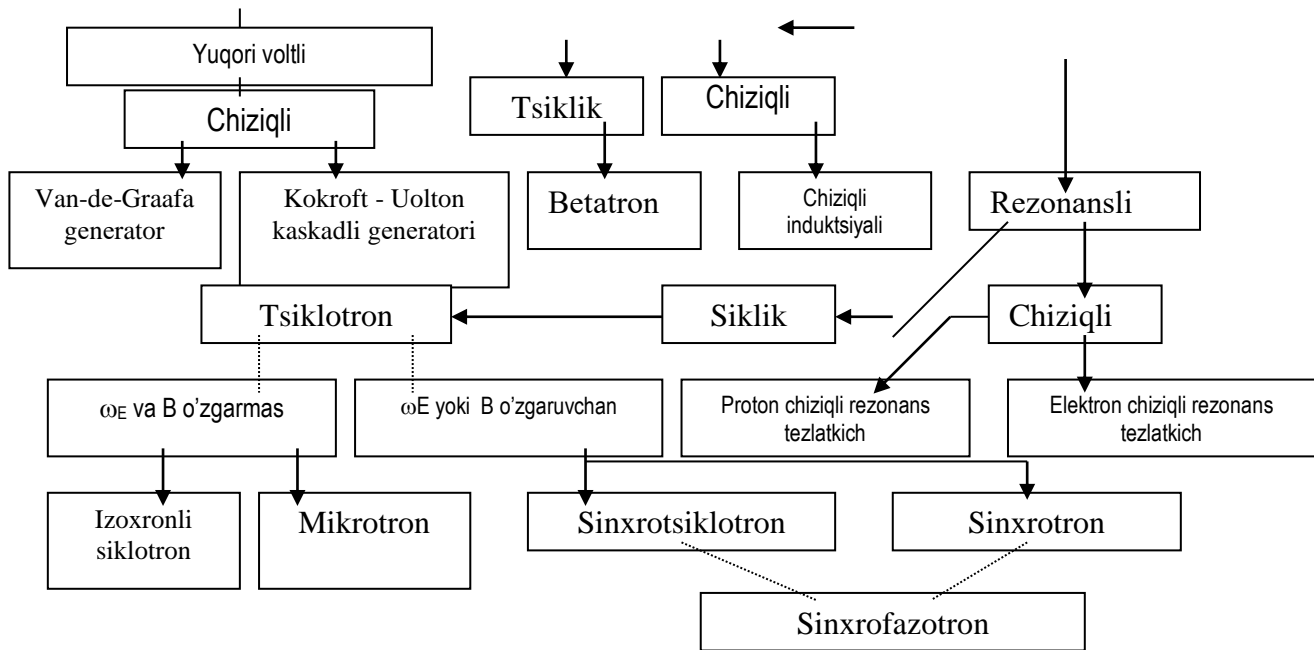
Uzluksiz oqimli tezlatgichlar zarralar oqimi o'zgarimas bo'lishsa, impulslarida esa zarra dastasi ma'lum vaqt oralig'ida tezlashtiriladi.

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-birlariga qarama-qarshi yo'nalishda ta'sirlashadilar.

Barcha tezlatgichlarda zarralarni tezlatish jarayonida fokuslab turishlik lozim. Ko'ndalang radial va vertikal tekislik bo'yicha fokuslash magnit maydonining radius bo'yicha kamayib borishi bilan amalga oshiriladi. Bunda magnit maydonining pasayishi darajasi $0 < n < 1$ oralig'ida bo'ladi. Bu xil fokuslashga yumshoq (kuchsiz) fokuslash deb ataladi. Bu xil fokuslashda vakuum kamera va magnit o'lchami oshib 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 keladilar. Zarralar oqimi gorizont va vertikal yo'nalishlar bo'yicha ketma-ket fokuslanib, defokuslanadilar.

7.1-jadval





Rezonans tezlatgichlarda zarralar oqimi bo'ylama yo'nalish bo'yicha ya'ni zarralar aylanish chastotasi bilan tezlashtiruvchi elektr maydoni chastotalarining rezonansini ta'minlash elektr maydon chastotasini yoki magnit maydonni vaqt bo'yicha o'zgarishlik bilan amalga oshiriladi.

Tezlatgichlarda zarralar energiyasi va zarralar oqimi intensivligi muhim xususiyati hisoblanadi. Intensivligini oqim tok kuchi $I=qN$ bilan ifodalanadi.

Siklik tezlatgichlarda tezlashtiriladigan zarralar tezlashtiruvchi maydonga takror-takror kiritilib, energiyasini oshirib boradi.

Birinchi tezlatgichlardan siklotron 1930 yili Lorens (1901-1958) tomonidan qurildi.

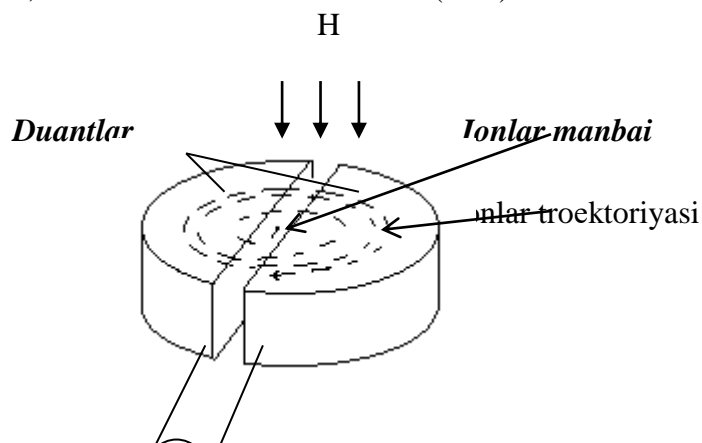
Siklotron (sxemasi 7.5-rasmda keltirilgan) ikkita A, B duant, ionlar manbai, tezlashtiruvchi yuqori chastotali elektr kuchlanish manbai, magnit maydonlaridan iborat. Duant magnit qutblari orasiga joylashtirilgan. Elektr maydoni duantlar uchlariga beriladi. Ion (zaryadli zarralar) ion manбайдan chiqishi bilan duantning manfiy qutbiga tortilib, energiyasini oshiradi, bu ion magnit maydon ta'sirida duant ichkarisida yarim aylana shaklida aylanadi, yarim davr $T/2$ oralig'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 borishligi uchun elektr maydon chastotasi ion (zarra)ning duant ichida aylanish chastotasiga mos kelishligi talab etiladi.

Siklotronda elektr maydoni ion(zarra)ga tezlanish beradi

$$F_E = eZE \cdot 10^7 \text{ dina} \quad (7.11)$$

Bunda eZ -ion zaryadi, E -elektr maydon kuchlanganligi, magnit maydoni esa ion (zarra)larni egadi (buradi).

$$F_H = 0,1eZ \cdot 9H \quad (7.12)$$



~ Yuqori chastotali kuchlanish manbai.

7.5 rasm

Bunda \mathcal{G} -zarra tezligi, H-magnit maydon kuchlanganligi.
Ma'lumki, egri chiziqli harakatda markazdan qochma kuch vujudga keladi

$$F_{mq} = \frac{m\mathcal{G}^2}{R} \quad (7.13)$$

(7.12) va (7.13) kuchlar o'zaro teng bo'lishi kerak.

$$0,1eZH = \frac{m\mathcal{G}^2}{R} \quad \text{bundan } 0,1eZH = \frac{m\mathcal{G}}{R} \quad (7.14)$$

$$\frac{\mathcal{G}}{R} = w \text{ ekanligini e'tiborga olib } w = \frac{0,1eZH}{m} \quad (7.15)$$

(7.15) w -zarraning duantda aylanish chastotasi w_3 ni ifodalaydi. Siklotronda ion T/2 davr ichida energiyani oshirib spiralsimon harakat qiladi. Rezonans ravishda energiyani oshirib borishligi uchun zarra aylanish chastotasi w_3 har doim tezlashtiruvchi generator chastotasi w_3 ga teng bo'lishi kerak. Tezlashtiruvchi elektr maydon kuchlanishi 100 kV lar bo'ladi.

Siklotronda zarra maksimum energiyasi tezlatuvchi maydon kattaligiga bog'liq bo'lmasdan, magnit maydon kuchlanganligi N va radius R ga bog'liq.

Haqiqatdan ham $\mathcal{G} = wR$, kinetik energiya

$$E = \frac{1}{2}mw^2R^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{(eHR)^2}{mc^2} \quad (7.16)$$

Agar H=15 kGs, R=0,4 m bo'lsa, proton tezlashtirilsa ($m_p c^2 = 938 \text{ MeV}$), siklotronda proton maksimum kinetik energiyasi

$$E = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,5 \cdot 10^4 \cdot 40)^2}{2 \cdot 938 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ eng} = 17 \cdot 10^6 \text{ eV} = 17 \text{ MeV}$$

Siklotronda zarralar energiyasini cheksiz oshirib borish mumkin emas, chunki zarra energiyasi oshishi bilan massasi relyativistik oshib, zarraning aylanish chastotasi w_3 kamayishiga olib keladi, natijada tezlashtiruvchi maydon chastotasi w_g orasidagi moslikni buzilishiga rezonans yo'qolishiga olib keladi.

Bundan (7.15) ifodadan ko'rinadiki, siklotron yengil zarralarni (elektron) tezlashtirishga yaroqsiz, chunki yengil zarra tezda massasini relyativistik oshiradi. Siklotron proton, alfa-zarra, og'ir ionlarni tezlashtirishga hosdir.

Sinxrotsiklotron – siklotronning modifikatsiya qilingan varianti. Bunda siklotrondan farqli ravishda tezlashtiruvchi elektr maydon chastotasi zarra aylanish chastotasining kamayishiga mos ravishda kamayib boradi.

Tezlatish jarayonida zarralar barqaror oqimini avtomatik ravishda hosil qilish avtofazirovka printsiplini 1944-1945 yillari V.I.Veksler (1907-1966), Mak-Millan (1907 y.t.) lar ishlab chiqishdilar.

Zarra aylanish chastotasi kamayishi avval bayon qilinganidek massasining relyativistik oshishi va magnit maydonining birmuncha kamayishi sababidan sinxrotsiklotron impuls tarzida ishlaydi, zarralar oqimi intensivligi siklotrondagidan birmuncha kichik, bu tezlatgich ham og'ir zaryadli zarralar proton, deutron, alfa, ionlarni 1 GeV energiyagacha tezlashtiradi.

Sinxrotsiklotronda zarra tezlashtiruvchi kamera markazidan chetlarigacha spiralsimon aylanib boraveradi. Energiyasi oshishi bilan kamera o'lchami ham oshib boradi, kameraning to'la hajmi magnit qutblari orasida turishi kerak, bu esa ko'p tonnalab temir elementini bo'lishligini talab etadi, qurilmaning tannarxining keskin oshib ketishiga olib keladi.

Sinxrotsiklotronda zarra maksimum energiyasi $W \sim 1$ GeV dan oshmaydi, chunki tezlashtiruvchi elektr maydoni chastotasining keskin kamayishi imkon bermaydi. Bundan tashqari zarra orbitasi oshib borishi bilan magnit maydoni kamayishi juda katta radiusni tashkil etadi. Masalan: sinxrotsiklotronda zarra energiyasi $W \sim 10$ GeV bo'lsa, magnit maydoni H kamayishi 20%, dastlabki $H_0 = 18\,000$ erst dan $H = 14\,500$ erst gacha kamayadi, radiusi $R = 25$ m bo'lib, magnit massasi $\sim 1,5 \cdot 10^6$ t bo'ladi. Shuning uchun energiyasini oshirishning boshqa bir usuli sinxrofazotronda zarrani o'zgarmas radiusda tezlatishdir.

$$\text{Sinxrofazotronda zarrani o'zgarmas radiusda tezlatish uchun } R = \frac{\sqrt{W(W + 2E_0)}}{300ZH} = \text{const}$$

bo'lishi kerak, ya'ni energiya oshishi bilan magnit maydoni kuchlanganligi H ham oshib 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. Sinxrofazotron maksimum energiyasi injeksiya energiyasiga bog'liq.

$$\frac{W_i(W_i + 2E_0)}{H_i^2} = \frac{W(W + 2E_0)}{H^2} \quad (7.17)$$

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 (7.17) ifodadan

$$W_i = \frac{W(W + 2E_0)}{2E_0} \frac{H_i^2}{H^2} \quad (7.18)$$

kelib chiqadi.

Injeksiya energiyasi qancha oshsa, sinxrofazotron energiyasi kvadratik marotaba oshib boradi.

Detektorlar.

Zarralarni qayd qilishlik 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 energiyalarni 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 qilishmaydilar, bu zarralarni ta'sirlashuvda hosil bo'luvchi ikkilamchi zaryadli zarralarga ko'ra qayd qilinadi.

Hisoblagich detektorlarga – ionizatsiyali kamera, proporsional, Geyger-Myuller, stsintillyatsiyali, Cherenkov hamda yarimo'tkazgichli hisoblagichlar, izli detektorlarga – Vilson, pufakli kameralar, qalin qatlamli fotoemulsiya, keng oraliqli uchqunli kamera va strimerli kameralar kiradilar.

Hisoblagich detektorlarning asosiy xususiyatlari:

1. Effektivligi – hisoblagichda qayd qilingan zarralar sonining hisoblagichga kelib tushgan zarralar soniga nisbati foiz hisobida $\varepsilon = \frac{N_k}{N_T} = 100\%$, bu yerda ε -effektivlik, N_k -hisoblagich qayd qilgan zarralar soni, N_T -hisoblagichga kelib tushgan zarralar soni.

2. Vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati – bu shunday vaqt oralig'iki, bu vaqtda detektorga kelib tushgan zarralarni alohida-alohida ajrata olish uchun kerak bo'lgan minimum vaqtdir.

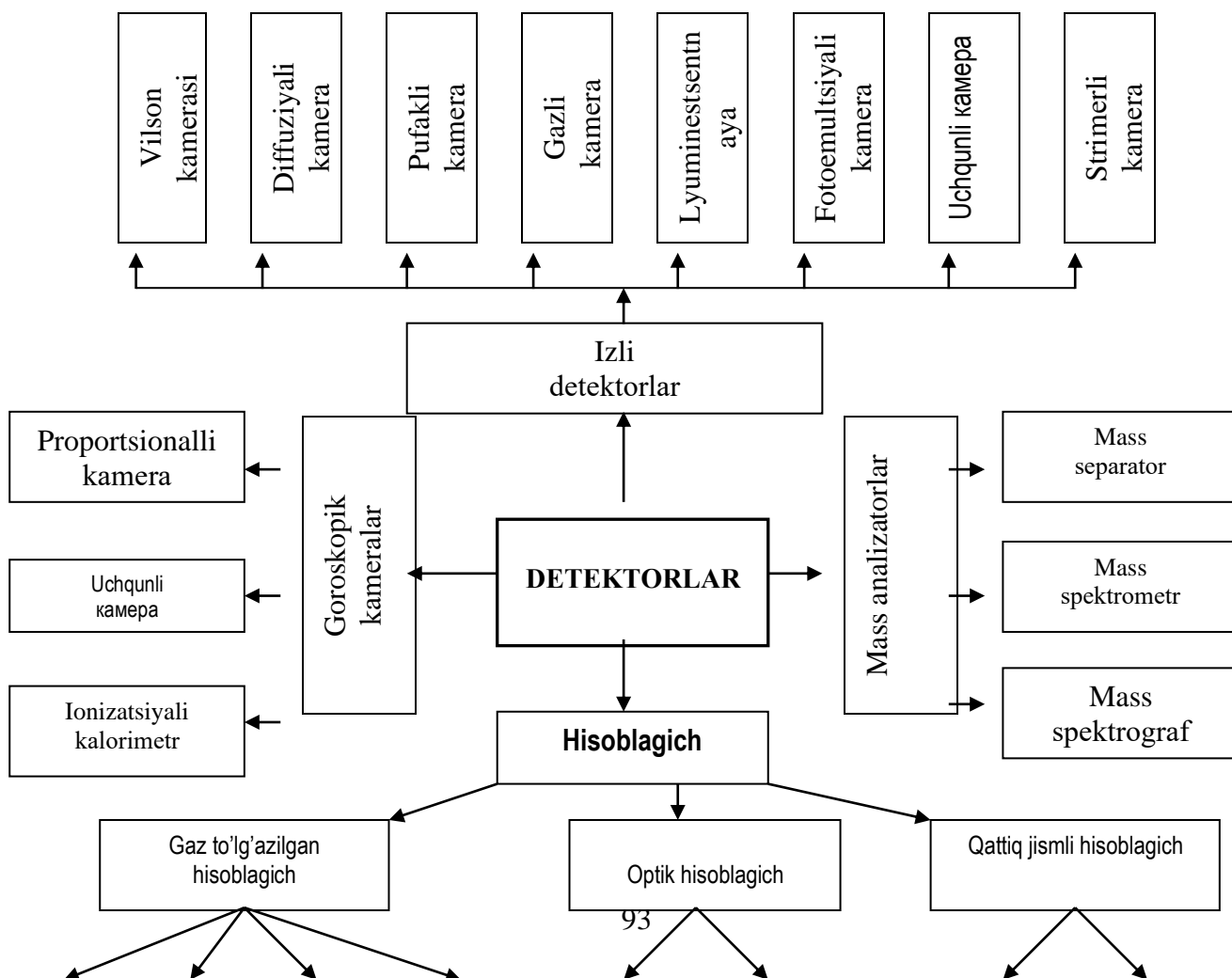
3. Energiya ajrata olish qobiliyati.

Izli detektorlar xususiyatlari:

1. Effektiv hajm – effektiv hajm ohsa zarra izlari va yemirilish jarayonlari izlari to'la joylashadi. Kameradan chiqib ketishmaydi.
2. Vaqt birligida ishchi sikl soni. Detektor qancha tez ishchi holatiga qaytsa shuncha yaxshi.
3. Sezgirligi. Eng kichik ionlashtirishlarni seza olishi.
4. Boshqarilishi.
5. Tajriba natijalarini yengil va tezda qayta ishlash. Masalan, fotografik usullarda izlarni olish va qayta ishlash uzoq muddatli qiyin ishlardir.
6. Iqtisodiy ko'rsatkichi. Ayrim kameralar narxi juda qimmatligi uchun jahondagi bir nechagina laboratoriyalar mavjud.

Hozirgi vaqtda ko'plab detektorlar mavjud, muhim turlari 7.2-jadvalda keltirilgan.

7.2-jadval



Ionizatsiyali kamerasi	Proportsional	Geyger Myuller	Uchqunli	Stsintillyatsiyali	Cherenkov	Kristalli	Yarim o' tkazgichli
---------------------------	---------------	-------------------	----------	--------------------	-----------	-----------	------------------------

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Yadroviy reaksiya deb nimaga aytiladi?
2. Qanday turdagi yadro reaksiyalarini bilasiz?
3. Yadro reaksiyalari qanday saqlanish qonunlariga bo'ysunadi?
4. Yadroviy reaksiyaning effektiv kesimini tushuntirib bering.
5. Neytronlar ta'siridagi yadro reaksiyasining o'ziga hos tomonlarini bayon qiling.
6. Og'ir yadrolarning bo'linish reaksiyasi qanday kechadi?
7. Zanjiriy reaksiya va uning ko'payish koeffitsieti, kritik massa tushunchalarining mohiyatlarini tushuntiring.
8. Yadro reaktorining asosiy qisimlarini aytib bering.
9. Termoyadro reaksiyasining o'ziga hos tomonlari nimalardan iborat?
10. Boshqariladigan termoyadro reksiyasini amalga oshirish muammolari va istiqbollarini aytib bering.

ADABIYOTLAR

1. Savelg'ev I.V. Kus obsh'ey fiziki TT 3 M., Nauka. 1998 gg.
2. Detlaf A.A., Yavoskiy B.M. Kus fiziki M.. Visshaya shkola.2000
3. Tofimova T.I. Kus fiziki M.. Visshaya shkola. 2000 g.
4. Sivuxin D.V. Obo'iy kus fiziki. TT 5, M.,Nauka 1990 gg.
5. Matveev A.N. Optika1985g. Atomnaya fizika 1990g.
6. Axmadjonov O.I. Fizika kursi 3k. T. O'qituvchi 1989 y
7. Geyzenberg V. «Fizika, CHastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
8. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

ELEMENTAR ZARRALAR

15-Mavzu: Elementar zarralarning asosiy xususiyatlari, saqlanish qonunlari. Elementar zarralarning klassifikatsiyasi. Elementar zarralar reaksiyasi va parchalanishida kinematika va zaryadlarning mexanizmi. Elektromagnit o'zaro ta'sir. Kuchli o'zaro ta'sir. Kuchsiz o'zaro ta'sir.

Reja:

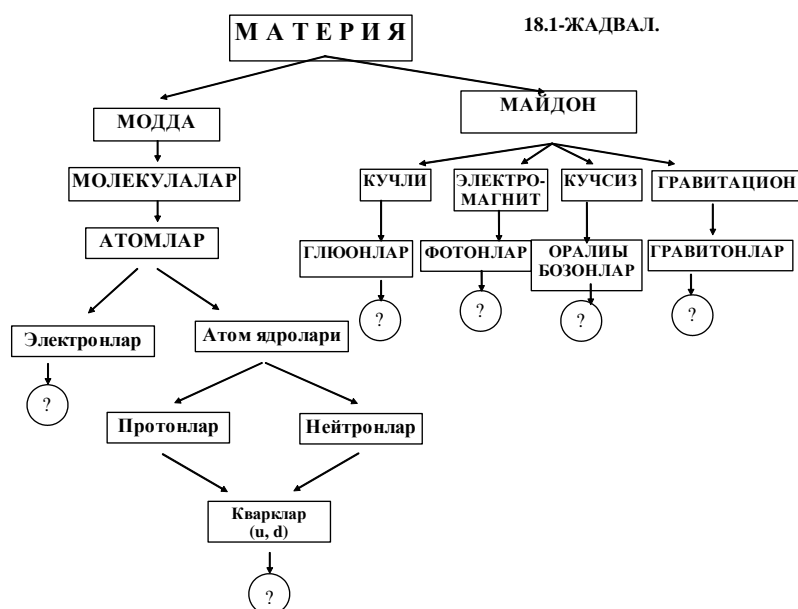
1. Modda va maydon. Moddaning atom-molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar.
2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi.
3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro taosirlar.
4. Bosqichma-bosqich o'zaro taosirlashish. Materiyaning yagona nazariyasi haqida.
5. Olamning fizik tasavvuri falsafiy kategoriya sifatida.

Tayanch so'z va iboralar: tabiat, materiya, modda, fizik maydon, molekula, atom, elektron, atom yadrosi, proton, neytron, nuklon, kvarklar, elementar zarralar: maydon kvantlari, leptonlar, adronlar; mezonlar, barionlar, giperonlar; fundamental zarralar, fundamental uzaro taosirlar: kuchli, elektromagnit, kuchsiz, gravitatsion; antizarralar, annigilyasiya, rezonanslar, elektrokuchsiz, buyuk birlashuv, kengaytirilgan supergravitatsion o'zaro ta'sirlar.

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

Oliy texnika o'quv yurtlarida "Fizika kursi"ni o'qitishning eng muhim vazifalaridan biri bo'lg'usi injener, mexanik va boshqa ixtisos bakalavrlarida olamning hozirgi zamon fizik manzarasini shakllantirishdir.

Bizni o'rab olgan moddiy olam - tabiat bizning ongimizga bog'liq bo'lmagan oboektiv



borliq, real mavjudot - materiyadan tashkil topgan. Materiya ikki turda - modda va maydon ko'rinishlarida yashaydi. Modda tinchlikdagi massaga ega bo'lgan materiya turi bo'lib, oxir-oqibatda tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lmagan elementar zarralar (elektron, proton va neytronlar) yig'indisiga keltiriladi. Fizik maydonlar materiyaning maxsus shakli bo'lib, erkinlik daraja soni cheksiz fizik sistemadir. Tabiatda to'rt xil fizik maydon mavjud: gravitatsion, elektromagnit, yadroviy va kuchsiz o'zaro taosir maydonlari. Maydonlar zarralar o'zaro ta'sirini uzatuvchi fazoning maxsus uyg'ongan holatigina

bo'lib qolmasdan, ularni vujudga keltirgan zarralardan mustaqil holda ham mavjud bo'la oladi (masalan, elektromagnit to'lqinlar). Tajribalar ko'rsatadiki, maydon energiyasi va impulsi diskret o'zgaradi, ya'ni har bir fizik maydonga ma'lum elementar zarralar - maydon kvantlari mos keladi (masalan, elektromagnit maydonga - fotonlar, yadroviy maydonga - π , K- mezonlar va glyuonlar, gravitatsion maydonga - gravitonlar, kuchsiz o'zaro taosir maydonga - W^{\pm} va Z_0 oraliq bozonlar).

Modda atom va molekulalardan tashkil topgan. Ular mikrodunyoning (xarakterli chegarasi $10^{-18}m < R < 10^{-10}m$) eng yirik vakillaridir. Atomlar yanada maydaroq oboektlar-elektronlar ($R_e \sim 10^{-10}$

10^{-18} m) va atom yadrolari ($R_{ya} \sim 10^{-14}$ m) dan tashkil topgan. Atom yadrolari o'z navbatida protonlar va neytronlar (nuklonlar)dan tuzilgan. Nuklonlar ham tarkibiy qismi murakkab bo'lgan elementar zarralar bo'lib, kvarklar deb ataluvchi "haqiqiy elementar" zarralardan qurilgan. Elektronlar va kvarklar boshqa yanada maydaroq va elementarroq oboektga keltirilmaydigan "fundamental zarralar" dir (18.1-Jadval).

Kvarklar "xushbo'ylik" kvant soni bo'yicha farqlanuvchi 6 turga bo'linadi va ular 3 ta dubletni tashkil etadi: (u, d), (c, s), (t, b). Har bir turdagi kvarklar "rang" kvant soniga ko'ra yana 3 xil navga bo'linadi. Spunday qilib, kvarklarning umumiy soni 18 ga etadi. Bundan tashqari 18 ta "antikvarklar" ham mavjud - jami bunday zarralar soni 36 ta. Barcha adronlar (mezonlar va barionlar) kvarklardan qurilgan. Har bir M mezon bitta kvark q va bitta antikvark, har bir barion V esa 3 ta kvark q dan tashkil topgan:

$$M = q \tilde{q}, \quad V = qq\bar{q}. \quad (18.1)$$

Kvarklar "kvantoviy bo'yalgan" ("qizil", "yashil", "havo rang") mikroboektlar, ularning elektr zaryadi $\pm \frac{1}{3}e$, $\pm \frac{2}{3}e$ (e-elektron zaryadi), spini esa $\frac{h}{2}$ (ya'ni fermion) bo'lib, erkin holatda mavjud emas, balki "kvantoviy rangsiz" zarralar - adronlar tarkibiga kiradi. Yuqori energiyali elektronlar bilan proton va neytronlarni bombardimon qilish ("partonlar"-kvarklar aniqlandi) hamda elektronlar va pozitronlar dastalarining ro'paradan to'qnashish tajribalari "kvarklar modeli" ni bevosita tasdiqladi.

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

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

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

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

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

Zamonaviy tezlatkichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyati elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib berdi. Xususan, antiproton va antineytronlarni kashf etilishi sinxrofazotronida yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. Umuman, 1932 yilda elektronning antizarrasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarralarni antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o'rin oldi.

Lekin antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda Chamberlen, Segre, Vigand va Ipsilantis amalga oshirgan tajribada qayd qilindi. Ular 6,3 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan mis nishonni nurlatdilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan taosirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:

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

yoki

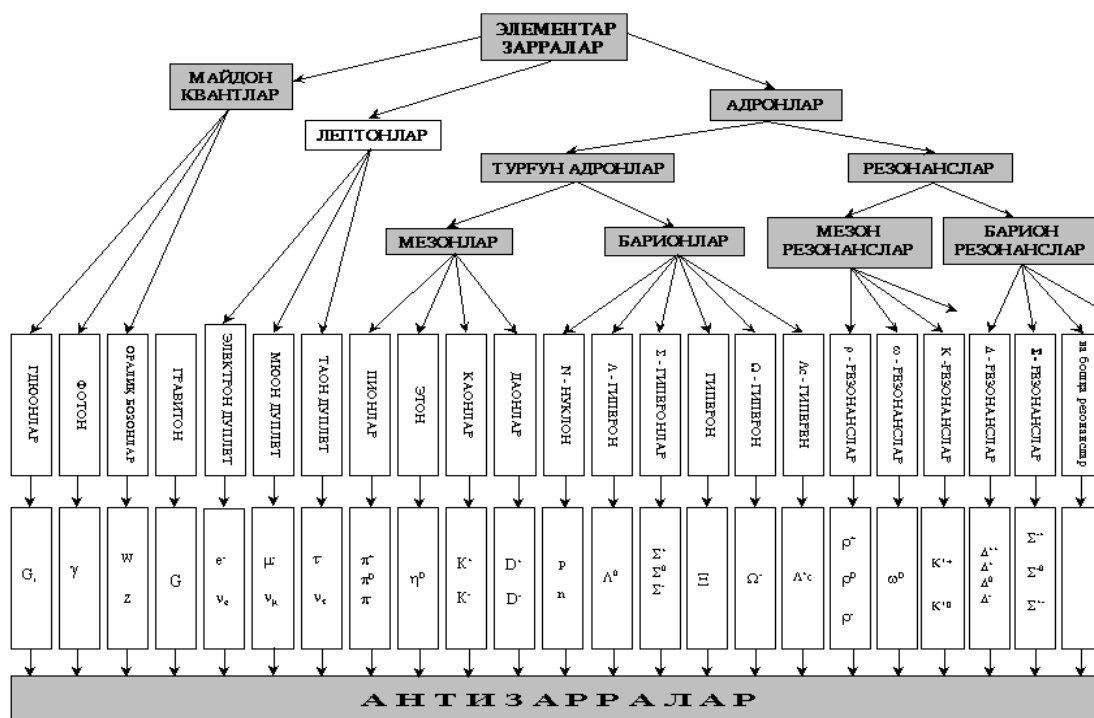
$$r + n \rightarrow r + n + r + \tilde{p}^-.$$

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

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

Keyinchalik (1965÷1966 y.) eng oddiy yadrolar – deyeriy va tritiylarning antiyadrolari antideyeriy va antitritiyalar kuzatildi.

18.2- jadval



Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, π^0 , η - mezonlar, I / Ψ - va T-zarralardan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani balgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga to'liqinli chiziqcha qo'yiladi. 18.2-jadvalda elementar zarralar va ularning antizarralari keltirilgan.

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

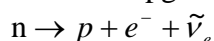
Zarralarni gruppalariga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham eotiborga olingan. Masalan, leptonlar va barionlarning spinlari 1/2 ga (omega – giperonning spini 3/2 ga teng), mezonlarniki 0 ga, fotonniki esa 1 ga teng. Zarralar yana bir xususiyati bilan bir-biridan farqlanadi.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

Barionlar va mezonlar gruppalariga oid zarralarda kuchli o'zaro taosir namoyon bo'ladi. Baozi zarralar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro

taosirda qatnashish qobilyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro taosirlarda bo'la oladi.

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

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



sxema bo'yicha emiriladi, lekin u proton, elektron va antineytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron emirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg'ongan holatidan asosiy holatga o'tishida foton hosil bo'lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq shunga qaramay, olimlar maoum elementar zarralardan ham elementarroq zarralar mavjud emasmikanq – degan savolga javob qidirmoqdalar.

Ba'zi nazariyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda xali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir.

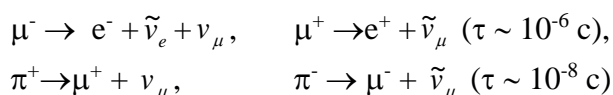
Har bir elementar zarra uning o'ziga xos o'zaro taosirlardan tashqari bir qator fizik xarakteristikalariga ega bo'lib, ularga mos fizik kattaliklarning qiymatlari diskret-kvantlashgandir (saqlanish qonunlari mavjud):

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

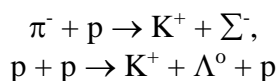
b) “ichki kvant sonlar”: lepton zaryad L, barion zaryad V, “g'alatilik” S, “maftunkorlik” S, “go'zallik” v, izotopik spin I, ichki juftlik R.

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

Masalan, “annigilyatsiya” - $e^{-} + e^{+} \rightarrow 2 \gamma$,
 “qayta zaryadlanish” - $\tilde{p} + r \rightarrow \tilde{n} + n$,
 “emirilish” -



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



reaksiyalarda “g'alati” zarralar: K^{+} - mezon, Σ^{-} va Λ^{0} - giperonlar kashf qilingan.

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

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

Tajribalar ko'rsatadiki,

$$\alpha_S \sim 1, \quad \alpha_E \sim 10^{-2}, \quad \alpha_W \sim 10^{-10}, \quad \alpha_G \sim 10^{-38}, \quad (18.2)$$

$$R_S \sim 10^{-15} \text{ m}, \quad R_E = \infty, \quad R_W \sim 10^{-18} \text{ m}, \quad R_G = \infty, \quad (18.3)$$

$$\tau_S \sim 10^{-23} \text{ c}, \quad \tau_E \sim 10^{-20}, \quad \tau_W \sim 10^{-13} \text{ c}, \quad \tau_G = ? \quad (18.4)$$

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

$$\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi\hbar c} \approx 15, \quad (18.5)$$

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

- ta'sir radiusi juda kichik
- yadrolar barqarorligini ta'minlaydi
- universal emas
- eng yuqori simmetriyaga ega
- yadroda nuklonlar π^0 , π^\pm , K^\pm kabi mezonlar almashinish tufayli bog'lanadi, kvarklar esa glyuonlar almashinadi.

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

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

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

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (18.6)$$

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

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

$$\left(\frac{G}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{-\hbar}{mc}\right)^{-4} \approx 5 \cdot 10^{-14} \quad (18.7)$$

$\frac{h}{mc}$ - parchalanuvchi zarraning kompton to'liq uzunligi, G - parchalanish jarayoni uchun bog'lanish doimiysi. Kuchsiz o'zaro taosir doirasining radiusi eng qisqa bo'lib, taxminan 10^{-13} sm ga teng. Kuchsiz o'zaro taosirni tashuvchi zarralar W^{\pm} va Z^0 oraliq bozonlardir. Kuchsiz o'zaro taosir kuchli va elektromagnit o'zaro taosirlarga qaraganda kamroq simmetriyaga ega, yaoni kuchsiz o'zaro taosirlarda saqlanish qonunlari ko'proq buziladi.

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

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

Shu sababli elementar zarralar nazariyasining oxirgi yutuqlari gravitatsion o'zaro taosir katta energiyalik zarralar olamida munosib o'ringa ega bo'lishi mumkinligini ko'rsatdi. Haqiqatdan yuqori energiyagacha tezlatilgan zarralarning relyativistik massasi ortishi bilan gravitatsion o'zaro taosir sezilarli bo'ladi. Elektromagnit maydonga qiyos qilib gravitatsion o'zaro taosir gravitonlar deb ataluvchi zarralar vositasida vujudga keladi deb hisoblanadi. Har qanday jism, zarralar o'zidan gravitonlar chiqarib turadi. Gravitonning harakatsiz holdagi massasi 10^{-39} - 10^{-42} Mev ga, yaoni deyarli nolga teng, harakat tezligi yorug'lik tezligidan biroz kam, spini ikkiga teng. Gravitonning to'liq uzunligi 10^{28} sm. Bu kattalik koinotning radiusiga teng keladi.

Gravitatsion o'zaro taosirni xarakterlovchi vaqtning va gravitonlar to'liq uzunligining cheksiz kattaligi bu taosirning butun Olam bo'ylab deyarli so'nmasdan tarqalishiga sabab bo'ladi. SHunday qilib gravitatsiya maydoni bilan o'zaro taosirda bo'ladigan har qanday zarra uchun gravitonlar har doim realdir. Real gravitonsiz hech qanday holatning bo'lishi mumkin emas. Bu fikr har qanday o'zaro taosirda ham ishirok qiluvchi gravitatsiya maydoni universal ekanligini ko'rsatadi.

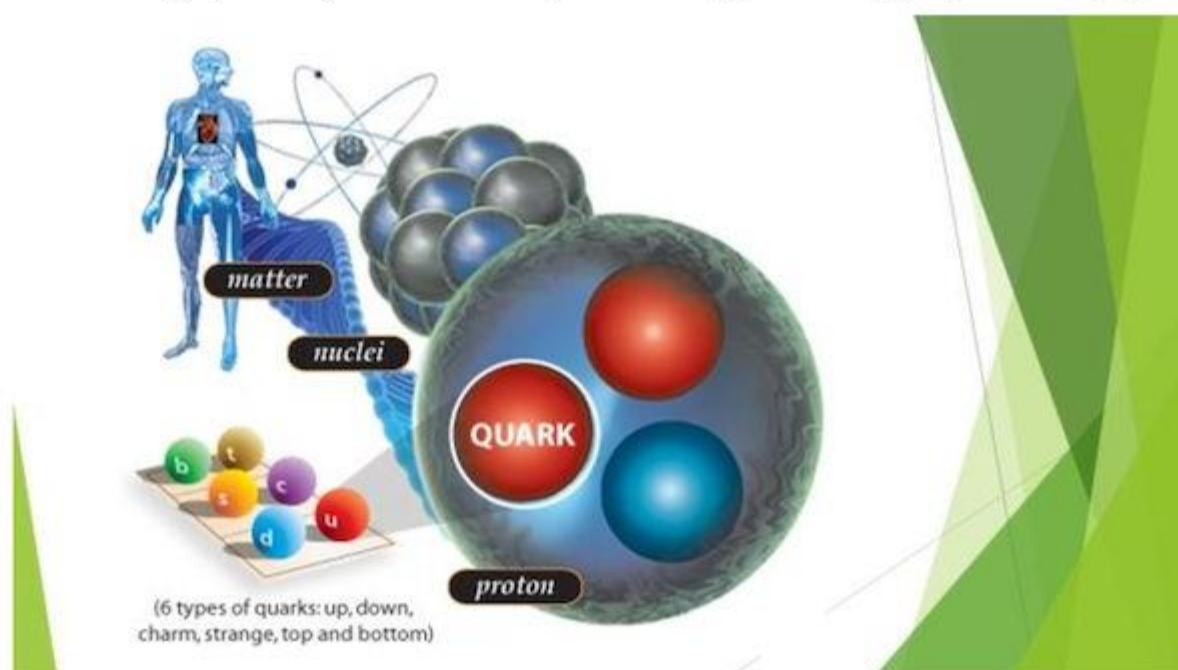
16-мавзу Коинот. Катта потлаш. Коинотнинг биринчи дақиқалари. Барион асимметрияси.
Юлдузлар эволюцияси ҳақида қисқача маълумот. Куёш нейтриноси муаммоси.
Нуклонсинтез. Протонларнинг гелийга айланиш жараёни.

- 1.1. Коинот тўғрисидаги асосий тушунчалар.
- 1.2. Коинот тўғрисидаги тасаввурлар пайдо бўлиши.
- 1.3. Коинот тўғрисидаги тасаввурлар ривожланиши.
- 1.4. Замонавий космология ҳақида қисқача маълумот.

Таянч иборалар: Юқори энергиялар физикаси, Астрофизика, коинот ва унинг ривожланиши, Фундаментал зарралар, кучли магнит ва гравитацион майдонлар

1.1. Коинот тўғрисидаги асосий тушунчалар.

Инсонни доимо икки савол қизиқтириб келган: 1) моддалар ва одамнинг ўзи қандай элементар зарралардан ташкил топгани ва 2) Коинотнинг тузилиши ва эволюцияси. Ўзининг билимини кенгайтириш доирасида инсон иккита қарама-қарши йўналишларда фикр юритган: 1) қуйи йўналишда ҳаракатланиб (молекула – атом – ядро – протонлар, нейтронлар - кварклар) инсон кичик масофалардаги жараёнларни тушунишга ҳаракат қилди; 2) юқори йўналишда ҳаракатланиб (планета – қуёш системаси – галактика), коинотнинг умумий тузилиши ва таркиби ҳақида тасаввурларга эга бўлди.



1- Расм. Инсоният қуйи йўналишда ҳаракатланиб (молекула – атом – ядро – протонлар, нейтронлар - кварклар) инсон кичик масофалардаги жараёнларни тушунишга ҳаракат қилди

Тадқиқотлар натижасида шу нарса маълум бўлдики, Коинотнинг ўзи бундан 13 млрд. йил аввал «Катта портлаш» натижасида пайдо бўлган ва дастлабки даврда микроскопик ўлчамларга эга бўлган. Шу нуқтаи назарда элементар зарралар ҳақидаги ҳозирги замон тажриба қурилмалари ёрдамида

олинган маълумотлар Коинот ривожланишининг дастлабки этапидаги физик жараёнларни тушунишга ёрдам беради¹. Хусусан, тезлатгичлардаги тўқнашувчи заррачаларнинг энергияси қанчали катта бўлса, материянинг тадқиқ этилаётган қисмининг ўлчамлари шунча кичик бўлади, шунингдек Коинотнинг эволюциясининг кўрилаётган даври шунчалик олдинроқ бўлади. Шундай қилиб, микро- ва макро-оламларнинг уйғунлашуви содир бўлди.



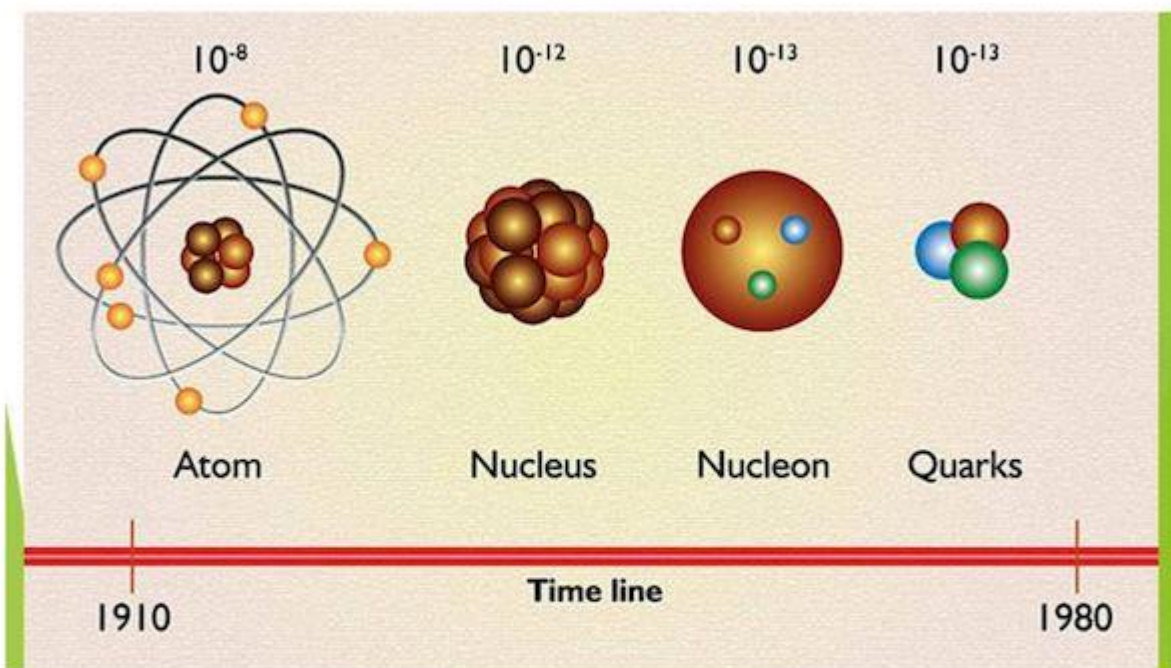
2- Расм. Инсоният тафаккурда юқори йўналишида ҳаракатланиб (планета – қуёш системаси – галактика), коинотнинг умумий тузилиши ва таркиби ҳақида тасаввурларга эга бўлди.

Бундан 50 йил аввал барча моддалар атомлардан, улар эса ўз навбатида 3 та фундаментал зарралардан ташкил топганлиги маълум бўлди (мусбат зарядланган протонлар ва электр жихатдан нейтрал бўлган нейтронлар – марказий ядрони ташкил этади, манфий зарядланган электронлар ядро атрофида орбиталар бўйлаб ҳаракатланади).

Сўнгги пайтларда протон ва нейтронлар ҳам ўз навбатида фундаментал объектлар – кварклардан ташкил топганлиги маълум бўлди. Олтита кварклар, олтита лептонлар (электрон, мюон, тау ва учта мос нейтринолар) ва тўртта ўтиш вектор бозонлар билан биргаликда Коинотдаги моддаларнинг асосини ташкил этади².

¹A.R. Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University, 2010, 471 p.

²Povh, K.Rith, C.Scholz, F. Zetsche, *Particles and nuclei. An introduction to the physical concepts*. Springer, 2006.



3-расм. Табиатдаги элементар зарралар.

Юқори энергиялар физикаси ва астрофизика ушбу моддаларни ташкил этувчи фундаментал объектларнинг хоссаларини ва хусусиятларини ўрганади. Уларнинг хусусиятлари тўртта маълум фундаментал ўзаро таъсир кучлари – гравитацион, кучли ядро, электромагнит ва кучсиз ядро – ёрдамида тавсифланади. Шунини таъкидлаш лозимки, ҳозирги замон тасаввурларига кўра кучсиз ядро ва электромагнит ўзаро таъсирлар битта таъсирнинг икки хил намоёнланишидир. Яқин келажакда ушбу таъсир кучли ядро таъсири билан биргаликда “Катта бирлашган назария”ни ташкил қилиши ва улар гравитацион ўзаро таъсир билан биргаликда “Ягона ўзаро таъсир назарияси”га бирлашиши физиклар томонидан кутилмоқда³.

Фундаментал зарраларни ва уларнинг ўзаро таъсирини тадқиқот қилиш учун гигант тезлатгичларни (элементар заррачаларни ёруғлик тезлигига яқин тезликларгача тезлатиш ва уларни бир-бири билан тўқнашиш имконини берувчи қурилмалар) қуриш зарур. Ушбу қурилмалар улкан ўлчамларга эга бўлганлиги туфайли (бир неча ўн километрлар), улар ер ости туннелларида жойлаштирилади. Энг қувватли тезлатгичлар қуйидагилардир: [CERN \(Женева, Швейцария\)](#), [Fermilab \(Чикаго, США\)](#), [DESY \(Гамбург, Германия\)](#), [SLAC \(Калифорния, США\)](#).

Ҳозирги пайтда Женевадаги Европа ядро тадқиқотлар марказида (CERN) Катта адрон коллайдерида тадқиқотлар олиб борилмоқда ва қуйидаги бир қатор натижалар олинган.

- Хиггс бозони қайд этилган ва унинг массаси $125,09 \pm 0,21$ ГэВ га тенг

- 8 ТэВ энергияда протон тўқнашувларининг асосий статистик характеристикалари ўрганилган – пайдо бўлган адронларнинг сони, уларнинг

³T. Padmanabhan, Theoretical Astrophysics, Volume I, Cambridge University Press, 2010.

тезликлари бўйича тақсимооти, мезонларнинг бозе-эйнштейн корреляциялари ва х.к.

- протон ва антипротонлар орасида асимметриянинг мавжуд эмаслиги кўрсатилган.

Ушбу тадқиқотлар натижасида модданинг ҳосил бўлган ҳолати “Катта портлаш”дан 10 микросекунддан кейин пайдо бўлгани аниқланди⁴.

Юқори энергиялар физикаси ва астрофизика фанни инсониятга фақатгина олам тузилиши ҳақида тасаввурларнигина эмас, балки замонавий технологияларни ривожлантириш ва амалиётга қўллаш имкониятини ҳам беради. Юқори энергиялар бўйича тажрибаларни қўйилиши ва ишлатишда одатда юзлаб олимлар, электроника, материалшунослик ва инфор­мацион технологиялар бўйича мутахассислар жалб этилади.

Ҳозирги замон астрофизикасининг асосий муаммолари бу Ердаги лабораторияларда яратиб бўлмайдиган шароитлардаги: ўта юқори энергиялар, юқори зичликлар, юқори температуралар, кучли магнит ва гравитацион майдонлар мавжуд экстремал ҳолатларда модданинг хоссаларини ўрганишдан иборатдир⁵.

Коинотдаги физик жараёнларни ўрганиш астрофизиканинг асосий предмети ҳисобланади. Ой, планеталар ва Қуёш системасининг кичик жисмларини бевосита космонавтика услублари орқали тадқиқ этишларни ҳисобга олмасак, космик объектлар ҳақида маълумотлар асосан электромагнит нурланишлар орқали етиб келади. Шунинг учун астрофизиканинг асосий масаласи бу космик объектлардан келувчи электромагнит нурларнинг интенсивлик, спектр, поляризация ва х.к. кузатув характеристикалари билан боғлиқлигини моделлаштиришдан иборатдир.

1.2. Коинот тўғрисидаги тасаввурлар пайдо бўлиши.

Ҳозирги замон астрофизикаси XX асрнинг ўрталаридан бошлаб ривожланди. Кузатув нуқтаи назардан бу қайд этилувчи электромагнит нурланишнинг спектрал диапазонининг кенгайиши билан боғлиқ. Илгари астрофизика нисбатан тор диапазондаги – оптик диапазондаги астрономик кузатувларга асосланган эди. Шунинг учун олимларнинг диққат марказида асосан Коинотдаги кўринувчи ёруғлик нурини тарқатувчи объектлар – юлдузлар, туманликлар, галактикалар – бўлган. Уларнинг нурланиш механизмлари Ер шароитида олинган илмий натижаларга асосланган эди. Ҳозирги пайтда астрофизикада радиотўлқинлардан тортиб гамма-нурларгача бўлган кенг диапазондаги кузатув натижаларига асосланган ҳолда тадқиқотлар олиб борилади. Астрономиянинг кенг диапазондаги кузатувларга ўтиши билан маълум объектлар тўғрисида батафсилроқ маълумотлар олиш билан бир қаторда янги объектларни, хусусан, экстремал

⁴ L. Rezzolla, O. Zanotti, Relativistic Hydrodynamics, Oxford University Press, 2013, 752 p.

⁵Фильченко М.Л., Гравитация, астрофизика, космология: дополнительные главы, «ЛИБРОКОМ», 2010.

холатда жойлашган объектларни кашф этиш имкониятлари пайдо бўлди⁶. Ушбу таъкидланган шароитларда модда янги физик хоссаларга эга бўлиб қолади. Коинот ривожланишининг дастлабки даврларидаги модданинг юқори зичликларга эга бўлиши; нейтрон юлдузлар ички қисмидаги ва қора туйнуклар атрофидаги физик жараёнлар; оқ миттилар ва нейтрон юлдузлардаги кучли гравитацион ҳамда магнит майдонлар буларга мисол бўлади. Айнан шундай экстремал холатдаги объектларни тадқиқот сохалари hozirги замон юқори энергиялар физикаси ва астрофизиканинг асосий ва долзарб муаммолари ҳисобланади.

Таъкидлаш жоизки, мавжуд замонавий технологиялар экстремал холатдаги модданинг макроскопик хоссаларини фақатгина астрофизик объектларни кузатуви орқали тадқиқ этиш имконини беради. Шу жихатдан замонавий астрофизика илғор фан соҳаси ҳисобланади ва у “Ердаги физика”нинг кучи етмайдиган фундаментал ходиса ва жараёнларнинг тадқиқоти билан шуғулланади. Масалан, Ердаги лаборатория шароитида олинган магнит майдонларнинг кучланганлиги оқ миттилар магнит майдонлари кучланганликларидан (10^7 - 10^9 Гс) бир неча ўн марта, нейтрон юлдузларнинг магнит майдонларидан (10^{12} Гс) эса бир неча юз минг марта кичикдир.

1.3. Ушбу фаннинг ривожланиш тарихи

Қуйида биз экстремал астрофизик шароитлари вужудга келувчи учта объектни мисол тариқасида келтираемиз: бошланғич даврдаги коинотнинг ривожланиши, космик гамма-чакнашлар (гамма-всплески), ва яқинда галактикамизда очилган “микроквazarлар”⁷.

Космологияда асосий муаммо Коинотнинг ривожланиш моделини танлаш билан боғлиқ (очиқ – чексиз космологик кенгайиш; ёпиқ – дастлабки ўта зич модданинг кенгайиши кейинги даврлардаги сиқилиш билан алмашиши) ва “Катта портлаш”дан кейин коинотнинг дастлабки кенгайиш сценарийсини аниқлашдан иборат.

Космология ва астрофизикадамасофа шу қадар каттаки, биз махсус ёруғликнинг бирор вақт давомида ўтган йўли бнилан боғлиқ атамалар киритаемиз: мисол учун,

$$1 \text{ ёруғлик-секунд} = (3.0 \times 10^8 \text{ м/с})(1.0 \text{ с}) = 3.0 \times 10^8 \text{ м} = 300,000 \text{ км};$$

$$1 \text{ ёруғлик -минут} = (3.0 \times 10^8 \text{ м/с})(60 \text{ с}) = 18 \times 10^6 \text{ км}.$$

Улар орасида энг кўп ишлатиладиган бирлик бу ёруғлик -йили (ёй):

$$1 \text{ ёй} = (2.998 \times 10^8 \text{ м/с})(3.156 \times 10^7 \text{ с/й}) \\ = 9.46 \times 10^{15} \text{ м} \gg 10^{13} \text{ км} \gg 10^{16} \text{ м}.$$

Ойгача ва Қуёшгача масофалар учун одатда километр ёки метрни ёруғлик-секундга алмаштрган ҳолда фойдаланамиз. Ердан Ойгача масофа

⁶Т. Padmanabhan, Theoretical Astrophysics, Volume I, Cambridge University Press, 2010.

⁷Сивухин Д.В, Курс общей физики, учебное пособие для вузов, т. 5 – Атомная и ядерная физика, 3-е издание, ФИЗМАТИЗ, 2011.

384,000 км, бу 1.28 ёруғлик-секундга тенг. Ер-Куёш орасидаги масофа эса 1.50×10^{11} м, ёки 150,000,000 км; бу 8.3 ёруғлик -минутига тенг (Куёшдан чиққан ёруғлик Ерга 8.3 минутда етиб келади). Куёш системасининг олисидаги Плутонгача масофа 6×10^9 км, ёки 6×10^{-4} ёй⁸. Бизга энг яқин бўлган юлдуз Проксима Сентауриа тахминан 4.2 ёй узоклигида жойлашган.

Коинотнинг hozirgi замондаги кенгайиш суръати Хаббл доимийси билан аниқланади $H = 50 - 100$ (км/с)/Мпк (яъни кузатувчидан хар Мегаларсекка узоклашганда объектлар 50-100 км/с тезлик билан узоклашади. Объект қанча узокда жойлашган бўлса, у шунчалик катта тезлик билан биздан узоклашади).

$$v=Hr$$

бу ерда v – объектнинг кузатувчидан узоклашиш чизикли тезлиги, r – кузатувчидан объектгача бўлган масофа.

Коинотнинг очик ёки ёпиқлиги узокдаги объектлар тезлигининг критик тезликдан катта (очик, $v > v_{cr}$) ёки кичик (ёпиқ, $v < v_{cr}$) лиги билан аниқланади.

Коинот эволюциясининг конкрет схемасининг қандай бўлишидан қатъий назар hozirgi пайтда “Коинотнинг иссиқ модели” тўғри деб ҳисобланади. Бунда коинот ривожланишининг дастлабки даврида харорат ва зичлик анча катта қийматларга эга бўлган. Дастлабки пайтдаги модда тўла ионлашган холда бўлган ва нурланишнинг эркин югуриш йўли коинотнинг ўлчамларига нисбатан кичик бўлган⁹. Натижада модда ва нурланиш термодинамик мувозанат ҳолатида бўлган ва унинг нурланиш спектри Планк формуласи билан тавсифланган ва қуйидаги частота $\omega \approx 2.8 kT/h$, h – Планк доимийси. Кенгайиш жараёнида модда ва температура камайиб борган ва “Катта портлаш”дан сўнг тахминан миллион йилдан $T \approx 5 \cdot 10^3 K$ бўлган ва ионларнинг электронлар билан рекомбинация жараёни бошланиб, нейтрал атомлар пайдо бўла бошлаган. Нейтрал моддалар нурланиш билан ўзаро таъсири нисбатан кучсиз бўлганлиги сабабли “реликт” (қолдиқ) нурлар квантларининг эркин югуриш йўли коинотнинг ўлчамларидан катта бўлиб қолган. Ана шу “рекомбинация даври”дан бошлаб модда ва “реликт нурлари” мустақил равишда ривожланиб келган. Кенгаювчи коинотда Допплер эффекти кузатиловчи реликт нурланиши частотасининг камайишига ва нурланиш спектрини аниқловчи температуранинг камайишига олиб келади¹⁰. Hozirgi даврда реликт нурланиш температураси 2,7 К га тенг ва у сантиметр ҳамда миллиметр радиотўлқинлар диапазонида кузатилади. Шунини таъкидлаш жоизки, реликт нурланиш 10-12 миллиард йил илгари рекомбинация давридаги коинот структураси тўғрисидаги маълумотларни ўзида сақловчи ягона манба бўлиб ҳисобланади.

⁸deyarli 5 yorug'lik-soatga teng

⁹L. Rezzolla, O. Zanotti, Relativistic Hydrodynamics, Oxford University Press, 2013, 752 p.

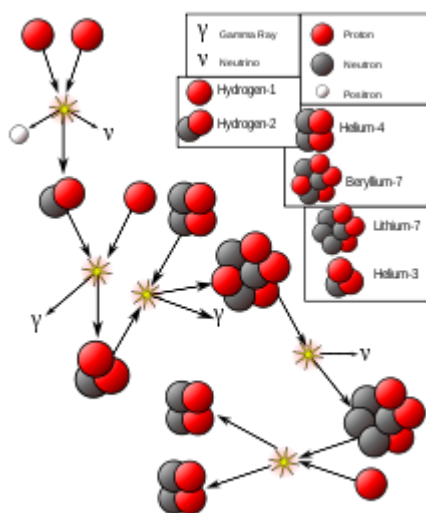
¹⁰Max Camenzind, Compact Objects in Astrophysics, Springer, 2007, 682 p.

Бирламчи ядровий реакциялар ҳамда дастлабки нуклеосинтез

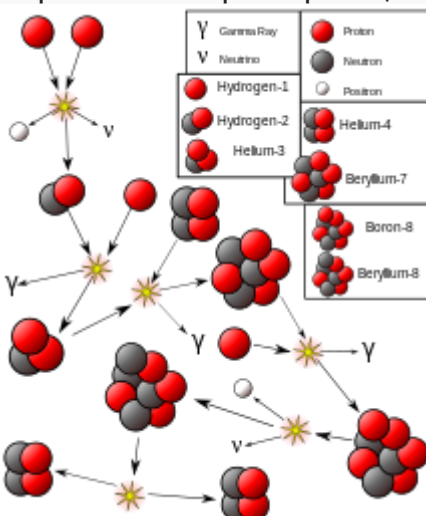
pp-занжир реакцияси юлдузлардаги водороднинг гелийга айлантирадиган реакциялардан бири. Бу занжир реакцияси массаси Куёш массасига тенг ёки ундан кичик бўлган юлдузларда содир бўлади. Бошқа яъни массаси Куёш массасидан деярли 1.3 марта катта бўлган юлдузларда эса *CNO-циклари* ротонларни гелийга айланишини таъминлайди.

Асосан, протон-протон реакция уларнинг кинетик энергияси яъни ҳарорати электростатик потенциал энергияда катта бўлгандагина содир бўлади.

Куёшда дейтерий ҳосил бўлиши жараёнилари жуда қайноқ кечади. Уларнинг яшаш вақти- пайдо бўлганидан то ядро ёнилғи ресурслари юлдуз бўлиб нур сочиб туришига етарли бўлмай қолишигача бўлган вақтдир. Бу вақт ҳар бир юлдузнинг массасига боғлиқдир. Хусусан, энг яқин юлдуз- бу 5 миллиард йиллардан бери ядро синтези жараёни ҳисобига ҳозирда ўзининг актив босқичида бўлган Куёшдир ва унинг ёнилғи захираси яна 5 миллиард йилга етади.



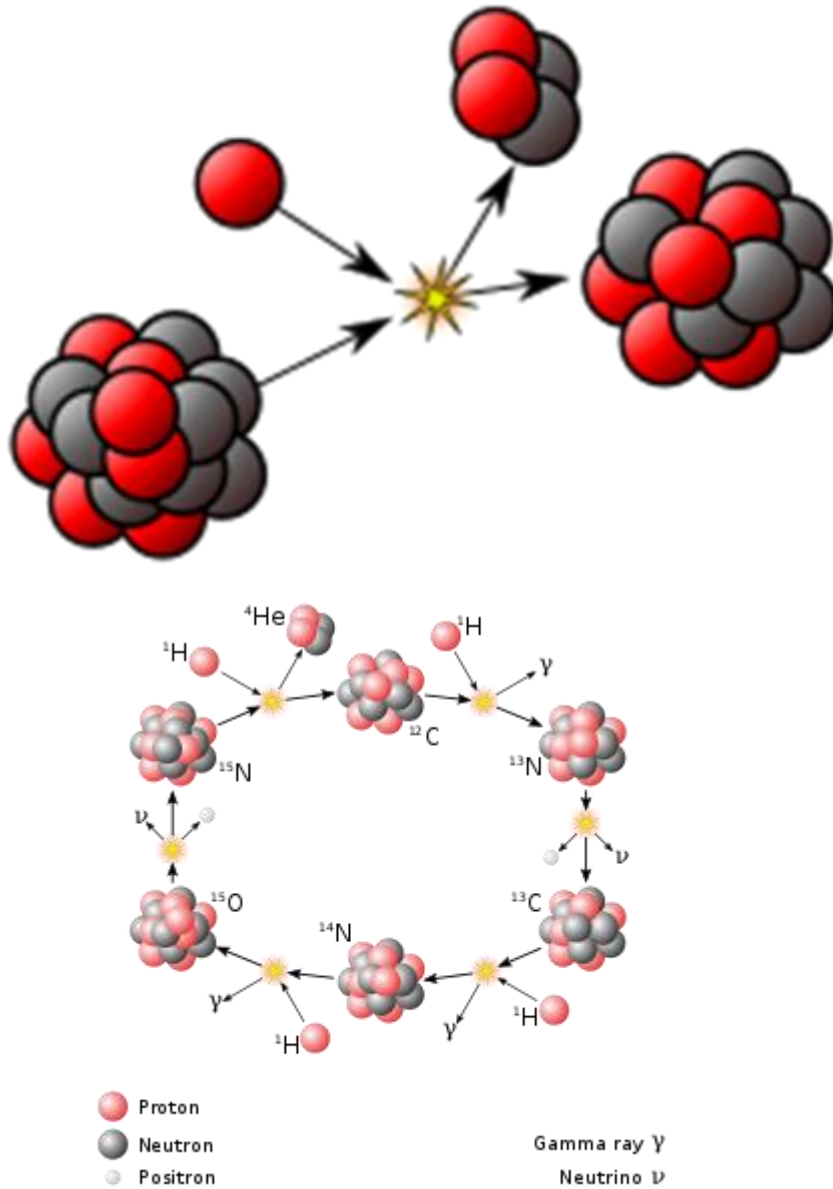
Протон-протон занжири 1- реакция канали



Протон-протон занжири 2- реакция канали

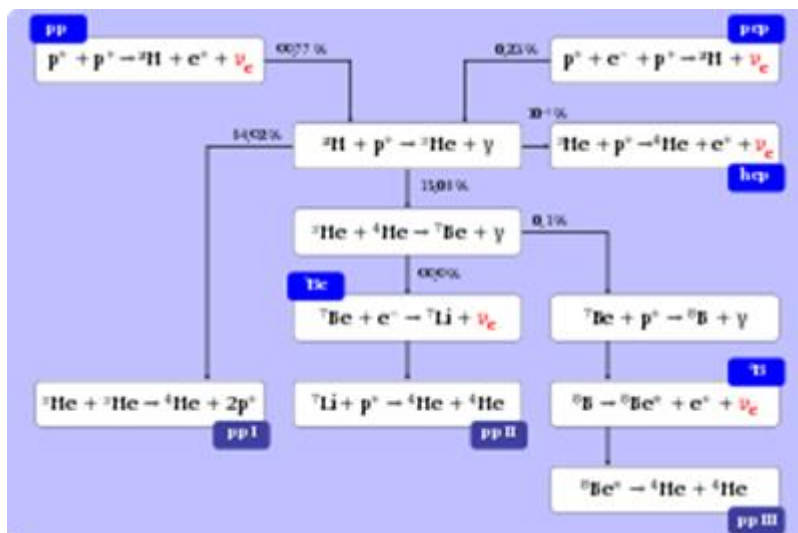
2. Коинотда энгил элементларининг тарқалиши

CNO-цикли (carbon–nitrogen–oxygen, «углерод-азот-кислород») бу протонлар иштирокида юлдузлардаги водороднинг гелийга алмашини билан кечадиган занжир реакцияларнинг бири ҳисобланади. *CNO-цикликатализатор* цикли бўлиб, у одатда массаси Қуёш массасидан 1.3 марта катта бўлган юлдузлардагина учрайди. Ушбу циклда 4 та протон углерод, азот, ёниши натижасида



А протонларнинг ядро билан реакциясида альфа зарранинг пайдо бўлиши.

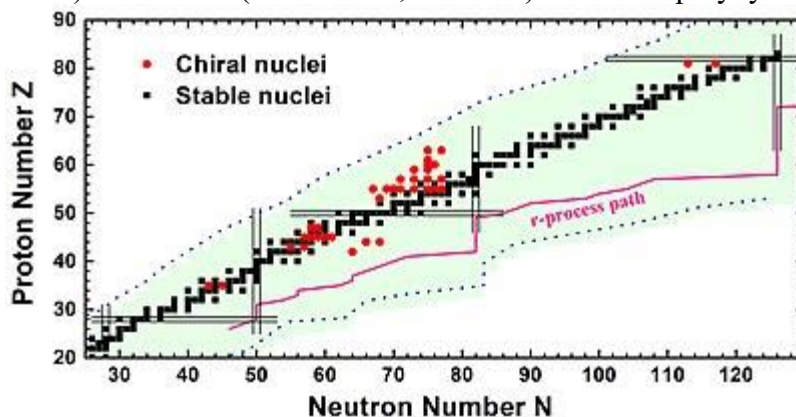
*CNO-цикли*нинг схематик кўриниши.



Юлдузлардаги протон-протон реакцияси ва электрон камралиши каналлари.

3. Оғир элементларнинг ташкил топиши ва тарқалиши *r*-жараён

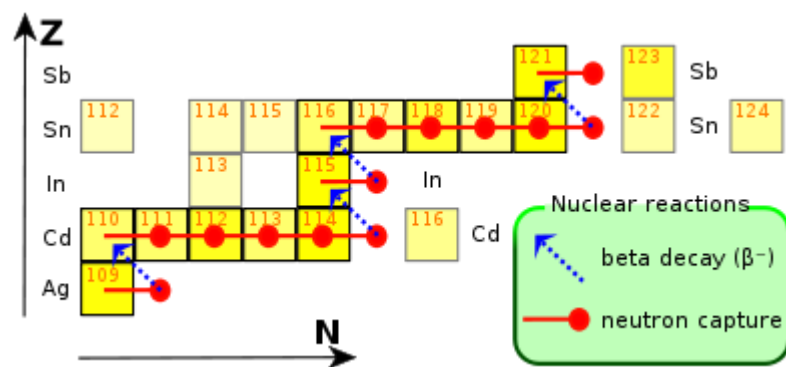
Ушбу жараён тез нейтронлар камралиши орқали кечади ва шунинг учун *r*-жараёни (rapid-тез) деб аталади. Аслида, *r*-жараёни бу ядро астрофизикасида темирдан оғир элементлар пайдо бўлишини таъминлайдиган ядро реакцияларнинг деярли ярмидир. Кўпчилик ҳолларда бу жараён ўзининг жадаллигига эришади атом оғирлиги $A = 82$ (elements Se, Br and Kr), $A = 130$ (elements Te, I, and Xe) ва $A = 196$ (elements Os, Ir and Pt) элементлари учун.



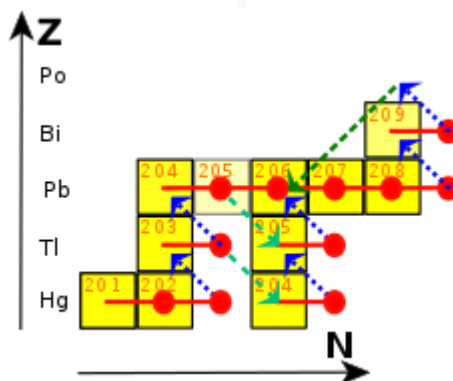
r-жараёнининг нейтрон юлдузлар тўқнашуви ёки суперновае портлашида содир бўлишининг схематик кўришини. Нейтронлар бета емрилишга қараганда ядрога тезроқ ютилади.; бу ушбу жараённинг нейтронга бой ядролар ҳосил бўлишига ёрдам беришини кўрсатади. Бу ерда кутиш нуқталари сеҳрли рақамлари $N = 50, 82, 126$.

s-жараён

ушбу жараён секин ядро реакцияларида нейтронларни камралиши билан кечадиган жараён бўлиб асосан асимптотик гигант бранч юлдузларда кузатилади. *S*-жараён ядросинтез реакцияларда темирдан оғир элементларнинг пайдо бўлишига жавоб беради.



s-жараёнининг Ag дан то Sb гача кечиши.



s-жараёни хирги босқичининг схемаси. Қизил горизонтал катта нуқтали чизиклар нейтрон қамралишга учраб тугайди. Кўк узук чизиклар эса бетта парчаланиш орқали ўришни кўрсатса, яшиллари алфа парчаланиш орқали ўтишлар. Ҳаворанглари эса электрон қамралиш билан борадиган реакцияларни тасвирлайди.

4. Ўта янги юлдузлар ва турлари

Ўта янги юлдузлар - ёрқинлиги кескин ўзгарувчи (чакновчи) юлдузлар. Уларнинг чакнаши портлаш ҳисобига юз беради. Портлаш туфайли бундай юлдузлар равшанлиги бир неча кун давомида ўнлаб млн. марта ортади. Портлаш юз бергандан кейин 2—3 ҳафта ўтгач, юлдузлар ўз равшанлигининг максимумига эришганда уларнинг мутлак юлдуз катталиги 11 дан то 19 гача етади, сўнгра бир неча ой давомида ёрқинлиги 25—30 марта камаяди. Чакнаш давомида Ўта янги юлдузлар умумий нурланиш энергияси $=1048 \text{ — } 104^7 \text{ эрг}$ бўлади. Фан нуқтаи назаридан юлдузларнинг портлаши улар эволюциясининг охириги босқичида вужудга келадиган мувозанатсизликнинг оқибати деб қаралади.

Галактикада Ўта янги юлдузларнинг чакнаши бир неча юз йилда 1—2 марта кузатилиши мумкин. Астрономлар томонидан Галактикамизда ҳам бир неча Ўта янги юлдузларнинг чакнаши кузатилган. Булар ичида Савр юлдуз туркумида 1054 йилдан Хитой астрономлари томонидан кузатилган портлаш энг қувватли ҳисобланади. Бу юлдуз бир неча кун давомида, ҳатто кундузи ҳам кўриниб турган. 1572 йилда бошқа Ўта янги юлдузлар даниялик астроном Тихо Браге томонидан Кассиопея юлдуз туркумида, 1604 йилда эса Кеплер томонидан Илон Элтувчи юлдуз туркумида кузатилган.

Ўта янги юлдузлар равшанликларининг вақт бўйича ўзгариш табиативаспектрига кўра ик китурга бўлинади. Ўта янги юлдузларнинг 1 тури 2 турига нисбатан 5—10 марта равшан бўлиб, равшанликнинг максимумига тез эришади.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Materiya va modda tushunchalarini izohlab bering.
2. Fizik maydonlarning turlari, tabiati, asosiy xususiyatlarini bayon qilib bering.

3. Elementar zarra deganda nimani tushunasi
4. Lepton va adronlarning farqi nimada?
5. Kvarklar turlari va xarakterli xususiyatlarini tushuntiring.
6. Fundamental o'zaro taosirlar haqida nima bilasiz?
7. Bosqichma-bosqich o'zaro taocirlashishni qanday tushunasiz?
8. S.Vaynberg, SH.Gleshou va A.Salamlar qaysi ilmiy tadqiqoti uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan?
9. Oraliq bazonlar va gravitonlar haqida tushuncha bering?
10. Olamning yagona fizik tasavvuri nimalardan iborat?

ADABIYOTLAR

1. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.: Visshaya shkola", 2000, gl. 46.
2. A.I.Naumov. Fizika atomnogo yadra i elementarnqx chastits. M.: Prosveo'eniya 1984, gl.VIII.
3. Fundamentalg'naya struktura materii. M.: "Mir", 1984. 173-204.
4. I.V.Savelg'ev. Kurs obo'ey fiziki, kniga 5. Kvantovaya optika, atomnaya fizika, fizika tverdogo tela, fizika atomnogo yadra i elementarnix chastits. 1998.
5. O.Axmadjonov. Fizika kursi. III. T.1989,
6. R.Bekjonov. Yadro fizikasi. T. "O'qituvchi", 1975. IX bob, 213-260 b.
7. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
8. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

17-мавзу. Юлдузларда ядролар синтези. Оғир элементларнинг ҳосил бўлиши. Нейтрон юлдузлар ва қора туйнуклар. Космик нурлар таъсирида нуклонсинтез жараёни. Космик нурлар.

РЕЖА

1. *Юлдузлар эволюцияси: асосий тушунчалар.*
2. *Гравитацион коллапс.*
3. *Чандрасекар чегараси.*
4. *Нейтрон юлдузлар. Квazarлар.*

Таянч иборалар: Юлдузлар температураси, юлдузлар эволюцияси, Герцшпрунг-Рассел диаграммаси, юлдузлар магнит майдони, ўта янги юлдузлар.

1. Юлдузлар эволюцияси: асосий тушунчалар.

Кўпчилик юлдузлар Қуёш сингари табиатга эга. Чунки уларнинг спектри Қуёшникига ўхшаш қора (ютилиш, абсорбцион) чизиқлар билан кесилган туташ (узлуксиз) спектрдан иборат. Паст дисперсияли спектрга бир қарашдан ҳосил бўлган бу ўхшашлик юқори дисперсиялиларда йўқолади.

Юлдузлар олами ранг-баранг, улар орасида айнан Қуёшга ўхшаганлари ҳам бор. Бироқ кўпчилик юлдузлар спектридақларини жойлашиши ва интенсивлиги бўйича Қуёшдан фарқ қиладилар. Уларнинг айримлари спектрида юқори ионланиш потенциалига эга бўлган кимёвий элемент ионлари (H^+ , C^{++} , O^{++}) чизиқлари кўринса, бошқалариникида фақат водород атоми чизиқлари, учинчи хиллариникида эса фақат паст ионланиш потенциалига эга атомлар ва молекулалар чизиқлари ва тасмалари кузатилади^[1].

Юқорида кўрганимиздек туташ спектр юлдуз (Қуёш)нинг фотосфера қатламининг пастки қисмларида чизиқлар эса унинг устига нисбатан паст температурага эга қисмларида ҳосил бўлса, юлдузларнинг спектридаги ранг баранглик уларнинг фотосферасидаги физик шароитни турличалиги билан боғлиқ деган хулосага келамиз. Спектри Қуёшниги сингари бўлган юлдузлар нормал ёки стационар юлдузлар деб аталади. Бундай юлдузларни ёруғлиги деярли (~0.1 %) ўзгармайди. Демак, уларнинг (Т) температураси ва радиуси (R) деярли ўзгармайди, юлдузнинг ички ва ташқи қатламлари термодинамик мувозанатда.

Айрим юлдузлар спектрида кенг эмиссион (ёруғ) чизиқлар бошқалариникида ютилиш чизиқ билан биргаликда, уни ёнида ёки устида шу атомга тегишли эмиссион чизиқ ҳам кузатилади. Учинчи турдаги юлдузлар ёруғлиги билан биргаликда спектрини ўзгартириб туради. Бундай юлдузлар ностационар юлдузлар дейилади. Уларни ўрганишга ўтишдан олдин стационар юлдузларни физик хусусиятлари билан танишиб чиқамиз.

Қадимдан юлдузлар жуда кўп ва бир бирига (сайёраларга) нисбатан ҳаракатланувчи митти ёруғ шарга ўхшаб кўринган. Коинот мукамал, бир бутундир ҳамда Биз унинг марказида ёки марказ яқинида жойлашганмиз. Лекин 1609 йили дастлабки Галилейнинг оптик телескоплар ёрдамида тунги осмонни кузатувларидан кейин Коинот тўғрисидаги тасаввурларимиз драматик тарзда ўзгарди. Энди биз ўзимизни Коинот марказида деб тасаввур қила олмаймиз ва у мислсиз каттадир.

Ойсиз тунда очик осмонда биз минглаб ҳар хил ёрқинликдаги юлдузларни, шунингдек, Сомон йўлининг узун ёруғ булутли тасмасини ҳам кўришимиз мумкин. (1-расм). Галилей илк бор ўзининг телескопида Сомон йўлининг сон-саноксиз алоҳида юлдузлардан ташкил топганлигини кузатган. Қарийиб бир ярим аср кейинроқ (тахминан 1750 йилларда) Томас Врайт хозирда биз Галактика^[2] деб номлайдиган Сомон йўлини бир текисликда жуда катта масофаларга ёйилиб кетган юлдузлардан иборат ясси диск деб тахмин қилди.



(a)

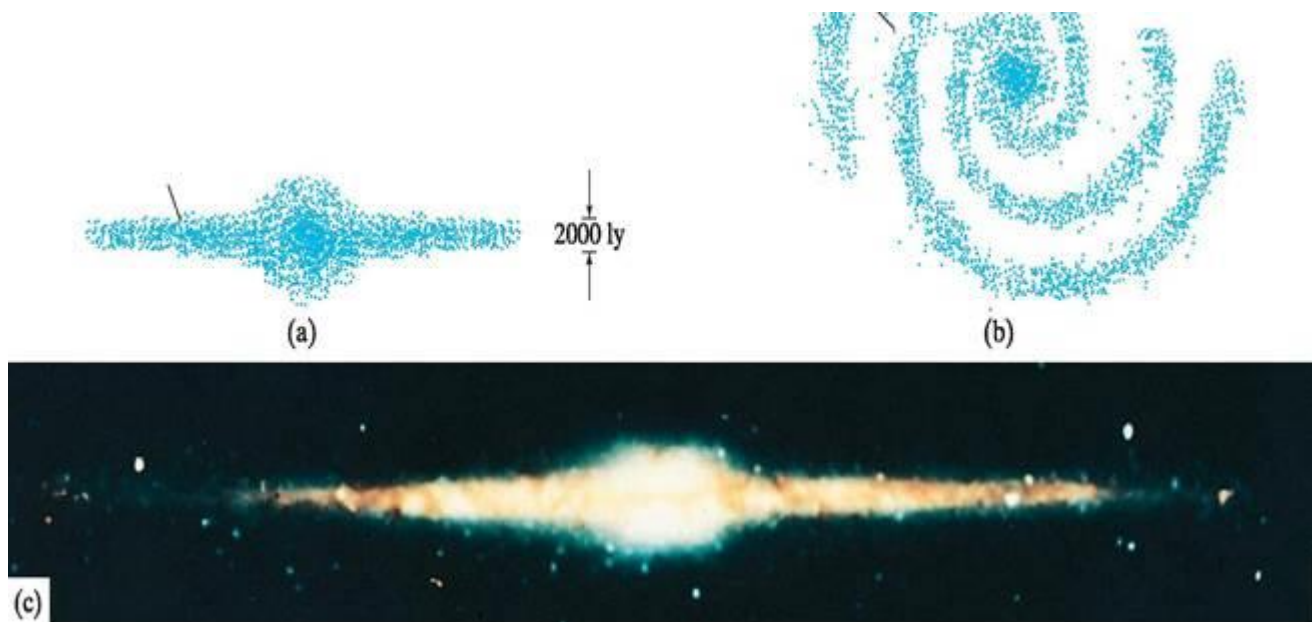


(b)

1-расм. Сомон йўли галактикасининг бир қисми. (а) расмдаги ингичка чизиқ .. қоронғи диаганал соҳа ёруғликнинг галактика чанглари томонидан ютилиши ҳисобига ҳосил бўлган. (б) расм галактика маркази томонидан кўриниши (Аризона (АҚШ) ёзида тасвирга олинган).

Бизнинг Галактикамиз диаметри деярли 100 минг ёй. ва диск қалинлиги 2000 ёй.га тенг. У яна марказий дўнглик ва спирал қўлларига эга (2-расм). Қуёшимиз Галактика марказидан то чеккасигача бўлган масофанинг ўрталарида жойлашган, бу тахминан марказдан 26000ёй га тенг. Бизнинг Галактикамиз тахминан 400 миллиард юздузлардан ташкил топган. Қуёш Галактика маркази атрофига ҳар 250 миллион йилда бир марта айланиб чиқади ва тезлиги Галактика марказига нисбатан 200км/с. Жаммаси одатий материясининг массаси эса тахминан 4.1041кг. Яна шундай қатъий далил ҳам борки, Галактика массив кўринмас “Гало” “қоронғи материя” билан ўралган.

Қуёш



2-расм. Бизнинг Галактикамизнинг ташқи томондан кўриниши: (а) диск текислигида "ёндан кўриниши"; (б) "уст кўриниши". (Ташқи томондан кўриниши- агар буни иложи бўлганида худди шундай кўринган бўлар эди!) (с) Сомон йўли галактикаси ичкари томонидан олинган инфрақизил тасвир- Галактика диски ва марказий дўнглик кўринган ҳолда. Бу СОВЕ сунъий йўлдошидан жуда катта бурчакда, осмоннинг деярли 3600 бурчакли қисмидан олинган тасвир. Оқ нуқталар кўшни юлдузлардир.

Бундан ташқари, агар биз тунги очик осмонни телескоп ёрдамида кузатсак, Сомон Йўлининг ичидаги ва ташқарисидаги юлдузлар “небула” (Лотин тилидан “булут”) деб аталадиган ёруғ булутларни кўришимиз мумкин. Оддий кўз билан очик осмонни кузатганимизда, уларнинг кўпчилиги Андромеда ва Орион деб аталувчи юлдузлар туркумига кирувчи туманликларни кўришимиз мумкин. Баъзи юлдуз туркумлари ва гуруҳлари кўп сонли юлдузлардан иборат булутга ўхшаб кўринади (3-расм). Бошқалари қизиган газ ёки чанг ва буларни биз асосан небула деб атаймиз.

3-расм. Ҳеркулес юлдуз туркумида жойлашган шарсимон юлдуз кластери



Энг ажойиб учинчи тоифага мансуб бўлганлар: улар кўпчилиги эллиптик шакига эга. Иммануэл Кант (1755 й.) уларнинг хира бўлиб кўринишининг сабабини бизнинг Галактикадан жуда олисда жойлашганлигида деб тушинтирган. Дастлаб, бу объектлар Галактикамиздан ташқаридаги (экстрагалактик) объектлар эканлиги ишонарли деб тан олинмади, лекин XX асрга келиб жуда катта диаметрли телескоплар барпо этилди ва улар ёрдамида экстрагалактик объектлар кузатила бошланди, ҳаттоки кўпгина юлдузларнинг бошқа, Галактикамиздан олисдаги спиралсимон галактикалардаги аниқ жойлашган ўринлари ва бошқа хусусиятлари аниқланди. Едвин Ҳаббл (1889-1953) 1920 йилларда Лос Ангелес ва Калифорния яқинидаги Вилсон тоғида жойлашган 2.5м ли телескоп ёрдамида кўпгина кузатувлар олиб борди. Ҳаббл ушбу объектлар ҳақиқатан ҳам Галактикамиздан ташқарида жойлашганини уларгача масофанинг жуда катталигидан келиб чиққан ҳолда исботлаб берди. Бизга энг яқин галактика бўлган Андромеда туманлигигача масофа 2 миллион ёй.га тенг, бу эса Галактикамиз ўлчамидан 20 баробар катта дегани. Мантиқан олиб қараганда бу туманлик бўлиб кўринишига қарамасдан, у ҳам Галактикамизга ўхшаш галактика бўлса ажаб эмас. Бугунги кунга келиб, коинотнинг кузатиш мумкин бўлган соҳасида тахминан 10^{11} та галактикалар мавжуд, бу дегани галактикалар сони тахминан битта галактикадаги юлдузлар сонига тенг (4-,5-расмларга қаранг).



4-расм. Сарина юлдуз туркумида жойлашган газсимон туманлик. Биздан тахминан 9000 ёй. узоқликда.



5-расм. Галактикаларнинг расмлари, (а) Ҳидра юлдузлар туркумидаги спирал галактикалар, (б) Иккита галактика: каттароқ ва драматикроғи машхур Вирлпул галактикаси, (с) (б)даги галактиканинг инфрақизил ташвири ("ясама" рангларда берилган), бу Ерда спирал галактиканинг (б) расмда кўринмай қолган йэнглари ҳам кўрсатилган; ҳар хил ранглар ҳар хил интенсивликларга тўғри келади. Кўринувчи нурлар галактикалараро "чанглар" да инфрақизил нурларга нисбатан кўпроқ ютилади ва сочилади, шунинг учун инфрақизил нурлар аниқроқ тасвир беради.

Одатий юлдузлардан ташқари галактикаларда, юлдуз кластерларида, галактикалар кластерларида ва суперкластерларда кўплаб қизиқарли объектлар ҳам мавжуд. Улар орасида қизил гигантлар, оқ миттилар, нейтрон юлдузлар, нова ва супернова деб аталувчи юлдузларнинг портлаши ва ҳаттоки ёруғлик ҳам чиқиб кетолмайдиган, гравитацияси кучли бўлган қора ўралар бизга маълум. Бундан ташқари, Ерда электромагнит тўлқинлар ҳам етиб келади, аммо улар нуқтавий ёруғлик манбаларидан чиқмайди: айниқса муҳим томони шундаки, микротўлқинли нурланиш фони коинотнинг барча йўналишларида бир хил.

Ниҳоят, узоқ галактикалар марказларида ўта ёрқин нуқтавий ёруғлик манбалар бўлган фаол галактика ядролари (ФГЯ) ҳам мавжуд. ФГЯларнинг энг таъсирчан кўриниши ёрқинлиги катта бўлган квазарлардир ("квазиюлдуз" ёки "юлдузга ўхшаш объектлар"). Уларнинг ёруғликлари галактика марказларида жойлашган гигант қора ўралар орқали ўтиб келади.

Юлдузларнинг температураси. Юлдузларни нурланиши унинг атмосфера қатламларидан чиқади ва уни ўлчашга асосланиб топилган температура ана шу атмосфера қатламларининг температураси бўлади. Юлдузлар температурасини ўлчашнинг бир неча усуллари мавжуд, улар юлдуз спектрида энергияни тақсимланишини ва юлдуз чизиқлар интенсивлигини ёки тўла энергияни ўлчашга асосланган.

Қўлланилаётган усулга кўра ҳисоблаб топилаётган температура ҳар хил ном билан юритилади. Ҳар хил усул билан ўлчанаётган юлдуз температураси биров фарқ қилади. Бунинг сабаби улар юлдуз нурланишининг ҳар хил соҳаларини ифодалайди. Шу усулларга қисқача тўхталиб ўтайлик^[3].

а) *тўла энергияни ўлчаш йўли билан T -ни ҳисоблаш.* Бу усулни бурчакий диаметри маълум бўлган юлдузларга қўллаш мумкин ва у юлдузий болометрик катталиқни ўлчашни талаб қилади. Бундай усул билан топилган температура эффектив температура деб аталади ва у тўла энергияси юлдузникидек бўлган абсолют қора жисмни температурасини кўрсатади $L=4\pi r^2 \cdot E$ -юлдузнинг ёрқинлиги, E -юлдуз нури масалан, Ерда осил қилаётган ёритилганлик, r -юлдузнинг Ердан узоқлиги. $L=4\pi R^2 \cdot \sigma T_e^4$ - радиуси (R) юлдузникидек бўлган абсолют қора жисмни ёрқинлиги, T_e -унинг температураси. Уларни тенглаштириб

$$\sqrt[4]{\frac{E}{\sigma\theta^2}} \quad \frac{2R}{r}$$

температури топамиз $T_e=642.3$; $\theta=206265$ юлдузнинг бурчакий секундларда ифодаланган диаметри. Шундай муносабатни Куёш учун ҳам ёзиш мумкин. Куёшнинг $T_e=5700^\circ$ ва $m_b=-26^m.85$ лигини исобга олсак, у юлда m_b - болометрик юлдузий катталikka эга юлдузнинг эффектив температураси

$$\lg T_e = 2.718 - 0.1 m_b - 0.51 \lg \theta$$

формула ёрдамида ҳисобланиши мумкин. Бу усулни θ си маълум бўлган 100 га яқин юлдузларга қўллаш мумкин.

б) спектрида энергияни тақсимланишини ўлчаши йўли билан T-ни аниқлаши. Бу усул ҳам юлдуз спектрида энергияни тақсимланиши абсолют қора жисмники сингари бўла деган фаразга асосланади. Маълумки абсолют қора жисм спектрида энергияни тақсимланиши Планк формуласи ёрдамида ифодаланиши мумкин. Бу усул бир неча усулчаларга ажралади.

1) Вин силжиши қонунига асосан ҳисоблаши. Вин силжиш қонуни ёриткич спектрида энергия максимумининг тўлқин узунлиги билан температура (T_e) орасидаги брланиши

$$T_p = \frac{0.29}{\lambda_{\max}}$$

ифодалайди ва ундан фойдаланиб λ_{\max} К ни топамиз; бу ерда λ_{\max} - спектрда интенсивлик $I_\lambda(T)$ максимуми тўғри келадиган тўлқин узунлик, см ларда. Бу усулни қизил юлдузларга қўллаш мумкин. T_e -ранг температураси.

2) ранг кўрсатқичини ўлчаши асосида T_e ҳисоблаши. Агар юлдузнинг ёруғлиги унинг спектрини икки қисмда (масалан V (визуал) ва B (кўк)) ўлчанган бўлса у ҳолда температура

$$T_p = \frac{7920}{(B - V) + 0^m.72}$$

формула ёрдамида ҳисобланиши мумкин. Бундай усул билан ўлчанган T ҳам ранг температура дейилади.

3) Спектрал чизиқлар интенсивлигини ўлчаши йўли билан T-ни аниқлаши. Бирорта кимёвий элемент атомлари ёки ионларнинг кўплаб чизиқлари юлдуз спектрида бўлса у ҳолда атомларни уйғонган ҳолатлар бўйича тақсимланишини топиш мумкин. Больцман ёки Саха формулалари термодинамик мувозанатда уйғонган ҳолатлар (сатҳлар) бўйича атомларни тақсимланишини ифодалайди ва бу тақсимланиш ҳолатни уйғониш потенциали (χ) ва муҳитни температурасига (T) боғлиқ.

$$\frac{N_n}{N_1} = \frac{g_n}{g_1} e^{-\frac{\chi_n - \chi_1}{kT}}$$

. Больцман формуласи

бу ерда g-энергетик сатини статистик вазни, N_1 ва N_n -биринчи ва n-нчи сатиларда атомлар сони. Чизиқларни интенсивлигини ўлчаб N топилади ва Больцман формуласига асосланиб T-ҳисобланади. Бундай усул билан ҳисобланган T-уйғониш температураси дейилади. Агар кимёвий элементни атомлари ва ионлари чизиқлари юлдуз спектрида бўлса у ҳолда Больцман ва Саха формулалари ёрдамида температури ва электрон концентрациясини ҳисоблаш мумкин. Бундай усул билан топилган T – ионизация температураси дейилади.

Ҳар хил усуллар билан ҳисоблаб топилган T лар бир бирига яқин бўлади ва юлдуз атмосферасининг температурасини кўрсатади. Юлдузларнинг температураси 1000 дан 50 000 К гача ораликқа тўғри келади, яъни юлдузларни энг паст ва юқори T-лари 50 марта фарқ қилади, холос. Бундай усуллар билан ўлчанган температура юлдузнинг атмосфера қатламларининг температурасилигини унутмаслик керак. Температура юлдузнинг ички қатламларида бундан юқори бўлади.

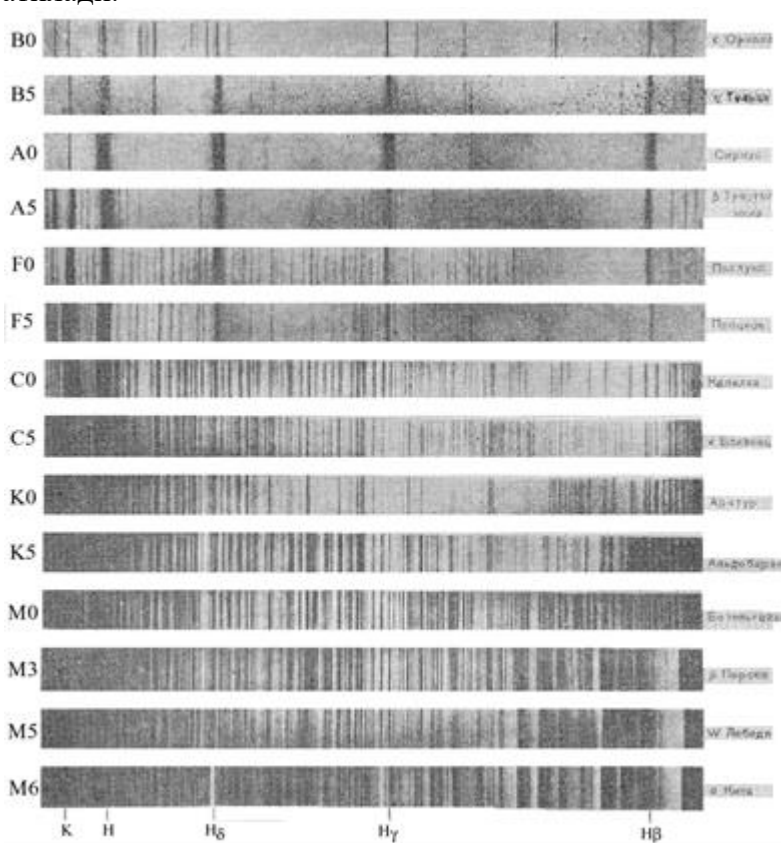
Ёрқинлик температура (T) нинг тўртинчи даражасига боғлиқлигини ҳисобга олсак, юқорида топилган юлдузларнинг юза температуралар фарқи уларнинг ёрқинликларини $2.5 \cdot 10^5$ марта ўзгаришини таъминлайди. Демак L ни ўзгариш диапазони (10^{12})ни қоплаш учун R ни ўзгариш диапазони 10^5 мартадан кам бўлмаслиги зарур.

Юлдузлар спектри. Спектрал синфлаштириш. Кўплаб стационар юлдузлар спектрини таҳлил қилиб, улардаги чизиқлар тўлқин узунлиги ва интенсивлиги ҳар хил эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Чизиқларни интенсивлигига кўра юлдузларни маълум кетма-кетликда жойлаштириш ёки спектрал синфларга ажратиш мумкин. Бундай иш биринчи навбатда водород (H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ}) ва гелий ($\lambda\lambda$ 5875 Å, 6678 Å) ва кейин метал ионлари (H ва K Ca II) атомлари (D_1 , D_2 , Na), молекулалар чизиқларига нисбатан АКШнинг Гарвард университетида бажарилган ва у гарвард спектрал синфлаштириш деб аталади. 1918-24 йилларда эълон қилинган ва Генри Дрепер (HD) каталоги деб аталадиган 9 томлик жадвалда 225330 юлдузни спектрал синфи белгиланган. Ҳозирги кунга келиб жами 500 000 дан ортиқ юлдузни спектрал синфи аниқланган. Спектрал синфлар латин алифбосининг бош

ҳафлари билан белгиланади: O, B, A, F, G , K, M , (L, T). Бу ҳарфлар кетма-кетлигини эслаб қолиш учун гарвард университети талабалар шундай ҳазил ўйлаб топишган: Oh, BeAFineGirlKissMe^[4].

O-синфга мансуб юлдузлар спектрида гелий иони ($He II$) ва оқори даражада ионланган азот ($N III \lambda 4514$ Å, $N IV \lambda 3479$ Å), углерод ($C III \lambda 4647$ Å) кислород ($O III \lambda 3700$ Å, $O IV \lambda 3385$ Å) чизиқлари кўринади.

B-синфга мансуб юлдузлар спектрида нейтрал гелий ($He I \lambda 5875$ Å) ва пасти даражада ионланган азот ($N III \lambda 6578$ Å, $\lambda 4267$ Å), углерод ($C III \lambda 6578$ Å, $\lambda 4267$ Å), кислород ($O III \lambda 4649$ Å, $\lambda 4119$ Å) ва водород атом чизиқлари ($H_{\alpha} \lambda 6563$ Å, $H_{\beta} \lambda 4861$ Å, $H_{\gamma} \lambda 4340$ Å) кузатилади.



Расм- 6. Хар спектрал синфга мансуб юлдузларнинг синфи

A-синф, водород атоми чизиқлари ($H_{\alpha} \lambda 6563$ Å, $H_{\beta} \lambda 4861$ Å, $H_{\gamma} \lambda 4330$ Å) энг интенсив кўринади. Сумбуланинг α -си спектрида водород атоми чизиқлари $H_{\alpha+}$, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} ва іакозо энг интенсив, гелий чизиқлари йўқолган.

F- интенсив водород Сириус (α CM) чизиклари H_α , H_β , . . . билан биргаликда металл ионлари (CaII $\lambda\lambda 3934 \text{ \AA}$, 3956 \AA) чизиклари кўринади. Процион (α CMi) мисол бўлаолади.

G- асосий чизиклар металллар (Na, Mg, Fe, Ca) никиводород чизиклари амкўринади, бироқ анча хиралашган. Кўёш G-синфга мансуб.

K-кальций иони (CaII) чизикларива металллар чизиклари (G тасмалар 4305 \AA да 4315 \AA) яққол кўринади, молекулалар (TiO) чизикларива тасмаларикўрина бошлайди. Алдебаран (Саврнинг α -си, α Tau) мисол бўлаолади.

M-молекулалар (Ti , O_1 , C_2 , CN) тасмалар ва чизиклар орасида Ti O тасмалари ажралиб туради. Бетелгейзе (Орионнинг α -си, α Ori) мисол бўлаолади.

L- синфга мансуб юлдузлар спектрида ишқор металллар (Li, Na, K, Cs) чизиклари кузатилади.

T-синфга кирадиган юлдузлар спектрида метан (NH_4) ва ишқор металллар чизиклари кўринади.

Охиригикита синф (L, T) яқинда (2000 й.) кашф этилди. Гдан бошланган C-синф спектрида углерод (C_2 , CN) молекулалари чизиклари айниқса ажралиб тургани учун бундай юлдузлар углеродли деб аталади. Шунингдек K-синф ёнида жойлашган S-синф спектрида цирконий, иттирий ва лантан оксидлари чизиклари кўринади^[5].

Юлдузларнинг физик кўрсаткичларини яна ҳам аниқроқ белгилаш мақсадида спектрал синфлар кетма-кетлиги келтирилади, асосий синфлар ораси сента оралик синфга ажратилади: O5, O6, O7, O8, O9, B0, B1, B2, . . . , B8, B9, A0, A1, . . . A8, A9, J0, . . . ва ҳақозо.

б) Гарвард спектрал синфлаштиришнинг физик асослари.

Спектрал синфлардаги чизиклар турли туманлиги юлдузларнинг кимёвий таркиби ҳар хил экан деган ҳулосага олиб келмаслиги керак. Чунки чизикни ҳосил бўлиши муҳитни температурасига боғлиқ. Юлдуз спектрида у ёки бу атом чизикларини кўринишини зарур шарт юлдуз атмосферасида шу элемент атомларини мавжудлиги бўлса, етарли шарт атмосферада температура шароити атомларни уйғонган ҳолатга ўтказиш учун етарли бўлиши керак. Демак спектрал кетма-кетлик асосида температуралар ҳар хиллиги ётади. Атомларни уйғонган ҳолатлар бўйича тақсимланиши Болцман ва Саха формулалари билан ифодаланади. Ҳар бир кимёвий элементни кўпчилик атомлари маълум температурада (T_y) уйғон ҳолатларга ўтади. Агар $T > T_y$ бўлса атомлар ионланади ва бу чизикни ҳосил қилишда иштирок этаётган атомлар сонини камайишига олиб келади. Ёки $T < T_y$ бўлса бу ҳолда ҳам шу чизикни ҳосил қилишда иштирок этадиган атомлар сони кам бўлади. Водороднинг кўпчилик атомларини уйғонган ҳолатларга ($\chi = 10 \text{ эВ}$) ўтказиш учун $T_y = 10^4 \text{ К}$ бўлиши керак.

Бундай шароит A синфга мансуб юлдузларда мавжуд. Агар температура $T > 10^4$ (B синф) ёки $T < 10^4$ (F синф) бўлса водород чизиклари H_α , H_β , H_γ , H_δ -лар интенсивлиги $T = 10^4$ (A-синф) даги қарагандан кам бўлади, бундай фарқ температура айирмаси $|T - T_y|$ ортган сари кучайиб бораверади ва у маълум даражага 5 000° етгач водород чизиклари умуман кўринмайди. Гелий атомларини уйғониш потенциал $\chi > 20 \text{ эВ}$, яъни водородникидан икки марта катта, демак гелий атоми чизиклари ҳосил бўлиши учун $T \approx 20 \text{ 000}$ бўлиши керак. Бундай шароит B синфга мансуб юлдузларда мавжуд. A –синф юлдузларида температура гелий атомларини уйғонган ҳолатларга ўтказиш учун етарли эмас. Шунинг учун уларда гелий чизиклари кучсиз. K, M-синф юлдузларида температура анча паст ($4500\text{--}3500 \text{ К}$) ва молекулалар ҳосил бўлиши учун шароит етарли.

Шундай қилиб, ҳар бир кимёвий элемент атомлари чизиклари маълум температурадаги (синфдаги) юлдузларда максимал интенсивликка эга бўлади. Бу синфдан чап ёки ўнг томонда жойлашган синфларда интенсивлик камай боради. Спектрал синфлар чизикларни интенсивлиги бўйича белгиланади. Температуранинг аниқлаш учун оралик синфлар киритилган. A билан B ораси ўнта оралик синфга бўлинган.

Агар юлдузнинг спектри олинган бўлса, уни спектрал синфини ва температураси (T) ни аниқлаш мумкин. Бундай йўл билан аниқланган T туташ спектрда энергияни тақсимланиши ёки ранг кўрсаткичи (B-V) бўйича аниқланган температурага мос келиши исботланган.

Шунинг учун спектрал синфлар ўрнида T_e ёки B-V қўлланилади. Жадвал 1 да бош кетма-кетлик спектрал синф, T_e ва B-V келтирилган.

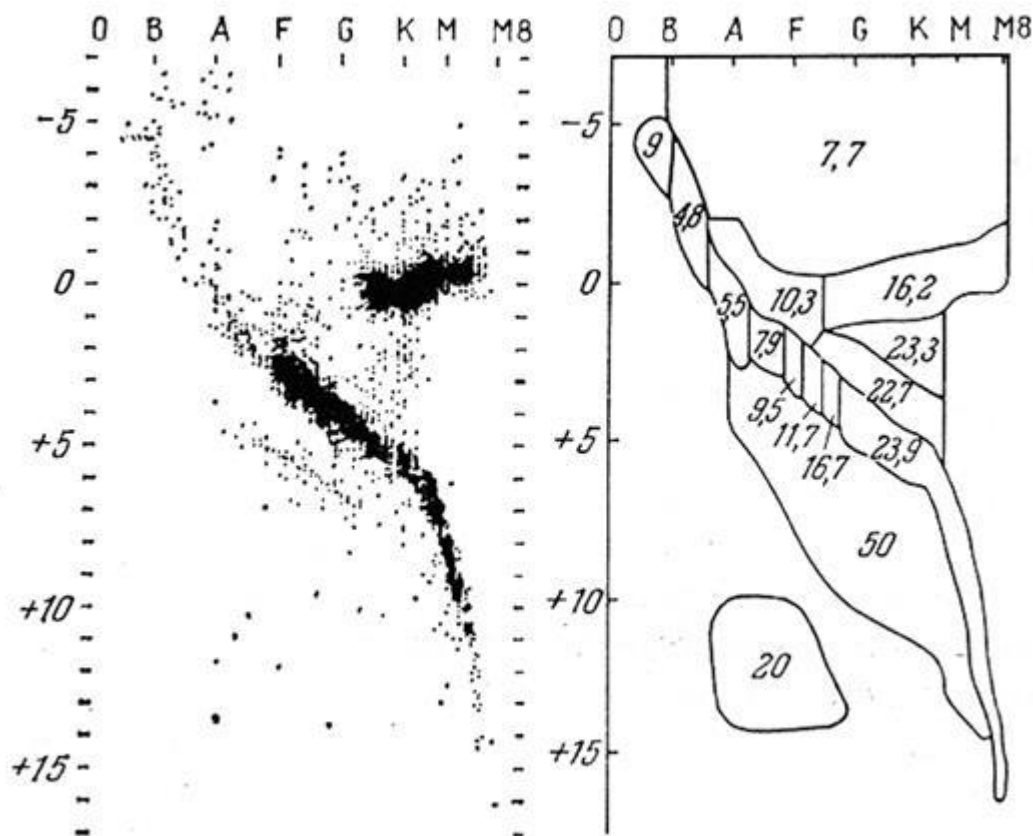
1-жадвал

	O5	B0	A0	F0	G0	K0	M0	L	T
T_e	40 000	28 000	9900	7400	6030	4900	3480	1700	1300
B-U	-0.33	-0.31	0.00	0.27	0.57	0.89	1.45	(3)	(5)

в) Герцшпрунг-Рассел диаграммаси

XXаср бошларига чабир неча юлдуз нузуклиги (йиллик параллакси) ўлчанадиган абсолют катталиги (M) ҳисоблаб топилди. Шунингдек, буларнинг спектрал синфлари ҳаманиқланиди. 1905 – 1913 йилларда ниялик Э. Герцшпрунг (1873-1967) ва америкалик Г.Н. Рассел (1877-1957) бири-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда юлдузлар диаграммасини туздилар. Улар ордината ўқи бўйлаб юлдузларни абсолют катталиклари абсцисса ўқи бўйлаб эса спектрал синфларини қўйдилар. Бундай диаграммада ҳар бир юлдуз битта нуқтасифатида ўрин эгаллайди. “Герцшпрунг-Рассел диаграмма” синоним билан фанга кирган, бу диаграмма 2-расмда тасвирланган^[6].

Диаграммада юлдузлар маълум тартибда жойлашди. Кўпчилик (90 %) юлдузлар диаграммани юқори чап томонидан бошланиб ўнг паст томонига қўзилган ингичка соҳада жойлашди. Бу юлдузларни бош кетма-кетлиги дейилади. Диаграммани ўртасидан бироз чапроқ ва юқорироқда бир тўда юлдузлар ўрин эгаллайди. Улар гигант юлдузлар деб аталади, чунки улар бош кетма-кетликдаги шундай спектрал синфдаги карлик (хира) юлдузлардан юзлаб марта ёрқиндирлар ва бу уларнинг радиуси ўнлаб марта катталиги билан боғлиқ. Диаграммани юқори қисмидан яна ҳам катта (10^4 марта) ёрқинликка эга юлдузлар ўрин оладилар. Бундай юлдузлар ўта гигант деб аталади ва улар камчиликни ташкил этади.



2-расм-7. Гершпрунг-Рассел диаграммаси ва айрим юлдузлар гуруҳларининг фазовий ҳаракат тезликлари

Диаграммани пастки чап ярим қисмида қайноқ бироқ шундай температурадаги бош кетма-кетлик юлдузларидан юзлаб минглаб марта кам ёрқинликка эга юлдузлар жойлашадилар. Бу юлдузлар бош кетма-кетлик юлдузларидан ўнлаб марта кичик бўлганликлари учун оқ миттилар деб аталаганлар.

Карлик юлдузлар спектрал синфи олдида кичик d (dwarf), субкарликлар- sd, гигантлар- g, ўта гигантлар-sg ёки харф қўйиб белгиланганлар. Масалан, сА ёки sgА-А синфга мансуб ўтагигант, gG-G синфга кировчи гигант, sdM-M синфга кировчи суб карлик, dG-G синфга кировчи бош кетма-кетлик юлдузи ва wА-А синфга кировчи оқ миттилар. Бундай ажратишда спектрал чизиқларни кенглиги ва интенсивлиги асос қилиб олинган. Бу белгилар олдин чиққан жадваллар ва китобларда учрайди. Хозирги замонда улар қўлланилмайди. Улар ўрнида рим рақамлари I, II, III, IV, V, VI, VII билан ифодаланадиган ёрқинлик синфлари қўлланилади.

Юлдузларни айланиши ва магнит майдони. Қуёш ўз ўқи атрофида айланади ва унинг айланиш тезлиги экваторида 2 км/с. Қуёшнинг умумий магнит майдони кучланганлиги 0.5 гс га тенг ва у ўзгарувчан (22 йиллик цикл)дир. Юлдузлар ҳам ўз атрофида айланиши ва унинг тезлигига мос равишда кучланганликка эга ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилиб туриши керак. Агар юлдуз ўз атрофида айланаётган бўлса унинг бир чети бизга томон ҳаракат қилса қарама-қарши биздан узоқлашадиган ҳаракат қилади. Демак юлдузнинг бутун гардиши бўйича йиғинди нурланиш спектрида чизиқлар доплер эффекти туфайли кенгайган бўлади. Шунинг учун бир хил синфга мансуб иккита юлдуз чизиқлари фарқи уларни ўқ атрофида айланиши ва магнит майдони билан боғлиқ бўлиши мумкин. Ҳақиқатдан чизиқлар профилини ўрганиш шуни кўрсатдики, O5-F0 синфга мансуб бош кетма-кетлик юлдузлари ўқ атрофида айланиши экваторида 300-400 км/с га етиши мумкин. F5-M синфга мансуб юлдузларники 10 км/с дан ошмайди. ўтагигант ва гигант O-F юлдузлар бош кетма-кетлик юлдузларига нисбатан секин айлансалар, G-M юлдузлар тез (100 км/с гача) айланадилар^[7].

Ҳозирги замон усуллари юлдузлар магнит майдони кучланганлиги $N > 200$ гс бўлса ўлчай оладилар. Юздан юлдуз магнит майдонга эга эканлиги аниқлаган.

2. Гравитацион коллапс

Қисқа вақт (1-2 кун) ичида ёруғлигини минглаб ёки миллионлаб марта ошириб юборадиган, унғача ҳеч қандай кўрсаткичи билан кўзга ташланмаган, чакнаш пайтида эса атрофидаги юлдузлар орасида яққол кўринадиган юлдуз янги ёки ўтаянги юлдуз деб аталади. Маълум вақт давомида (ўнлаб йиллар) янги олдинги ҳолатига қайтади, ўтаянги ўрнида эса нейтрон юлдуз ҳосил бўлади. Янги ва ўтаянги ҳодисаси нафақат ёруғликни ўзгариши билангина фарқ қилмай балки, улар юлдуз фаолиятида бутунлай бошқа-бошқа жараёнлардирлар. Юлдуз бир неча марта янги сифатида чакнаши мумкин, бироқ бир марта ўтаянги сифатида чакнайди. Янги юлдузлар қатори чакновчи митти юлдузларга уланиб кетади.

Бироқ уларни ҳосил қиладиган юлдузлар зич қўшалок бўлиши таъкидланмоқда.

а) янги юлдузлар. O ва B синфга мансуб ҳаво ранг карлик чакнаш сифатида кўринадиган бундай юлдузларни икки гуруҳга бўлиш мумкин. Биринчи гуруҳга жуда тез ва тез янгилар киради, уларнинг сўниш фазасида ёруғлигини ўзгариш эгриси нисбатан текис бўлиб (3-расм) максимумида абсолют визуал катталиги $M_V = -8.5 - 14^m$ ораликда бўлади. Ёруғлигини ўзгариш амплитудадаги $A = 11.9^m$ гача етади. Иккинчи гуруҳга паст даражада тез ва жуда секин янгилар киради. Уларнинг ёруғлик эгриси силлиқ бўлмай ички тузилишга эга ва ҳар хил янгиларники бир-бирига ўхшамайди. Бундай янгиларнинг абсолют визуал катталиги $M_V = -6.5 - 7^m$ ораликда, ёруғлигини ўзгариш амплитудаси $A = 9.2^m$. Янгилар бошқа галактикаларда ҳам кузатилади^[8]. Масалан, Андромеда туманлиги (M 31)да 300 яқин янги қайд қилинган. Андромеда туманлигида ва бизнинг Галактикада (~200 та) янгилар юлдуз

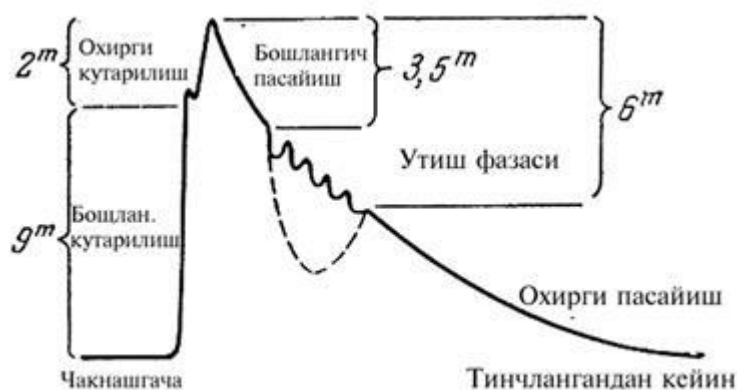
тизимнинг асосий текислиги яқинида, тизим маркази томон зичлашиб борадиган ҳолда кузатиладилар. Янгининг максимумида абсолют визуал катталиги ($M_{V,max}$) билан уни уч бирликка камайиши учун кетган вақт (t_3) орасида қуйидаги статистик боғланиш топилган:

$$M_{V,max} = -11.75^m + 2.51gt_3.$$

1975 й. Оққушда кузатилган янги учун $t_3 = 4.1^d$ ва $M_{V,max} = -10.2^m$. Кўпчилик обсерваториялар иштирокида ўтказиладиган махсус кузатишларда Андромеда туманлигида бир йилда 26 та янги қайд қилинди.

Янгиларни инфрақизил (ИК) нурларда кузатишга кўра айрим янгиларнинг ИҚ ёруғ оптик максимумдан кейин камайиш ўрнига ортиш кўрсатади. Мисол учун 1976 й.да чакнаган NQVal янгининг ИҚ ($\lambda = 3.2$ мкм) ёруғлиги 80 кун ичида 3^m бирликка ортди. Бу янги атрофида ҳосил бўлган ($T = 1000^\circ$) улкан чанг қобуғ билан боғлиқ.

Чакнаш пайтида максимумгача янгининг спектри ўтагигантга хос хусусиятлари кучая борадиган нормал юлдуз спектридан иборат. Бу хусусиятлар спектрал чизиқларни жуда ингичкалашиб ва кескинлаша бориб намоён бўлади. Бу ютилиш чизиқлари спектри бинафша қисми томон силжиган ва бу силжиш кузатувчи томон йўналган бирнеча юз км/с тезликдаги ҳаракатга мос келади.



8-расм. Янги юлдуз ёруғлигини ўзгариш чизиги шакли.

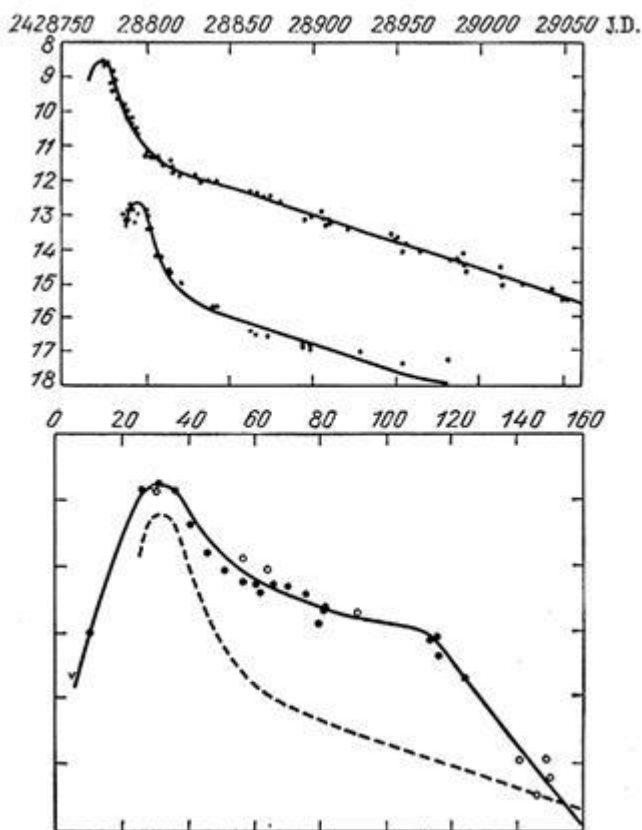
Максимумдан кейин спектрда кескин ўзгаришлар рўй беради: қисқа тўлқинли томонига абсорбцион (ютилиш) чизиқлар ёпишиб турган кўплаб эмиссион полоса (тасма)лар пайдо бўлади. Абсорбцион чизиқларга энди 1000 км/с дан ортиқ ҳаракат мос келади. Максимумдан кейин, янги ёруғлиги $5-6^m$ бирликкача камайгач туташ спектр жуда хира, юлдузнинг спектри қайноқ газ спектрига ўхшаш эмиссион чизиқлардан иборат. Бу пайтда янги спектри Вольф-Райе юлдузлариникига ўхшайди; чакнашнинг охири брскичида эмиссион чизиқлар йўқолади ва янги ёруғлигини пасайишига мос келадиган туташ спектрга эга бўлиб қолади.

Максимумдан кейин янги спектрини Вольф-Райе юлдузлар спектрига ўхшашлиги уларга қобуғи тез (1500 км/с гача) кенгаётган юдуз статусини беришга имкон беради. Максимумдан кейин янги спектрида H, CaII, Ni, FeII, TiII, OI ва Si абсорбцион чизиқлари кузатилади. Бу янгининг бош ютилиш спектридир. Булардан ташқари спектрда таъқиқланган чизиқлар [OI] $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363$, [NII] $\lambda 5755$ шунингдек кучайган HeI $\lambda 5876$ чизиқ куринади. Бош спектр-диффуз-чакмоқ спектрга айланади (чизиқлар кенг, ёйиқ v_H 1500 км/с). Ягини ёруғлиги 3.5^m бирликка пасайгач янгини ютилиш спектри В синфга мансуб юлдузлариникига ўхшайди. Бундан кейин юлдуз ўтиш фазасига тушади: бунда ёки юлдуз ёруғлиги кичик тебранишлар кўрсата бошлайди ёки 5^m бирликка кескин пасайиб кетади. Бундан бирнеча ҳафта кейин юлдуз ёруғлиги олдинги умумий пасайиш даражасигача кўтарилади ва янгини сўниши давом этади. Спектрда ютилиш чизиқлари йўқолади, факт кенг эмиссион чизиқлар қолади. Янги бу фазаси небуляр (туманликка ўхшаш) фаза деб аталади ва у янги чакнашдан аввалиги даражага тушгунча давом этади.

Янги ёруғлиги ва спектрини ўзгаришини “юлдуз шишади ва ёрилади” деб тушунтириш мумкин. Ҳақиқатдан чакнаш бошланишида унинг ёруғлигини ортиши ва спектрини дярли ўзгармаслигини унинг радиусини катталашини ёки юлдузни етарли даражада қалин ($r \gg 1$) қобуғ қатламини кенгайиши билан тушунтириш мумкин. Юлдуз диаметри Қуёшникидан бир неча юз марта катталашгач, қобуғ юпқалашади ва бир неча булутсимон бўлақларга бўлиниб кетади. Бу бўлақлар юлдуздан барча томонга ўзоқлаша бошлайдилар. Юлдуздан кетма-кет бир неча қобуғ қатламлар узилиб чиқади ва кеняди. Юлдуз атрофида туманлик ҳосил бўлади. Чакнаш натижасида янги юлдузнинг 10^{-4} – $10^{-5}m_{\odot}$ массаси фазога улоқтириб юборилади, ёки унинг атрофида газ туманлик ҳосил бўлади.

Айрим янгилар зич қўшалок эканлиги аниқланган. Мисол учун Геркулес юлдуз туркумида 1934 й. да чакнаган янги NHer 1934 тўсилма қўшалок бўлиб ёруғлигини ўзгариш амплитудаси 2^m бирлик даври $4^h 39^m$ –қисқа. Шундай кўрсаткичга эга янгилар T-Aur ($B=4^h 54^m$), V603 Aql ($3^h 20^m$). Бу янгиларни массаси кам деган хулосага олиб келади: $m=(0.87 \pm 0.33)m_{\odot}$

б) Ўтаянги (SN) юлдузлар. ўтаянги (SN) чакнаши натижасида ажралиб чиқадиган энергия бутун бир галактика сочаётган энергияга яқин бўлади. 1885 йилда Андромеда туманлигида кузатилган N5 6^m юлдузий катталиқка эга бўлган. Солиштириш учун Андромеда туманлиги йиғма ёруғлиги 4.4^m . Масимумда SN ларни абсолют катталиги ўртача $M_V=-15^m$, яъни янгиларникидан 7^m бирликка юкори. Айрим ўтаянгилар масимумда $M_V=-20^m$ га етади бу Қуёшникидан 10 млрд. марта ортиқ демақдир. Бизнинг Галактикада охири 1000 йил ичида уч марта (1054 й. да Саврда, 1572 й. да Кассиопеяда, 1604 й. да Илонэлтувчида) SN чакнаган. 1670 йилда Кассеопеяда чакнаган ўтаянги тасодифан қайд қилинмаган. Ҳозир бу юлдуз атрофида газ туманлик кузатилади ва кучли радионурланиш (CasA) сочилади^[9].



9-расм. SNI(a) ва SNI(b) турдаги ўта янгиларни ёруғлигини ўзгариш чизиги.

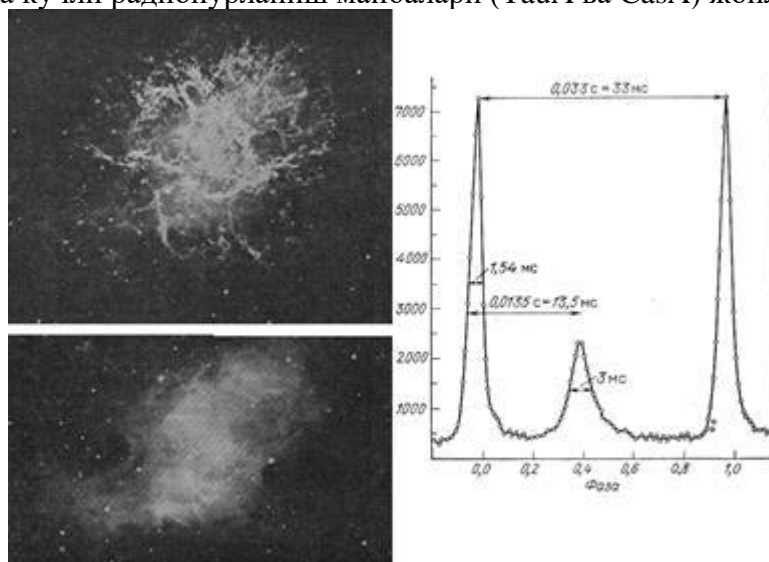
Бошқа галактикаларда кўплаб SN кузатилган. ўртача ҳар бир галактикада 200 йилда битта SN чакнайди. 1957-61 йилларда ўтказилган махсус халқаро патрул натижасида 42 ўтаянги кашф этилди. Ҳозиргача ўтаянгилар сони 500 дан ошди.

Ёруғлигини ўзгариш эгрисига кўра SN ларни икки турга бўлиш мумкин: SNI ва SNII. SNI-максимуми тез (бир ҳавта) ўтади ва ундан кейинги 25 кун ичида ёруғлиги кунига 0.1^m дан камаё боради. Шундан кейин ёруғлигини пасайиши секинлашади (4 расм) ва шу тарзда то юлдуз қайд қилиб бўлмайдиган даражагача хиралашгунча бир хил сурат кунига (0.014^m дан) билан сўнади. SN ни ёруғлиги экспоненциал тарзда 55 кунда икки марта камаё боради. Савр юлдуз туркумида 1054 йилда чакнаган юлдуз максимумида $m_v = -5^m$ катталиқка етган ва бир ой давомида кундузи кўринган, у кечаси 2 йил давомида телескопсиз оддий кўзга кўриниб турган. SNI максимумда $M_p = -19^m$, ёруғлигини ўзгариш амплитудаси $A = -20^m$.

SNII-нинг ёркинлиги пастрок: максимумда $M_p = -17^m$, (А-номаълум) ва шу даражада бир неча вақт (20 кун) туради. Ундан 100 кун кейин ҳар 20 кунда 1^m бирликка камаё боради (4 расмда б). SN лар галактика текислиги чегаралари яқинида кузатилади. SNI-ихтиёрий шаклдаги галактикаларда, SNII-фақат спирал галактикаларда кузатилади.

SNI спектри янгиларникидан бутунлай фарқ қилади. Спектридаги кенг эмиссион тасмалар ҳеч бир элемент атоми чизиқларга мос келмагандан бу тасмалар чизиқ эмас балки туташ спектр соҳаларидир. Уларни ажратиш турувчи қора соҳалар кенгайган ва силжиган ютилиш чизиқлари деган хулосага келинди (Э.Р. Мустел, Ю.П. Псковский, Россия). Бу қора тасмаларни текшириш натижасида SNI пайтида юлдуздан массаси $0.3 m_{\odot}$ бўлган қобуғ ажралади ва $15\,000$ км/с тезлик билан кенгаё бошлайди. Тезликлар кенг ораликни эгаллайди. Қобуғ бўлақларга ажралиб кетган. SNII-спектри оддий янги юлдузлар спектрига ўхшаш: қисқа тўлқинли томонига ютилиш чизиғи ёпишиб турган кенг эмиссион тасмалардан иборат. Водород чизиқлари интенсив. SNI-водороди ёниб тутаган юлдузлардир. SNII-эса ёш юлдузлардир^[10].

SN чакнаши натижасида чакнаган юлдуз атрофида газ туманлик ҳосил бўлади. SN 1054 - ўрнида Қисқичбақасимон туманлик сифатида кўринади. SN 1054 ва SN 1572 (Кассиопея) ўрнида ҳозирги кунда кучли радионурланиш манбалари (TauA ва CasA) жойлашган.



10-расм. Қисқичбақасимон туманлик ва унинг ичида кузатиладиган пульсарнинг интенсивлигини ўзгариш чизиғи.

Қисқичбақасимон туманлик 16^m катталиқдаги ичида кўшалок юлдуз жойлашган. Юлдузларни бари куйи спектрал синфга мансуб иккинчиси эса жуда қайноқ, кучли ультрабинафша ранг ортикликка эга юлдуз. Бу юлдуз радио ва рентген диапазонларда импульслар тариқасида нурланиш сочади. Импульслар оралиғи –даври 0.033 сек. Бу нейтрон юлдуз бўлиб ўқ атрофида тез айланиши (секундига 33 марта) натижасида пульсар сифатида кўринади. NP 0532 рақам билан рўйхатга олинган бу пульсарни даври систематик равишда

ортиб бормоқда (айланиш тезлиги камаймоқда): 2500 йилда 2.7 марта. Бундай секинлашув энергияни 10^{38} эрг/с га камайишини кўрсатади. (Расм-5).

3. Чандрасекар чегараси

Юлдузларнинг физик характеристикаларини, ички тузилишини ва кимёвий таркибини вақт бўйича ўзгариши юлдуз эволюцияси ёки ривожланиш жараёнида ўзгариши деб аталади. Стационар ҳолатдаги юлдуз бугидростатик (гравитацион куч ички босим кучига тенг) ва энергетик (атрофга сочилаётган нурий энергия юлдуз ўзагида ажралаётган энергияга тенг) мувозанатдаги газ (плазма) шар. Юлдуз «туғилиши» бу атроф фазога сочилаётган энергиясини ўзининг ички энергия манбаи исобига тўлдириб турувчи гидростатик мувозанатдаги объектнинг ҳосил бўлишидир. Юлдуз «ўлиши» бу тикланмайдиган мувозанатни бузилиши ёки уни ҳалокатли ҳолатда сиқилишидир^[11].

Юлдуз сиртидан энергия сочилиши унинг ички қатламларини совиши, уни сиқилиши натижасида ажралиб чиқаётган гравитацион потенциал энергия ёки ядро реакциялар ҳисобига рўй бериши мумкин. Совиш ва гравитацион сиқилиш, масалан, Кўёшни 10 миллион йил ҳозирги кундагидек нурланиш сочиб туриши учун етади. Ҳолбуки, Кўёш билан бирга ҳосил бўлган Ернинг ёши 4.5 миллиард йилга тенг, демак унинг энергияси сиқилиш энергияси эмас.

Юлдузнинг эволюцияси бошидан охиригача кузатиб бўлмайдиган жуда узоқ довом этадиган жараён. Шунинг учун, юлдуз эволюциясини текширишда ҳар хил массага эга юлдузларнинг ички тузилиши ва кимёвий таркибини вақт бўйича ўзгаришини намойиш этувчи эволюцион моделларни тузиш усули қўлланилади. Бу эволюцион моделлар кузатиш натижалари, масалан, ҳархил эволюция босқичидаги кўплаб юлдузларнинг ёрқинлиги билан температурасини боғловчи Гершпрунг-Рассел диаграммаси билан солиштирилади ва бу юлдуз эволюцион кетма-кетликда ўрнини аниқлашга ёрдам беради. Бу усул юлдуз тўдалари (тарқоқ ва шарсимон) учун қўлланилганда айниқса яхши натижа беради. Чунки тўда аъзолари бир вақтда бир хил кимёвий таркибдаги туманликдан ҳосил бўлганлар.

Юлдузларни эволюцион кетма-кетликлари уларнинг ичида массани, зичликни, температурани ва ёрқинликни ифодаловчи дифференциал тенгламаларни газларнинг ҳолат тенгламаси, энергия ажралиш қонунлари, ички қатламларни нотиниклигини ҳисоблаш формулалари ва бу қатламларнинг кимёвий таркибини вақт бўйича ўзгариш тенгламалари билан биргаликда ечилади.

а) юлдузларни ҳосил бўлишида гравитацион сиқилиш босқичи.

Энг кенг тарқалган қарашга кўра юлдузлар юлдузлараро муҳитдаги моддани конденсацияланиши натижасида ҳосил бўладилар. Бунинг учун юлдузлараро муҳит икки босқични ўтиши зарур: зич совуқ булут ва юқориқоқ температурдаги сийраклашган муҳит. Биринчи босқич юлдузлараро муҳитдаги магнит майдонда Релей-Тейлор нотурғунлиги туфайли рўй берса иккинчисига зич булут моддасини космик ва рентген нурлар томонидан ионлантириш натижасида рўй берган иссиқлик нотурғунлиги сабаб бўлади. ²ақиқатдан массаси $M = (10^5 - 10^6) M_{\odot}$ (M_{\odot} - Кўёш массаси) тенг, ўлчамлар 10 – 100 парсек, зарра концентрацияси $n = 10^8 \text{ м}^{-3}$ бўлган чанг+газ комплекслар кузатилади. Бундай комплекслар сиқилиши учун уларда зарраларнинг гравитацион боғланиш энергияси зарраларнинг иссиқлик ҳаракати, булутнинг яхлит ҳолда айланиш энергиялар йиғиндисидан ката бўлиши керак (Жинс критерияси). Агар фақат иссиқлик энергияси ҳисобга олинса Жинс критериясига кўра ҳосил бўлган булутнинг массаси

$$M > M_j \cong 150 T^{2/3} n^{-1/2} M_{\odot},$$

бўлиши керак. Бу ерда T - келвинларда ҳисобланган температура, n – бир см^3 да зарра концентрацияси. Газ+чанг булутлар учун ҳозирги замонда аниқланган T ва n ларда уларнинг массаси $M > 10^3 M_{\odot}$ бўлиши керак^[12].

Жинс критериясига кўра массаси ҳозир маълум бўлган ораликдаги (0.01 – 100 M_{\odot}) юлдуз ҳосил бўлиши учун сиқилаётган булутда $n = 10^3 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ бўлиши керак. Бу газ+чанг

булутларда кузатилаётгандан 10 – 100 - марта кўп демакдир. Бироқ бундай зарралар концентрация булут ўзагида бўлиши мумкин. Демак массив булутда кетма-кет рўй берадиган бўлақларга ажралиш натижасида юлдуз ҳосил бўлиши мумкин. Бу юлдузлар тўда ҳолда пайдо бўлади, деган хулоса қилишга имкон беради.

Кейинчалик коллапс натижасида юлдузга айланадиган объект (булут бўлаги) протоюлдуз деб аталади. Бунда магнит майдонсиз ва айланмайдиган сферик симметрик протоюлдуз бирнеча босқичларни босиб ўтади. Даставвал биржинсли ва изотермик булут ўзининг иссиқлик нурланиши учун тиниқ ва коллапс энергия йўқотиш натижасида бошланади. Чанг газ зарраларини кинетик энергияси ҳисобига иссийбошлайди ва унда энергия иссиқлик узатувчанлик натижасида тарқалабошлайди ва протоюлдузни ташқи чегарасидан иссиқлик нурланиши сифатида фазога сочилади (энергия йўқотиш). Биржинсли булутда босим градиенти йўқ ва сиқилиш эркин тушиш сифатида бошланади. Сиқилиш бошланганданоқ булутда товуш тезлигида унинг марказга томон тарқаладиган сийраклашиш тўлқини ҳосил бўлади. Чунки коллапс зичлик юқори жойда тез, натижада протоюлдуз куюк ўзакка ва кенг сийрак қобуққа ажралади. ўзакда зарра концентрацияси 10^{11} см^{-3} га етгач у ўзининг инфрақизил нурланиши учун нотиниклашади. ўзакда ажралаётган энергия унинг сиртига нурий йўл билан чиқабошлайди. Температура адиабатик кўтарилабошлайди ва бу босимни кўтарилишига олиб келади ва ўзак гидростатик мувозанатга ўтади. Қобуқ моддаси ўзакка тушишини довом этади ва ўзак четида зарб тўлқини ҳосил бўлади. Бу пайтда ўзак параметрлари протоюлдуз массасига кам боғлиқ ва унинг массаси, радиуси, зичлиги, ва температураси куйидагича

$$M_y = 5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}, \quad r_y = 100 R_{\odot}, \quad \rho = 2 \cdot 10^{-10} \text{ г/см}^3, \quad T = 200 \text{ К.}$$

Қобуғдан ўзакка модда тушиши (аккреция) натижасида унинг температураси 2000 К га етгунча адиабатик кўтарилади. Температура 2000 К га етгач водород молекулалари парчаланабошлайди ва адиабата кўсаткичи $4/3$ дан камаяди. Бу ҳолатда босимнинг ўзгариши гравитация кучларини енгишга етмайди. ўзак яна сиқилади (коллапс) ва унинг параметрлари энди куйидагича

$$M_y = 5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}, \quad r_y = 1 R_{\odot}, \quad \rho = 2 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3, \quad T = 2 \cdot 10^4 \text{ К.}$$

Қобуғдан ўзакка модда аккрекцияси давом этади, температурани кўтарилиши давом этади. Энди ўзакда водородни ионланиши бошланади ва юқоридаги ўзакни қайта тузилиши рўй беради.

Ўзакниқобуғ ҳисобига катталашуви қобуғда модда тугагунча довом этади. Қобуғ моддасининг бир қисми юлдузнинг нурий босими таъсирида фазога тарқалиб кетади, ўзак ва қобуғдан иборат юлдузлар ИҚ нур манбаи сифатида кузатилади. Қобуғ оптик юпқа бўлгач протоюлдуз юлдуз мақомига эга объект сифатида кузатилади. Айрим массив юлдузларда қобуғ ўзакда ядро реакциялари бошлангунча қолади. Протоюлдуз коллапси $10^5 - 10^6$ йил довом этади. ўзак томонидан ёритилаётган қобуғ қолдиқлари юлдуз шамоли тасирида тезлатилади. Бундай объектлар Хербиг - Аро объектлари деб аталади. Кам массадаги юлдузлар кўринадиганда улар Саврнинг Т – си сингари хусусиятларга эга бўлади.

Гидростатик мувозанатдаги кам массага эга юлдузлар ўзагидан энергия конвекция йўли билан чиқади. Массаси Куёшниқининг учдан бирдан кўп юлдузлар ўзагида нурий мувозанат қарор топади. Массаси уч Куёш массасидан кўп юлдузлар ўзагида нурий мувозанат тезда шакилланади.

б) ядро реакциялари асосида юлдуз эволюцияси.

Дастлабки ядро реакциялар тахминан миллион К температурада дейтерий, литий ва бор иши билан бошланади. Бу элементларни дастлабки миқдори шу даражада кам уларнинг ёниши амалда протоюлдуз сиқилишини тўхтатаолмайди. Юлдуз марказида температура $\cong 10^7$ К га етганда ва водородни ёниши бошланганда уни гравитацион сиқилиши тўхтайдди. Чунки фақат водородни ёниш энергияси юлдуз фазога сочаётган энергияни тўлдириб туриш учун етарли. ўзагида водородни ёниши бошланган биржинсли юлдузлар Г-Д да дастлабки бош кетма-кетликни (БКК) ташкил қилади. Массив юлдузлар БКК га кам

массалиларга қараганда тезроқ тушадилар. БКК га тушгандан бошлаб юлдуз эволюцияси ядроларни ёниши асосида (ядровий босқичлар жадвалда келтирилган) боради.

2-жадвал. Ядровий юлдуз эволюциясининг асосий босқичлар

Ядровий ёқилғи	Ёниш маҳсулоти	Ёниш температураси, К	Энергия чиқариш, эрг/г	Энергияни олиб кетувчи зарра	Довомийлиги, юлдуз ёши фоизларида
H	He	$(1-3) \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^{18}$	фотонлар	$\cong 90\%$
He	C, O	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^{17}$	фотонлар	≤ 10
C	Ne, Na, Mg	$1 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{17}$	нейтрино	< 1
Ne	O, Mg	$1.3 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{17}$	нейтрино	< 1
O	Si ÷ Ca	$1.8 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{17}$	нейтрино	< 1
Si	Sc ÷ Ni	$3.4 \cdot 10^9$	$3.4 \cdot 10^{17}$	нейтрино	< 1
Ядровий ёқилғи	Ёниш маҳсулоти	Ёниш температураси, К	Энергия чиқариш, эрг/г	Энергияни олиб кетувчи зарра	Довомийлиги, юлдуз ёши фоизларида

Температура $\leq 18 \cdot 10^6$ бўлганда протон-протон цикли, ундан юқори бўлганда углерод-азот цикли (CNO) асосий энергия манбаи бўлади. Энг массив юлдузларда массанинг 50% конвекцияланади. Водородни тўла ёниш вақти массаси $M \cong 1 M_{\odot}$ бир қуёш массасига тенг юлдузларда 10^{10} йил, $M \cong 50 M_{\odot}$ - юлдузларда $3 \cdot 10^6$ йил. Жадвалдан кўриниб турипти, бошқа реакциялар ҳисобига юлдузни яшаш вақти умумий яшаш вақтини 10% дан ошмайди. Шунинг учун Г-Д диаграммада кўпчилик юлдузлар ўрни бош кетма-кетликдир (БКК). Водородни ёниши ўзак моддасини ўртача молекуляр массаси оширади, гидростатик мувозанат учун марказда босим ва температура кўтарилади, ёрқинлик ошади, қобуғ тиниклашади. Катта миқдордаги энергия йўқотишни тامينлаш учун ўзак сиқилабошлайди, қобуғ эса кенгаябошлайди. Г-Д диаграммада юлдуз БКК дан ўнга силжийди. Массаси катта юлдузлар БКК ни биринчилар қатори тарк этади. $M \cong 15 M_{\odot}$ юлдузларни БКК да бўлиш вақти 10 млн йил, $M \cong 5 M_{\odot}$ ларники - 70 млн йил ва $M \cong 1 M_{\odot}$ ларники 10 миллиард йил.

в) юлдуз эволюциясининг охири босқичи. Массаси $M > 5 M_{\odot}$ бўлган юлдузларнинг марказий қисимларида жадвалда кўрсатилган барча реакциялар рўй бериши мумкин. Темир ўзакни ҳосил бўлиши айрим ҳолларда ундан ҳам олдин гидростатик мувозанат йўқотилиши мумкин ва гравитацион коллапс рўй беради. Коллапс натижасида зичлик 10^{12} г/см³ га етади ва модда нейтраллашади^[13]. Агар $M < 2 M_{\odot}$ бўлса айниган газ ва $\gamma = 5/3$ да босим ва тортишиш тенглашади. Акс ҳолда коллапс чексиз ва юлдуз қора ўрага айланади. Коллапс тўхтатилганда нейтрон юлдуз сиртида зарб тўлқин рўй беради ва у ташқи томон тарқалади ва қобуқни улоқтириб юборади (ўтаянги юлдуз).

4 Нейтрон юлдузлар. Квazarлар

Қора туйнуклар – бу фазо-вақтнинг шундай соҳасики, кучли гравитацион майдон ҳисобига у ерни хатто ёруғлик тезлигида ҳаракатланувчи зарралар, шунингдек ёруғлик квантлари ҳам тарк эта олмайдилар. Ушбу соҳанинг чегараси ходисалар горизонти деб аталади, унинг ўлчами эса гравитацион радиус дейилади. Энг содда ҳолда – сферик-симметрик қора туйнуклар учун ушбу ўлчам Шварцшильд радиусига тенг. Назарий жихатдан бундай объектларнинг мавжудлиги Эйнштейн тенгламаларининг баъзи аниқ ечимлари томонидан келиб чиқади. Бундай ечимларнинг биринчиси Карл Шварцшильд томонидан 1915 йили топилган^[14].

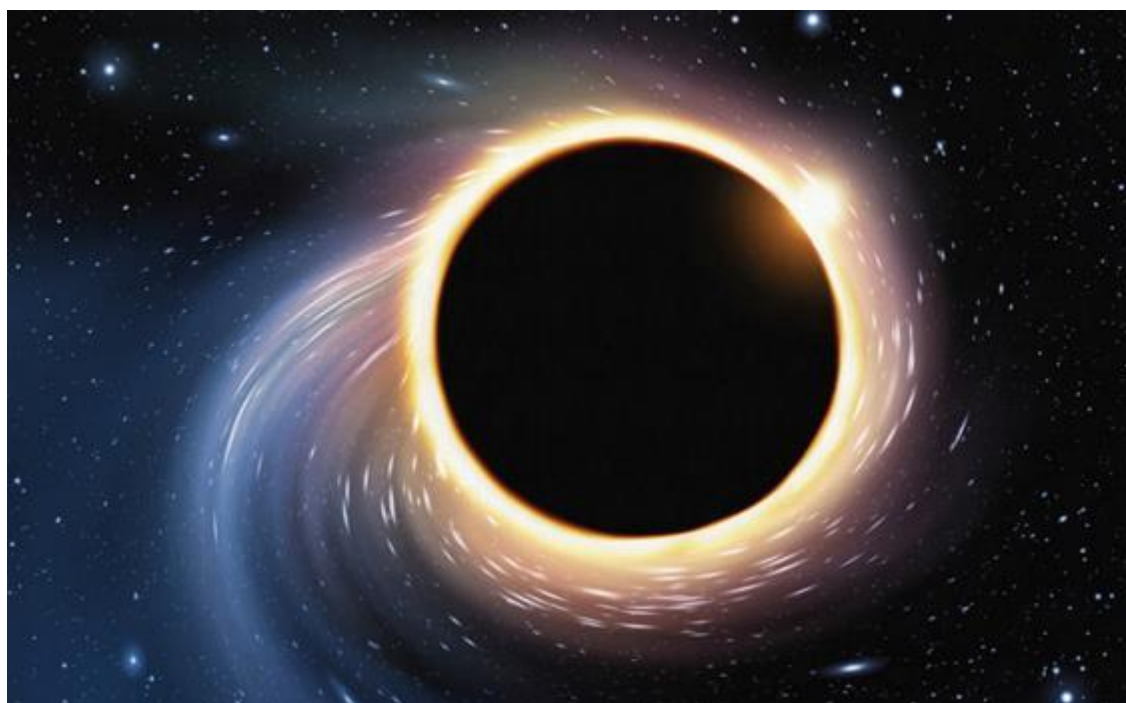
Замонавий фан бизгасўнувчи массив юлдузлар билан боғлиқ кўпгина хайратомус ходисаларни таништиради. Уларни миллион йиллар давомида сақлаб келган ёнилғисининг етарли бўлмай қолиши билан юлдуз ортиқ мувозанат ҳолатини сақлаб қола олмайди ва ўз оғирлиги таъсирида маркази томон сиқилади, яъни коллапсга учрайди. Инсон ҳаётига ўхшаб юлдузлар ҳам ўзининг яшаш циклига эга. Улар чанг булутларида туғилади, ўсади ва миллион йиллар ёруғлик сочиб парланади ва ўлади. Юлдуз ўзининг дастлабки босқичларида ҳосил бўлган водороддан, кейин босқичларда гелийдан ва ниҳоят оғир элеменлардан иборат ички ёнилғиси ҳисобига ёруғлик сочади. Ҳар бир юлдуз ўзининг марказга тортувчи гравитацияси ва унга қарама қарши йўналишлардаги ички босим кучлари билан мувозанатга эга. Бу мувозанат ёнилғи темирга айланадиган вақтгача сақланади. Гравитация босим кучларидан катталашади ва юлдуз сиқила бошлайди.

Оқ миттилар, нейтрон юлдузлар ва қора туйнуклар. Маълумки, юлдуз энергия захираси жуда катта бўлишига қарамай бу энергия вақт ўтиши билан босқичма-босқич яроқсизлашиб боради. Юлдузлар худди инсонларга ўхшаб яшайди, қарийди ва ўлади. Уларнинг яшаш вақти- пайдо бўлганидан то ядро ёнилғи ресурслари юлдуз бўлиб нур сочиб туришига етарли бўлмай қолишигача бўлган вақтдир. Бу вақт ҳар бир юлдузнинг массасига боғлиқдир. Хусусан, энг яқин юлдуз- бу 5 миллиард йиллардан бери ядро синтези жараёни ҳисобига ҳозирда ўзининг актив босқичида бўлган Қуёшдир ва унинг ёнилғи захираси яна 5 миллиард йилга етади^[15]. Қуёш ўз ёнилғисини сарфлаб тугатаётган босқичда ўзининг гравитацияси ҳисобидан Ер сайёраси ўлчамидан катта бўлмаган ўлчамгача сиқилади. Бунда у ҳосил бўлган электрон газ босими билан мувозанатлашгандан сўнг сиқилишдан тўхтаб оқ миттига айланади. Массаси Қуёш массасидан 3-5 марта катта бўлган Юлдузлар ўз умрини бошқача-нейтрон юлдузларга айланган ҳолда якунлайди, бунда гравитация шундай кучлики электронларни атом ядросига жойлаштиради. Энди ички босим кучи электрон газ босими эмас балки нейтронлар босими ҳисобига гравитация кучларини мувозанатлайди ва 10 км гача сиқилиб боради.

Янада оғирроқ ва кўпроқ водород ёнилғи захирасига эга бўлган юлдузлар кучли гравитация кучлари таъсири остида тез ёнади ва яшаш вақти ҳам қисқа бўлади. Массаси жиҳатдан йирик бўлган юлдузлар том маънода бир неча миллион йил давомида “ёниб туради”, майда юлдузлар эса юзлаб миллиард йиллар давомида “яшайди”. Шундай экан, бу маънода бизнинг Қуёш “мустаҳкам ўрта” ликка киради.

Назарий жиҳатдан юлдузлар дастлабки массаларига боғлиқ ҳолда уч ҳил кўринишда ҳаётини якунлайди: 1. Агар юлдуз ядросининг дастлабки массаси Чандрасекар чегараси деб аталадиган (тахминан) 1.4 Қуёш массасидан кичик бўлса қисқа вақт қизил гигант ҳолатидан кейин оқ миттига айланади. Оқ митти ҳолида бир кеча миллион йиллар яшаб совуқ қора миттига, яъни ҳақиқий космик ўлик жисм- юлдузнинг мурдасига айланади. 2. Агар юлдузнинг дастлабки массаси Чандрасекар чегарасидан ошиб Волков чегараси деб аталадиган тахминан 2-3 Қуёш массасидан катта бўлса, ядро ёнилғисининг асосий қисми камайишидан кейин электрон газнинг босими қаршилик қила олмагач гравитация кучлари таъсири остида ташқи қатлами юлдузнинг марказига тушади. Бунинг натижасида юлдуз ҳажми 100000 марта камаяди, унинг ўртача зичлиги шунча марта ортади, радиуси эса атиги 10км атрофида бўлади. Деярли шу билан биргаликда юлдузнинг устки қатлами портлаш натижасида 10 000 км/с тартибидаги катта тезлик билан ҳар томонга отилиб кетади. Бу ходиса марказида нейтрон юлдуз ҳосил бўлиши билан якунланувчи ўта янги юлдузнинг портлашидек кузатилади^[16]. Бу Хитой ва Япон тарихида айтиб ўтилган 1054 йилда ҳозирда марказида нейтрон юлдуз жойлашган Краборид туманлиги ўрнида ёрқин юлдуз каби ярқираб, икки ҳафта давомида ҳаттоки кундузлари ҳам кўриниб турган. 3. Коллапсга учраётган юлдузнинг массаси қандайдир критик қийматдан катта бўлса (3 Қуёш массасидан) гравитация шунчалик катта бўладигани буни ҳеч нарса тўхтата олмайди. Гравитация кучлари

юлдузни ташкил қилувчи моддаларни шундай сиқиб борадики бунда юлдуз ўлчами энг кичик ўлчамгача кичраяди.



1-расм. Қора туйнукларнинг расмлари.

Бу учала компакт объектлар оддий юлдузлардан иккита фундаментал белги билан фарқланади. Биринчидан, ядро ёнилғисини сарфлаб улар гравитацион коллапсга термодинамик босим ҳисобидан қаршилик кўрсатади. Оқ миттилар гравитацион коллапсга электрон газ босими билан қаршилик қилади, нейтрон юдузлар- нейтронлар босими билан. Қора туйнуклар эса- ўзининг гравитация кучларига қаршилик қила олмасдан янога бир нуқтагача сиқилиб борган. Учала компакт объектлар Коинотнинг ёши тартибидаги даврда турғун объектлар ҳисобланиди. Уларни юлдузларнинг энг охириги босқичидаги объект деб

ҳисоблаш мумкин. Иккинчи фарқи- оддий ўзларининг массаси тартибидаги юлдузларнинг ўлчамларига нисбатан анча кичиклигидир^[17].

Бу учала юлдузларнинг охири босқичидаги объектлардан энг биринчи бўлиб оқ миттилар астрономик кузатишлар натижасида топилган. Оқ митти тажрибада астрономлар бундай юлдуз қандай қилиб нур сочиб туришини тушинидан олдин топилган. 1914 йили америкалик астроном Адамс осмонимиздаги энг ёрқин юлдуз бўлган Сириуснинг йўлдоши Сириус В нинг спектрини анализ қилаётиб юқори ҳароратга - Сириус юлдузининг ҳароратига яқин ҳароратга эга ва массаси Қуёш массаси тартибида бўлса ҳам радиуси Ер радиусидан кичик деган ҳулосага келади^[18].

Нейтрон юлдузлари тарихи эса аксинча, 1934 йил Бааде ва Цвикки нейтрон юлдузлар –юқори зичликка, кичик радиусга ва бошқа оддий юлдузларга нисбатан кучли гравитацияга эга бўлган юлдузлар ғоясини таклиф қилади. Нейтрон юлдузлар аслида астрономлар томонидан кашф этилгунга қадар назараиётчилар томонидан бир аср олдин қалам учиди кашф қилинган. Уларнинг астрономик кузатувларда топилиши бунчалик кечикишининг сабаби тез оради тўлиқ тушинарли бўлди. Агар космик жисмнинг радиуси 10км бўлса ҳаттоки унғача масофа энг яқин юлдузгача (Қуёшдан ташқари) масофага (10 ёруғлик йили) тенг бўлса ҳам уни энг қудратли телескоп ёрдамида ҳам кузатиш мумкин эмас. Ва ҳаттоки нейтрон юлдузгача масофа мумкин қадар кичик бўлса ҳам! Бундан келиб чиқадики нейтрон юлдузларни оптик усуллар билан кузатишлар мувофақиятга учрайди.

Ва бирдан кутилмаган нарса содир бўлди: нейтрон юлдузлари топилди. Улар тамоман кидирилмаган жойдан, изламаган одамлар томонидан топилди. 1968 йил февралда машхур Nature илмий журнали саҳифаларида таниқли инглиз астрономи Хьюш ва унинг ҳамкасблари томонидан пулсарларнинг кашф этилишига бағишланган мақола пайдо бўлади. Астрономиянинг XX асрдаги энг буюк кашфиёти 1967 йил Кембридже Университети Маллард радиоастрономик обсерваториясида Джоселин Белл томонидан очилган тез айланувчи нейтрон юлдузлар-пулсарларнинг кашф этилиши бўлган. Бу пулсарлар радио диапазонда урганган^[19]. Уларнинг очилиши шарафига Белл, Энтони Хьюшларга 1974 йил Нобел мукофоти берилди. Ҳозиргача 2000 га яқин пулсарлар маълум, кейинчалик пулсарлар рентген диапазонида ва кейинроқ фақат шу диапазонда кўринадиган гамма-пулсарлар ҳам аниқланди.

Юлдузни шундай радиусгача сиқиб борамизки, бунда ундан фазога ёруғлик тарқилмайди. Бу радиус Шварцшильд радиуси дейилади. Қуёш учун бу 3 км атрофида. Агар Қуёш ҳам 3 км ва ундан кичик ўлчамгача сиқилса ёруғлик нурлари Қуёш ташқарисига чиқа олмайди. Қора туйнукга айланган осмон жисмлари Коинотда йўқолиб кетмайди. У ўзи ҳақида ташқи оламга ўзининг гравитацияси ҳисобидангина маълумот бералди. Қора туйнук яқинидан ўтган ёруғликни ютади (у Шварцшильд радиусидан кичик масофаларгача яқинлашса) ва ёнидан ўтаётган нурларни сезиларли масофаларгача оғдиради.

Ўта оғир юлдузлар оқ митти ҳам нейтрон юлдуз ҳам бўла олмайди, чунки уларнинг ички босимлари гравитацияни компенсация қилишга етарли эмас. Ҳаттоки бошқача кўринишдаги босимлар кучга кирган тақдирда ҳам гравитацион коллапс барибир қайтмас бўлиб қолаверади. Гравитация ҳал қилувчи куч бўлади, натижада юлдузнинг якуний ҳолати (ҳодисалар горизонти билан ўралган сингуляр нукта) фақтгина Эйнштейннинг гравитация назарияси ёрдамида ёритилади. Шундай қилиб, қора туйнуклар Коинотдаги жумбоқли хусусиятга эга бўлган сирли объектлардан бири. Маълумки, қора туйнук фазо-вақт соҳаси дейилади, гравитация майдони шунчалик кучлики, ҳаттоки ёруғлик ҳам бу соҳани ташлаб чиқиб кета олмайди. Бу жисм ўлчами узининг гравитацион ўлчамидан кичик бўлганда содир бўлади. Гравитацион радиус Қуёш учун 3км, Ер учун эса 9мм атрофида. А. Эйнштейннинг умумий нисбийлик назарияси қора туйнукларнинг ажабтовур хусусияти-қора туйнук учун муҳим бўлган ходисалар горизонти мавжудлигини кўрсатади. Қора туйнук ходисалар горизонти ичкараси ташқи кўзатувчига кўринмайди, ҳамма жараёнлар ходисалар горизонти ташқарисиди содир бўлади. Шу сабабдан, ходисалар горизонтга эркин тушаётган фазогир эхтимол тамоман бошқа Коинотни ва ҳаттоки ўз келажагини ҳам кўриши мумкин. Бу шуни

билдирадидики, қора туйнук ичкарасида фазо ва вақт координаталари ўз ўрнини алмаштиради ва биз қора туйнук ичида (ходисалар горизонти ичкарасида) фазо бўйича эмас балки вақт бўйича саёҳат қиламиз.

Қора туйнукларнинг бундай ғайри оддий хусусияти кўпчиликка шунчўки фантастика бўлиб туйилади ва уларнинг мавжудлигига шубҳа пайдо бўлади. Аммо шуни таъкидлаш жоизки, энг янги кузатув маълумотларига кўра қора туйнуклар ҳақакатан ҳам мавжуд. Масалан, XXI аср бўсағасида бизнинг галактикамиз марказизда ўта оғир, массаси 4 миллион Қуёш массасига тенг бўлган қора туйнук мавжудлиги топилди. Бу- қора туйнуклар ва уларнинг хусусиятлари изланишидаги янги босқич келди ва яқин келажакда ушбу соҳада илмий тадқиқотлар сезиларли даражада ривожланишга эришишимизга олиб келиши керак дегани^[20].

Шу ўринда биринчи навбатда машҳур физик, астрофизика ва назарий физика соҳасида кўпгина ёрқин ишлар муаллифи, бир вақтлар Исаак Ньютон ва Поль Дираклар раҳбарлик қилган Кембридже Университети кафедраси аъзоси Стивен Хокингни таъкидлаб ўтиш жоиз. Унинг изланишларининг асосий объекти бу қора туйнуклар физикасидир. Унинг асарлари орасида “Вақтнинг қисқача тарихи” китоби энг содда тилда физиканинг қийин ва долзарб муаммоларини ҳаммага тушинарли қилиб ёзилган. Бу Хокинг ҳақида ҳаммаси эмас. У жуда оғир касал бўлиб унинг ҳозирда фақатгина иккита ўнг қўл бармоқлари ҳаракати сақлаб қолинган ва охириги 30 йил давомида гапиришдан ҳам маҳрум бўлган. У атрофидагилари билан нутқ синезатори ва компьютер ёрдамида гаплашади. Шунга қарамадан, у фоал ва доҳийона илмий изланишлар олиб бормоқда.

1974 йилда Стивен Хокинг қора туйнуклар атрофида вакуумдан зарраларнинг пайдо бўлиши кўриб чиқади. Унинг ҳисоблашлари шуни таъкидлайдики айланувчи қора туйнуклар нурланади ва бу қора туйнук айланишини секинлаштиради. Бу нурланиш спектри иссиқлик нурланишига мос келиши айтиб ўтади. Бироқ натижалар ярим классик усулда олинган, аслида гравитация майдони умумий нисбийлик назарияси тенгламалари билан, қора туйнук яқинидаги вакуум кванланган майдон назарияси билан ёритилиши керак^[21]. Кўпчилик олимлар Хокинг иккита назарияни бирлаштириб хатога йўл қўйди деб ҳисоблашади. Унинг қора туйнуклар учун олдин қабул қилинган барча қонунларни бузади. Кейинроқ эса Хокинг ҳақ бўлиб чиқади ва унинг натижалари эгриланган вақт-фазодасиги кванланган майдонларнинг қонунлари кўринишида расман қабул қилинди. Шу сабабдан гравитацион, электромагнит ва бошқа турдаги нурланишларни кванланган майдонлар деб қаралади. Бошқача сўз билан айтганда тўлқинлар қанчалик квант механикаси тенгламалари билан ёритилмасин, улар ўзини бир вақтнинг ўзида ҳам тўлқин ҳам заррадек тутади.

Шунингдек, Хокинг ҳисоб китоблари қора туйнукларнинг нурланишини ҳам кўрсатади. Портлашдан ҳосил бўлган янги объект жуда кичик ҳароратга эга бўлади ($3 \cdot 10^{-8}$ К дан кичик), Қора туйнукнинг сиқилиши учун эса 10^{67} йилдан кўпроқ вақт керак бўлади. Сиқилиш натижасида унинг ҳарорати ошиб боради, нурланишлар ҳам кучаяди ва “буғланиши” тезлашади. Ниҳоят массаси бир неча миллион тоннагача камайганида ва унинг ходисалар горизонти радиуси атом ядроси ўлчамига тенг бўлиб, у жуда катта (юзлаб миллион К) ҳароратгача қизийди.

Хокинг ҳисолашларидан яна шуни кўриш мумкин: агар қора туйнук тўлиқ нурланиб кетса, унинг ҳолати тўғрисида маълумот узоқдаги кузатувчи учун бутунлай йўқолади. Бу классик назария доирасида тўғри. Бошқа томданқора туйнукнинг “буғланиши” ҳисобидан йўқотилган ахборот квант механикасининг ахборот мавжудлигининг тўғрисидаги унитарлик тамойилига зид ва уни аниқлаш қийин. Фараз қилайлик, бизда иккита ўнг қизил пайпоқ ва чап кўк пайпоқ бор. Агар биз чап кўк пайпоқни қора туйнукга ташласак ва кимдир ўнг қизил пайпоқни жуфтисиз топиб олса ва у ўйлайдики чап қизил пайпоқни қора туйнукга ташлаган деб тахмин қилади яъни модомики ҳеч қандай ахборот қора туйнукдан чиқиб кетолмас экан узоқдаги кузатувчи унинг ичида нима борлигини била олмайди^[22].

Шундай қилиб, қора жисмнинг нурланиши унинг ички тузилиши тўғрисида ҳеч қандай ахборот олиб чиқмайди, демак Хокингнинг кашфиёти ҳам қора туйнукга тушиб

қолган жисм ҳақида бирор нарса билишимизга ёрдам бера олмайди. Бошқа сўз билан айтганда, Хокинг тақидлаётган қора туйнукнинг нурланиши унинг ички тузилиши тўғрисида бизга маълумот бермайди. Бу Хокинг томонидан киритилган ахборотни йўқолиш парадокси дейилади. У шуни таъкидлайдики, бизнинг Коинотдан ахборот йўқолар экан бошқа жойда пайдо бўлади. Лекин, квант назариясига биноан қора жисмга ютилган ахборот тўла йўқолади^[23].

Хулоса ўрнида шуни тақидлаш жоизки, қора туйнуклар– ўзида кўплаб синоат яшириб келаётган Коинотнинг жумбоқли объектларидир. Кўпгина бахс ва мунозаларга сабаб бўлаётган кўп сонли парадокс ва муаммоларга қарамасдан ишонч билан айтиш мумкинки, ҳозирда жавобсиз қолаётган саволлар келажакда ўз жавобини топади.

^[1]Arnab Rai Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University Press, 2010, 471 p.

^[2]Galaktika (bosh harf bilan) bu biz joylashgan galaktika, qolganlari kichik harflar bilan keltiriladi

^[3]James B. Hartle, *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*, Pearson Education Ltd., 2013, 554 p.

^[4]Arnab Rai Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University Press, 2010, 471 p.

^[5]James B. Hartle, *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*, Pearson Education Ltd., 2013, 554 p.

^[6]Arnab Rai Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University Press, 2010, 471 p.

^[7]Бочкарев Н.Г.б Магнитные поля в космосе, М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2011. – 216 с.

^[8]Max Camenzind, *Compact Objects in Astrophysics*, Springer, 2007, 682 p.

^[9]T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Volume II*, Cambridge University Press, 2010.

^[10]Arnab Rai Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University Press, 2010, 471 p.

^[11]Arnab Rai Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University Press, 2010, 471 p.

^[12]Max Camenzind, *Compact Objects in Astrophysics*, Springer, 2007, 682 p.

^[13]T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Volume II*, Cambridge University Press, 2010.

^[14]James B. Hartle, *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*, Pearson Education Ltd., 2013, 554 p.

^[15]Arnab Rai Choudhuri, *Astrophysics for Physics*, Cambridge University Press, 2010, 471 p.

^[16]Max Camenzind, *Compact Objects in Astrophysics*, Springer, 2007, 682 p.

^[17]L. Rezzolla, O. Zanotti, *Relativistic Hydrodynamics*, Oxford University Press, 2013, 752 p.

^[18]T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Volume I-III*, Cambridge University Press, 2010.

^[19]Бочкарев Н.Г.б Магнитные поля в космосе, М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2011. – 216 с.

^[20]James B. Hartle, *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*, Pearson Education Ltd., 2013, 554 p.

^[21]T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Volume I-III*, Cambridge University Press, 2010.

^[22]L. Rezzolla, O. Zanotti, *Relativistic Hydrodynamics*, Oxford University Press, 2013, 752 p.

^[23]Max Camenzind, *Compact Objects in Astrophysics*, Springer, 2007, 682 p.

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI

**FANIDAN
LABORATORIYA MASHG'ULOTLARI**

Yadro fizika laboratoriya sharoitida radiatsion havfsizlik qoidalari va normalari.

Har xil yadro nurlanishlari natijasida inson organizmi to'qimalarida zararli o'zgarishlar sodir bo'ladi. Nurlanishning bu ta'siri uning o'zidagina bo'lmasdan balki uning nasliga ham o'tadi. Nurlanish ta'sirida odam organizmida har xil zararli o'simtalar paydo bo'ladi. Hozirgi vaqtda past dozali nurlanishlarning inson organizmiga ta'siri yaxshi o'rganilgan emas, faqatgina yuqori dozali nurlanishlarning ta'sirigina bir muncha o'rganilgan halos. Bu noaniqliklar nurlanishga qarshi kurashishda noqulaylik tug'diradi. Demak hozircha nurlanishga qarshi kurashishning eng ishonchli yo'li undan saqlanishdir. Nurlanishdan saqlanish maqsadida radiatsion havfsizlik normalari va qoidalari ishlab chiqilgan. Bizning respublikamizda radiatsion havfsizlik qoidalari NRB - Normi radiatsionnoy bezopastnosti 76/87 va radiaktiv moddalar bilan ishlash qoidalari OSP (Osnovnie sanitarnie pravila.) 72/87 da ko'rsatilgan. NRB 76/87 bo'yicha nurlanuvchilar uch turkumga bo'linadi:

- A) Ionlashtiruvchi nurlanishlar manbalari bilan ishlovchilar;
- B) Yashash sharoitidan kelib chiqqan holda nurlanuvchi aholining bir qismi;
- C) Boshqa hamma aholi;

Nurlanishning maksimal dozasi

A) turkum uchun PDD (predel'no dopustimaya doza) yo'l qo'yiladigan chegaraviy doza, B) turkum uchun PD (chegaraviy doza) bilan belgilanadi, C) turkum uchun chegara qo'yilmaydi. Sharoitga qarab PDD taxminan 50 MeV atrofida deb olingan. O'quv laboratoriyasida radiaktiv moddalar bilan ishlovchi talabalar A) turkumga kiradi.

A- turkumdagilarning o'zi ham ikki guruhga ajraladi:

- I. 0,3 PPD dozasidan ko'p nurlanuvchilar;
- II. 0,3 PPD dozasidan kam nurlanish oluvchilar.

Birinchi guruh kishilari uchun dozimetrik nazorat majburiydir. Yadro fizikasi laboratoriya sharoitida nurlanishning yopiq manbalari bilan ish ko'riladi.

1-Laboratoriya ishi

Mavzu: Beta-zarralarning energiyasini yarim yutilish usuli bilan aniqlash

Ingichka beta – zarralar dastasi intensivligini ikki marta kamaytiradigan yutgich qalinligini yarim yutilish qatlami qalinligi deyiladi. Berilgan yutgich uchun, yarim yutilish qatlami qalinligi beta – spektrning maksimal energiyasiga bog'liq bo'ladi.

Beta – nurlanish yarim yutilish qatlami qalinligi Δ (mg/sm²) va beta – spektrning maksimal energiyasi E (MeV) orasidagi bog'lanish taxminan quyidagi empirik munosabatlar orqali beriladi:

$$\begin{aligned} \Delta &= 55 E^{1,66} & 0,15 \leq E \leq 0,7 \text{ MeV} & \text{ va} \\ \Delta &= 53 E^{1,47} & 0,7 \leq E \leq 2,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Yarim yutilish qatlami qalinligi, beta – zarralar yutilish egri chizig'ini olish orqali aniqlanadi:

$$N_d = N_0 \cdot 2^{-\frac{\rho d}{\Delta}} \quad (1)$$

bu yerda, N_0 – beta zarralar oqim intensivligi, N_d —yutgichning ρd (mg/sm²) qalinlikdagi qatlamida beta zarralarning oqim intensivligi.

Yutilish egri chizig'ini olish uchun Geyger–Myuller sanagichidan iborat hisoblash qurilmasidan foydalaniladi. Sanagich ostiga radiofaol manba qo'yiladi va fon bilan birgalikda sanash tezligi o'lchanadi. Keyin umumiy fonni o'lchash uchun sanagich bilan radiofaol manba orasiga alyuminiy yutgich qo'yiladi va bu yutgich beta – nurlanishni to'la yutib qoladi. Shundan so'ng, alyuminiy yutgich o'rniga ketma–ket alyuminiy folgalar qo'yib borib, turli qalinlikdagi yutgichda sanash tezligi o'lchanadi. Yutgich qalinligini ortib borishi bilan yutgichdan o'tayotgan beta – nurlanish intensivligini o'lchash, intensivlik boshlang'ich intensivlikka nisbatan 3 – 4 marta kamayguncha qadar davom etgiriladi. Olingan sanash tezligidan qurilma foni ayirib tashlanadi.

$$N_d = N - N_f$$

Qurilma foniga quyidagilar kiradi: koinot nurlari, Yer va atrofdagi jismlarning beta va gamma – nurlanishi va shu bilan birga radiofaol manbada mumkin bo'lgan rentgen va gamma – nurlar foni.

(1) munosabatni logarifmlaymiz:

$$\lg N_d = \lg N_0 - \frac{\rho d}{\Delta} \cdot \lg 2 \quad (2)$$

(2) munosabatga belgilash kiritamiz:

$$y = \lg N_d; \quad A = \lg N_0; \quad x = \rho d; \quad a = \frac{\lg 2}{\Delta}$$

U holda (2) munosabat quyidagicha bo'ladi:

$$u = A - ax$$

Demak, sanash tezligining logarifmi yutgichning massali qalinligiga chiziqli bog'langan.

Tajriba natijalari asosida to'g'ri chiziq qurib, uni abtsissa o'qiga og'ishi «a»

aniqlanadi. Yarim yutilish qatlam qalinligi $\Delta = \frac{lgz}{a}$ ga teng bo'ladi.

Beta — spektrning maksimal energiyasini emperik formulalar, yoki 1 – jadval yordamida aniqlash mumkin.

Yutilish egri chizig'ini olishda beta – zarralar ingichka oqimini hosil qilgan ma'qul, chunki bu holda ularning yutgichda sochilishi bilan bog'liq effektlar kamayadi. Ingichka oqimni hosil qilish uchun latundan yoki qo'rg'oshindan yasalgan diafragma sanagich oldiga qo'yiladi. Yutgich folgalari sanagichga yaqin joylashtiriladi.

Ishning bajarish tartibi

1. Laboratoriya qurilmasi bilan tanishib chiqiladi va qurilma o'lchashga tayyorlanadi.

2. O'qituvchidan yutgichlarni (qalinligi 0,1 mm) va radiofaol manbani olib sanagich ostiga qo'yiladi.

3. Sanagich bilan manba orasiga beta – nurlanishni to'la yutadigan yutgichni (qalinligi 4 mm) qo'yib, qurilma foni 3 % statistik xatolik bilan o'lchanadi.

4. Alyuminiy folgalardan foydalanib yutilish egri chizig'i 1 % dan kam bo'lmagan statistik xatolik bilan o'lchanadi.

5. Sanash tezligi logarifmi bilan massali qalinlik orasidagi bog'lanish quriladi. To'g'ri chiziq og'maligi orqali yarim yutilish qatlam qalinligi topiladi

1-jadval yoki emperik formulalar orqali beta — spektrning maksimal energiyasi aniqlanadi.

Hisobot jadvali

No	t,c	I _f	d,MM	N	pd,Mr/sm ²	LgN _d	l, mg/sm ²	MeV
1	2	3	4	5	6	7	8	9

Sinov savollari.

- Beta - zarralar spektrini tushuntiring.
- Beta - spektrning maksimal energiyasi deb nimaga aytiladi?
- β^+ va β^- spektrlari farqini tushuntiring
- K - qamrash.
- Yarim yutilish qatlami qalinligi deb nimaga aytiladi?
- Nima uchun yarim yutilish qatlami qalinligi mg/sm² larda o'lchanadi
- Nima uchun yarim yutilish qatlami qalinligini aniqlashda ikkita o'lchash bilan cheklanilmaydi?
- Neytrino spektri qanday?
- Qurilma foni deb nimaga aytiladi?

E, Mev	Δ , mg/sm ²	E, Mev	Δ , mg/sm ²	E, Mev	Δ , mg/sm ²
0,01	0,1	0,28	6,3	2,3	159
0,02	0,3	0,30	7,0	2,4	168
0,03	0,5	0,35	9,0	2,5	173
0,04	0,7	0,40	11,7	2,6	180
0,05	0,8	0,45	14,6	2,7	190
0,06	1,0	0,50	17,5	2,8	195
0,07	1,3	0,6	24	2,9	200
0,08	1,5	0,7	30	3,0	210
0,09	1,6	0,8	37	3,1	218
0,10	1,8	0,9	45	3,2	223
0,11	2,0	1,0	53	3,3	230
0,12	2,2	1,1	62	3,4	238
0,13	2,3	1,2	70	3,5	244
0,14	2,5	1,3	78	3,6	250
0,15	2,6	1,4	87	3,7	260
0,16	2,8	1,5	97	3,8	265
0,17	3,0	1,6	107	3,9	270
0,18	3,3	1,7	117	4,0	280
0,19	3,6	1,8	121	4,2	290
0,20	3,9	1,9	130	4,4	305
0,22	4,5	2,0	140	4,6	320
0,24	5,0	2,1	147	4,8	335
0,26	5,6	2,2	150	5,0	350

2-laboratoriya ishi

Mavzu: Radiaktiv modda aktivligini aniqlash

Ishning maqsadi:

1. Radiaktiv modda. Kimyoviy element. Radiaktiv izotop haqida tushincha berish.
2. Yadro nurlari va ularni qayd etish metodlarini o'rganish.
3. Yadro nurlarini qayd etishda qo'llaniladigan asbob uskunalarini o'rganish.
4. Berilgan radiaktiv kimyoviy elementning aktivligini aniqlash.

Radiaktiv kimyoviy elementning yig'indisidan tashkil topgan birikmaga radiaktiv modda deyiladi. Bu birikmaning agregat holatidan, ya'ni gaz, suyuq kristall, plazma bo'lishidan qat'iy nazar bu modda o'zining radiaktivlik xossasini saqlaydi va radiaktivlik qonuniga muvofiq yemiriladi. Har qanday agregat holatdagi radiaktiv modda kimyoviy elementlarning izotoplaridan tashkil topgan. Kimyoviy elementning bir necha izotopi bo'lishi mumkin. Demak, atom massalari turlicha

^{22}Na , ^{23}Na , ^{24}Na , atom zaryadi bir qiymatga $^{22}_{11}\text{Na}$, $^{23}_{11}\text{Na}$, $^{24}_{11}\text{Na}$ ega bo'lgan kimyoviy elementlarni izotoplar deyiladi. Misol, $^{26}_{13}\text{Al}$, $^{28}_{13}\text{Al}$; $^{22}_{11}\text{Na}$, $^{23}_{11}\text{Na}$, $^{24}_{11}\text{Na}$; $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ va shu kabilar.

Agar bu izotop o'zidan yadro nurlarini chiqarsa, uni radiaktiv izotop deyiladi. Radiaktiv izotop yemirilish jarayonida, yemirilish turiga qarab, o'zidan alfa, beta, proton, neytron zarralarni va gamma kvantini chiqarib, aktivligini kamaytirib, energetik jihatdan eng pastki, ya'ni barqaror (stabil) holatiga o'tadi.

Bu radiaktiv izotop alfa-yemirilish, beta-yemirilish turi bilan yemiriladi. Gamma nurlarni uzunligi 10^{-10} - 10^{-12} m bo'lgan qisqa to'lqinli elektromagnit nurlanish bo'lib, u radiaktiv izotopning yemirilish jarayonida vujudga keladi.

γ –kvantlar materiallaridan yuksak o'tish va sust ionlashtirish qobiliyatiga ega bo'lib, ularning energiyasi $E_\gamma = 0,1 \text{ MeV}$ dan $E_\gamma = 3,0 \text{ MeV}$ gacha boradi. Gamma nuridan himoyalash uchun yuqori zichlikka ega bo'lgan modda va materiallarga misol: qo'rg'oshin ($\rho = 11,3 \cdot 10^3$), temir ($\rho = 7,9 \cdot 10^3$), beton ($\rho = 10^3$) va shu kabilar ishlatiladi.

Beta nurlanish – elektronlar oqimi bo'lib, u radiaktiv izotopning yemirilish jarayonida paydo bo'ladi. Beta zarrasining energiyasi E_β noldan 3,0 MeV gacha bo'lib, uzluksiz spektrli nurlanishdir. Beta zarracha, materiallaridan o'rtacha o'tish va yuqori bo'lmagan ionlashtirish qobiliyatiga ega. Beta zarrachadan himoyalash uchun o'rtacha va yuqori zichlikka ega bo'lgan materiallar, ya'ni qo'rg'oshin, alyuminiy, slyuda, zarqog'oz va suv ishlatiladi.

Alfa nurlanish – ikki marta ionlashgan geliy atomining oqimi bo'lib, u og'ir atomlarning yemirilish jarayonida hosil bo'ladi. Aktinoidlar gruppasidagi elementlar asosan alfa zarralarni nurlab yemiriladi. Alfa zarralar juda ko'p ionlashtirish va materialardan sust o'tish qobiliyatiga ega. Uning energiyasi $E_\alpha = 4 \text{ MeV}$ dan $E_\alpha = 9 \text{ MeV}$ gacha bo'ladi. Massasi $m_\alpha = 4$, zaryadi $x_e = 2$ ga teng, ya'ni $\alpha = {}^4_2\text{He}^2$.

Neytronli nurlanish – neytron, ya'ni zaryadsiz bo'lib, uning massasi elektron massasidan 1840 marta katta ($m_n = 1840m_e$, $m_p = 1836m_e$) neytron og'ir massali atom yadrolarini parchalanish jarayonida va yadro reaksiyalari paytida paydo bo'ladi, neytronning zaryadi yo'qligi sababli u atom yadrolariga erkin kirib sun'iy radiaktiv izotoplarni hosil qiladi.

Protonli nurlanish – zaryadi va massasi ham 1 ga teng bo'lgan zaryadli zarracha, ya'ni ionlashgan vodorod atomi oqimi bo'lib, materiallardan sust o'tish va yuqori ionlashtirish qobiliyatiga ega.

Proton yadro reaksiyalari jarayonida hosil bo'ladi. Uning massasi $m_p = m_n$. Muayyan radiaktiv atomlar miqdorining bir sekund vaqt mobaynida yemirilish tezligi moddaning aktivligi deyiladi.

Moddaning aktivligi, bu radiaktiv preparat miqdorining o'lchovidir.

Eslatma: maxsus tayyorlangan, tashqi muhitga o'z-o'zidan tarqalmaydigan ma'lum miqdordagi radiaktiv modda preparat deyiladi.

Radiaktiv izotopning yemirilish qonunini ko'rib chiqamiz. Har qanday radiaktiv izotop tashqi kuchlarning ta'siridan qat'iy nazar o'z-o'zidan ma'lum vaqt mobaynida yemiriladi, ya'ni radiaktiv bo'lgan atomlarning vaqt o'tishi bilan kamayib, boshqa

turdagi radiaktiv yoki radiaktiv bo'lmagan atom izotopiga aylanib boradi. Buni radiaktivlikning yemirilish qonuni deyiladi:

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (1)$$

bunda λ -radiaktiv atom (izotop) ning yemirilish doimiysi. dN -eng kichik vaqtda mavjud bo'lgan radiaktiv atomlar soni.

«Minus» ishorasi vaqt o'tishi bilan radiaktiv atomlar sonining kamayib borishini bildiradi.

Yuqoridagi formula umumiy radiaktiv atom yadrolari sonining vaqt birligidagi yemirilgan ulushini bildiradi. Ya'ni radiaktiv atom turg'un bo'lishi mumkin emas.

Keltirilgan (1) formulani $t=0$, $N_t - N_0$ shartni qanoatlantiruvchi holat uchun integrallab, yemirilmasdan qolgan atom yadrolarining biror vaqtdagi sonini topamiz:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

Agar ma'lum vaqt oraligida radiaktiv atomlar soni ikki marta kamaysa, bu vaqt shu radiaktiv atomning yarim yemirilish davri bo'lib, yemirilish doimiysi orasidagi bog'lanishni yuqoridagi shartga muvofiq topamiz:

$$\frac{1}{2} = \frac{N_t}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

Bundan

$$\lambda t = \ln 2 = 0,693 \quad \lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$$

Endi, λ -radiaktiv atom yadrosining yemirilish doimiysi ifodasini (2) formulaga qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$N_t = N_0 e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t} \quad (3)$$

Radiaktiv atomi izotoplarning yarim yemirilish davri 10^{-9} sekunddan 10^{+9} yilgacha bo'ladi. Misol: Kaliy-41 radiaktiv izotopning yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-9}$ sekund, uran -238 izotopning yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^{+9}$ yil va h.k.

Radiaktiv izotopning nurlangan α, β, n, p -zarrachalari va γ -kvantlarini ma'lum turdagi asbob uskunalarda yordamida qayd etiladi. Agar yadro nurlarining oqimini o'lchovi asbobning effektiv o'lchov qobiliyati ta'sirida o'zgarmasa ham unda preparat yoki biror modda radiaktivligini osongina o'lchash mumkin. Ammo o'lchovchi asboblarning effektiv o'lchov qobiliyati yadro nurlarining turiga qarab va boshqa ta'sirlar natijasida o'zgaradi. Bu ta'sirni hisobga olinsa, uning formulasiga tuzatish koeffitsientlarining kiritilishi zarur bo'ladi.

Radiaktiv moddaning chiqarayotgan nurlarini effektiv qayd etilishi har xil energiyada turlicha. Shuning uchun bu nurlanish qayd etuvchi asbobning ajrata olish qobiliyatiga (Qr), o'lchash geometriyasiga (w) bog'liq. Yadro nurining havo va qayd etuvchi asbob detektorining devorida yutilishini va sochilishini (s), teskari sochilishini (q), radiaktiv yemirilishini (p), qayd etuvchi asbobning effektivligini (E) va fotonni (N_ϕ) e'tiborga olganda modda aktivligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$A = \frac{(N - N_{\phi}) \cdot 10^{-6}}{3,7 \cdot 10^{10} Kp \cdot 10 \cdot s \cdot q \cdot p \cdot E \cdot Ke} \quad \text{kyuri.}$$

Bunda N – o'lchov asbobi yordamida 1 minut vaqtda hisoblangan to'la impulslar soni, ya'ni preparat aktiv modda nurlagan yadro nurlari hamda asboblardagi elektr shovqin hisobiga paydo bo'lgan signallar hisobga olingan qismi. Agar noma'lum aktivlikka ega bo'lgan biror modda aktivligi ma'lum preparat aktivligiga solishtirish usuli bilan aniqlansa, quyidagi formuladan foydalanish kerak:

$$A = A_0(K_e \cdot N - N_{\phi})(K_e \cdot N_0 - N_{\phi})$$

bunda N va N_0 noma'lum va ma'lum bo'lgan moddalarning bir sekunddagi impulslar soni. K_e -hisoblash asbobining ajrata olish qobiliyatiga kritiladigan tuzatma, N_f -hisoblash asbobining fan hisobiga hosil bo'lgan impulslar soni. A -nisbiy aktivlik deb yuritiladi.

O'lchash geometriyasi absolyut bir xil bo'lsa, soddalashtirish maqsadida asbobning ajrata olish qobiliyati tuzatma-koeffitsienti e'tiborga olinmasa ham bo'ladi,

ya'ni $N_0 \gg N_{\phi}$ bo'lganda $A = A_0 \frac{N - N_{\phi}}{N_0 - N_{\phi}}$ yoki

$$A = A_0 \frac{N - N_0}{N_0}$$

Eslatma: Aktivligi aniq bo'lmagan radiaktiv modda berilgan bo'lsa, yuqoridagi qoidalarga amal qilib, aniq radiaktiv modda sifatida radiy izotopining aktivligini olish mumkin.

$$A_0 = 1 \text{kyuri} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ yemirilish / sekund.}$$

Radiy izotopini solishtirish anchagina xatolikka olib keladi. Shunday bo'lsada, tushuncha berish maqsadida bu usuldan foydalanish mumkin.

Kerakli asboblari:

1. Asosiy moslama stsintilyatsion ditektoir bo'lib, u NaI kristali, fotokatod, FEK fotoelektron kuchaytirgich, KT-katod takrorlagichdan iborat.
2. «Bu-2» markali signallarni kuchaytirgich
3. «BD-2» markali diskremenator.
4. «PP9-2m» markali jamgaruvchi mashina.
5. «VV-2-2» markali yuqori kuchlanishli tok manbai
6. «BN-13-1» markali past kuchlanishli tok manbai
7. Radiaktiv modda.

Ishni bajarish tartibi:

1. Ish uchun kerakli moslamalar bilan tanishgach, 1-rasmdagi sxema asosida uskunani yig'ing va tok manbaiga ulashdan oldin sinov xonasi mudirining nazoratidan o'tkazing.

2. «PP9-2m» markali signal jamg'aruvchini ishlatish uchun uni ishga tushirish tartibi yozilgan ko'rsatma bilan tanishing yoki 1-laboratoriya ishining bajarish tartibidagi 7 va 8-bandlariga rioya qiling.

3. Elektr asboblarni 15-20 minut qizdirilgandan keyin «VV-2-2» blokda yuqori kuchlanish kalitini ulang va radiaktiv moddani ditektoir ustiga qo'ying.

4. «BD-2» diskriminator qulog'ini 0-100v oralig'ida o'zgartirib bir xil vaqtga mos keluvchi impulsar sonining eng ko'pini «PP9-2m» jamgaruvchining ko'rsatkichidan aniqlanadi va shu songa to'g'ri keluvchi diskriminator intervali moslanadi.

Misol: Agar eng katta son diskriminator qulog'ining 30 v ga to'g'ri kelsa, u shu holatda qoldiriladi.

5. Radiativ moddani detektor ustidan olib qo'yib «Shovqinini» ya'ni 100 sekundga to'g'ri keluvchi impulsarning sonini 5 marta o'lchab, o'rtachasi topiladi.

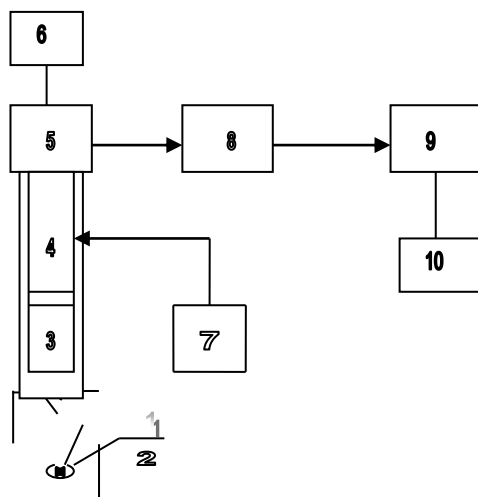
6. Aktivligi o'lchanishi kerak bo'lgan moddani detektor ustiga qo'yib, uning aktivligi A topiladi: $A(uM/c) = N - N_{\phi}$

7. Aktivligi ma'lum bo'lgan etalonni detektor ustiga qo'yib uning ham aktivligi A_0 aniqlanadi;

$$A_0 = N_0 - N_f$$

Bunda N va N_0 - aktivligi nom'lum va ma'lum bo'lgan radiativ modda aktivliklari A va A_0 ning «PP9-2m» jamg'aruvchi ko'rsatkichidagi N_f bilan birgalikdagi qiymati.

8. $A = A_0 \frac{N - N_{\phi}}{N_0 - N_{\phi}}$ formula asosida nom'lum modda aktivligi besh marta aniqlangach uning absolyut va nisbiy xatolari topiladi.



1-rasm. Sintilyatsion detektor yordamida aktivlikni aniqlovchi moslamaning sxemasi.

1. Radiativ manba, 2. Kollimatorli qo'rg'oshin g'ilof, 3. NaI kristali, 4. FEQ-fotoelektron kuchaytirgich, 5. Katod takrorlagich, 6. BN-13-1 markali past kuchlanishli tok manbai, 7. VV-2-2 markali yuqori kuchlanishli tok manbai, 8. BD-2 markali signalni qirquvchi blok, 9. BU-2 markali signalni kuchaytirgich, 10. PP9-2m markali signallarni jamgaruvchi mashina.

3-laboratoriya ishi

Mavzu: Gamma –kvantlar va rentgen nurlarining moddada yutilish koefitsientlarini aniqlash

Ishning maqsadi.

1. Rentgen va γ -nurlarining moddadan o'tishi, sochilishi va yutilishi to'g'risida ma'lumot berish.
2. Rentgen va γ -nurlarining moddaga ta'sirida sodir bo'layotgan effektlar to'g'risida tasavvur hosil qilish.
3. Turli xil moddalarda rentgen va γ -nurlar yutilish koefitsientini aniqlash va natijalarni taqqoslash.
4. Rentgen va γ -nurlarni qayd etuvchi asboblardan tanishish va ularning karakteristikalarini o'rganish.

Yutilish koefitsienti to'g'risida ma'lumot

Gamma-kvant va rentgen nurlarining yutilish yoki absorptsiya natijasida kuchsizlanish sababi shundaki, rentgen nurlari energiyasining bir qismi moddada haqiqatdan ham yutiladi, yani issiqlikka aylanadi.

Agar rentgen nurlarining parallel dastasi monoxromatik bo'lsa, yani ayni bir o'zunlikdagi nurlardan iborat bo'lsa, u holda moddaning qalinligi dx bo'lgan cheksiz yupqa qatlamida dastaning kuchsizlanishi quyidagi sodda qonunga bo'ysunadi:

$$-dI = \mu I dx \quad (1)$$

bu yerda

J -qatlamga tushayotgan dastaning intensivligi,
 μ -kuchsizlanishni harakterlaydigan koefitsient.

Bu tenglamani integrallab, rentgen nurlarining moddaning chekli qalinligidagi qatlamida kuchsizlanish qonunini chiqaramiz:

$$J = J_0 e^{-\mu d} \quad (2)$$

J_0 -parallel dastaning modda qalinligi $d=0$ bo'lganidagi intensivligi. Yutilish koefitsienti μ ning o'lchamligi sm^{-1} bo'ladi, chunki daraja ko'rsatkichi μd o'lchovsiz kattalik bo'lishi kerak.

Dasta haqiqiy yutilish hisobiga ham, sochilish hisobiga ham kuchsizlanishi uchun kuchsizlanish koefitsienti ikkita koefitsientning: haqiqiy yutilish koefitsienti τ va sochilish koefitsienti δ yig'indisidan iborat bo'ladi.

τ va δ koefitsientlar binobarin, μ ham moddaning massasiga proporsional bo'ladi. Shu tufayli «massali koefitsientlar» deb ataluvchi koefitsientlardan, yani $\frac{\mu}{\rho}, \frac{\tau}{\rho}$ va $\frac{\delta}{\rho}$ nisbatlardan foydalanish qulaydir: bu yerda ρ moddaning zichligi. Ravshanki, ikkinchi formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$J = J_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho d} \quad (3)$$

ρd – ko'paytma kesimi 1sm^2 va qalinligi d bo'lgan modda ustunining massasi, $\frac{\mu}{\rho}$ ning o'lchamligi sm^{-2} .

Agar $\rho d = 1$ bo'lsa, u holda $J = J_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}}$ bo'ladi. Bundan $\frac{\mu}{\rho}$ rentgen nurlarining

har bir kvadrat santimetrida 1 g moddaga ega bo'lgan qatlamda kuchsizlanishni harakterlashi kelib chiqadi.

Nazariy hisoblashlarda atom koeffitsientlar deb ataluvchi μ_a, τ_a, δ_a koeffitsientlardan foydalanish qulayroq. Bu koeffitsientlar ma'lum bir element uchun $\frac{\mu}{\rho}, \frac{\phi}{\rho}, \frac{\delta}{\rho}$ qiymatlarini atomning absolyut massalariga, ya'ni mazkur element gramm atomi A ning Avogadro doimiysi N_A ga nisbatiga ko'paytirilib aniqlanadi, ya'ni

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N_A}, \tau_a = \frac{\tau}{\rho} \cdot \frac{A}{N_A}, \delta_a = \frac{\delta}{\rho} \cdot \frac{A}{N_A}$$

Shunday qilib, masalan, μ_a kattalik sm^2 yuzada 1 atom bo'lgan qatlamdagi kuchsizlanishini xarakterlaydi. Yana shuni ham qayd qilish kerakki μ_a, τ_a, δ_a atom koeffitsientlarining o'lchamligi (sm^2) ekanligiga ishonch hosil qilish oson. Shuning uchun bu koeffitsientlarni atomning mos ravishda rentgen nurlarini kuchsizlantirish, yutish yoki sochishdagi effektiv kesimlari deb qarash mumkin.

Emperik yo'l bilan aniqlangan va amalda ancha to'g'ri bo'lgan quyidagi munosabatni keltiramiz:

$$\tau_a = c \cdot Z^4 \lambda^3$$

Bu yerda, s -biror doimiy kattalik, z -moddaning atom nomeri, λ -to'liqin o'zunlik.

Yuqoridagi belgilashlardan foydalanib yutilishning massali koeffitsienti ifodasini topamiz:

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_a}{A} N_a = \frac{c \cdot N_A}{A} Z^4 \lambda^3 \quad \text{yoki} \quad \frac{\tau}{\rho} = \frac{c^1}{A} Z^4 \lambda^3 \quad s^1 = s N$$

Bu formulalardan ko'rinib turib turibdiki, muayyan bir to'liqin uzunlikdagi nurlarning yutilishi atom nomerining ortishi bilan Z ning to'rtinchi darajasiga proporsional ravishda juda tez ortadi.

Kerakli asboblari

1. Asosiy moslama "BLBDB2-01" markali gologen lampali detektor hisoblanadi.
 2. "PP9-2m" markali jamg'aruvchi mashina.
 3. «UIM2» markali -12 v va +520 v kuchlanish beruvchi tok manbai.
 4. Radioaktiv manba.
 5. Radioaktiv manba qo'yiladigan hamda kollimator vazifasini bajaruvchi maxsus qo'rg'oshin g'ilof.
 6. Turli xil moddalardan yasalgan va qalinligi aniq bo'lgan filtrlar.
- Ishni bajarish tartibi:

1. Ish uchun kerakli moslamalar bilan tanishgach 1-rasmdagi sxema asosida uskunani yig'ing va tok manbaiga ulashdan oldin sinov xonasi mudirining nazoratidan o'tkazing.

2. «PP9-2m» markali jamg'aruvchi mashinani ishga tushirish uchun uni ishga tushirish tartibi yozilgan metodik ko'rsatma bilan tanishing.

3. Elektr asboblari tokka ulagandan keyin 10-15 minut qizdiring.

4. Radioaktiv manbani qo'ymasdan detektorning «shovqinini», y'ani 100 sekundga to'g'ri keluvchi impulslar sonini besh marta o'lchab o'rtacha qiymatini aniqlang.

5. Rentgen yoki γ -nurlanishga ega radioaktiv manbani qo'rg'oshin g'ilofga qo'yib uning aktivligi J_0 aniqlanadi.

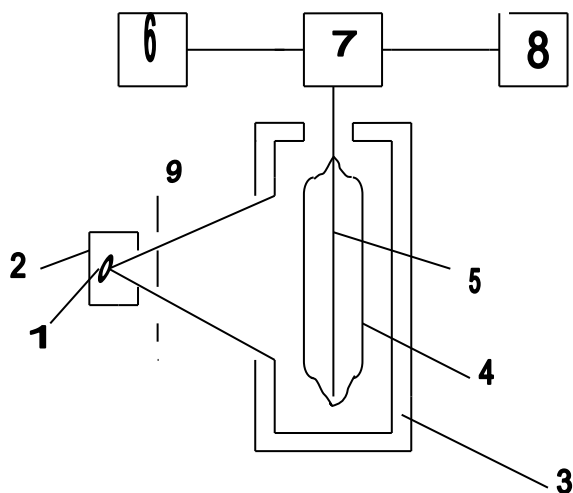
6. Keyinchalik navbat bilan filtrlar radioaktiv modda yo'liga qo'yilib rentgen yoki γ nurlanishning yutilish koeffitsienti quyidagi formula yordamida aniqlanadi va o'zaro taqqoslanadi:

$$\mu = \frac{\ln J_0 - \ln J}{d} \quad (4)$$

7. Detektor va filtr oralig'i shunday tanlanadiki, filtdan sochiladigan fotonlar qayd etilmasligi kerak.

8. Yutilish koeffitsienti aniqlanishi kerak bo'lgan filtr uchun tajriba besh marta takrorlanadi va absolyut hamda nisbiy xatolar aniqlanadi.

9. Aniq bitta materialning filtrlarini ketma-ket qo'yib rentgen yoki γ -nurlanishining to'liq yutilishiga to'g'ri kelgan qalinligi d aniqlanadi va $\ln J(d)$ ni d ga bog'liqlik grafigi chiziladi. Ushbu grafikdan foydalanib rentgen yoki γ nurlanishining energiyasini ham aniqlash mumkin.



1-rasm. «B» tipidagi qurilmaning sxemasi:

1. Radioaktiv preparat. 2. Radioaktiv manba qo'yilgan kolimatorli qo'rg'oshin g'ilof. 3. Qo'rg'oshin quticha. 4. Tez so'nuvchi schyotchikning katodi 5. Tez so'nuvchi schyotchikning anodi. 6. Katod takrorlagich. 7. UIM2-m markali past va yuqori kuchlanishli tok manbai 8. PP9-2m markali jamg'aruvchi mashina. 9. Har xil filtrlar qo'yiladigan oraliq.

4-Laboratoriya ish

Mavzu:Uzoq yashovchi izotopning yarim yemirilish davrini aniqlash

Radioaktiv izotoplar ichida bir talay radioizotoplar uchraydiki, ularning aktivligi ko'p yillar, ba'zilariniki esa ming yillar davomida deyarli o'zgarmasdan qoladi. Bunday radioizotoplarning yarim yemirilish davrini ularning aktivligi kamayishi tezligi bo'yicha aniqlab bo'lmaydi. Ammo o'rganayotgan radioaktiv izotopning atomlar miqdori aniq bo'lganda, uning yarim yemirilish davrini aniqlash masalasi katta qiyinchiliklar tug'dirmaydi. Bu holda masala radiaktiv preparatning mutloq aktivligini aniqlashdan iborat bo'ladi.

Haqiqatdan ham agar radioaktiv izotopning yarim yemirilish davri juda ham katta bo'lsa, uning aktivligini (A) o'lchash davomida o'zgarmas deb hisoblash mumkin.

$$A = \lambda N \quad (1)$$

ifodadan yemirilish doimiysini

$$\lambda = \frac{A}{N} \quad (2)$$

yoki yarim yemirilish davrini

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693N}{A} \quad (3)$$

deb ifodalash mumkin.

Binobarin, uzoq yashovchi radioaktiv izotopning yarim yemirilish davrini $T_{1/2}$ ni aniqlash uchun preparatning absalyut aqtivligi - A va preparatdagi yadrolar sonini N aniqlash zarur.

Ushbu ishda massa soni $A=40$ bo'lgan kaliy radioaktiv izotopining yarim yemirilish davri aniqlanadi. Preparat KCl tuzidan tayyorlanadi. Kaliyning tabiiy radioaktiv izotopini $^{40}_{19}\text{K}$ tabiatda juda ham kam tarqalganligi (tabiatda tarqalganligi $p=0,0119\%$) sababli KCl tuzidan qalin nurlanish manbai tayyorlanadi. Bunday nurlanish manbalarining β - aktivligini aniqlash uslubi 2-ishda batafsil bayon qilinganligi uchun biz bunga to'xtalmaymiz. Preparatdagi radioaktiv kaliy - 40 atomlari quyidagicha aniqlanadi: namuna massasi va ma'lum ximiyaviy tarkib (KCl) bo'yicha undagi tabiiy radioaktiv kaliy - 40 miqdori (grammlarda) aniqlanadi. Kaliy izotoplarining tabiiy aralashmasidagi kaliy - 40 izotopining ulushi 0,000119 va kaliyning KCl tuzidagi ulishi esa 0,5 ekanligini bilgan holda $^{40}_{19}\text{K}$ izotopining namunadagi (preparatdagi) massasi (grammlarda) aniqlanadi.

Kaliy - 40 izotopining atomlar soni quyidagi formula bilan aniqlaniladi:

$$N = \frac{m_{K40}}{\mu} N_A \quad (4)$$

bu yerda $m_{K40} = 0,000119 \cdot 0,5 m_{KCl}$

m_{K40} - kaliy - 40 izotopning namunadagi massasi,

m_{KCl} - namuna massasi,

N_A - Avagadro soni,

$$\mu = 40 \frac{g}{mol}$$

(4) formulaga kattaliklar qiymatini qo'ysak,

$$N = \frac{0,000119 \cdot 0,5m \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{40} \quad (5)$$

(5) ni (1) ifodaga qo'yib quyidagi ifodani olamiz

$$N = \frac{0,693 \cdot 1,19 \cdot 0,5m \cdot 6,02 \cdot 10^{19}}{40A} \quad (6)$$

Ishning bajarish tartibi

1. Radiometr tuzilishi bilan tanishing va uni ishga tayyorlang.
2. Sanagichga yuqori kuchlanish beriladi. Sanagichning kuchlanishin qiymati qilib, uning sanash xarakteristikasi bo'yicha plato o'rtasining ishchi nuqtasi olinadi.
3. KCl tuzidan yasalgan qalin preparatni sanagichga qo'yiladi va uning beta-aktivligini 2 - ishdagi uslubiyat bo'yicha aniqlanadi. Tuzatma kiritiladi va preparatning absolyut aktivligi aniqlanadi.
4. Solishtirma aktivlik A / m aniqlanadi.
5. Yuqoridagi, ya'ni (6) ifoda yordamida $^{40}_{19}\text{K}$ izotopining yarim yemirilish davri aniqlanadi. Olingan natijani adabiyotlardagi ma'lumotlar bilan solishtiring. O'lchash va hisoblash natijalarini hisobot jadvaliga kiriting.

Sinov savollari

1. Nima uchun Mendeleev davriy sistemasidagi ba'zi elementlar tabiiy radioaktiv izotoplariga (masalan, kaliy, rubidiy, uran) ega bo'lib, boshqalari esa ega emas, garchi barcha tabiiy izotoplarni hamma elementlardan olish mumkin bo'lsa ham?
2. Nima uchun ushbu ishda foydalanilgan uslubni qisqa yashovchi radioaktiv izotoplar yarim yemirilish davrini aniqlashga qo'llab bo'lmaydi?
3. Uzoq yashovchi izotoplar.
4. Radioizotoplar aktivligi va ularning SI - birliklar sistemasidagi o'lchov birligi.
5. Preparatning absolyut aktivligi.
6. Beta - aktivlikni tushuntiring.
7. Gamma — aktivlikni tushuntiring.
8. Aktivlikni o'lchash geometriyasi va detektorning effektivligi nima?

5-Laboratoriya ishi

Mavzu: Koinot nurlrining yumshoq va qattiq komponentalarini o'rganish

Birlamchi koinot nurlari asosan proton va boshqa barqaror atom yadrolaridan iborat bo'lib, ularning uzluksiz oqimi atmosferadan o'tib Yer sirtigaqadar yetib keladi. Birlamchi koinot nurlarining tarkibi 1-jadvilda keltirilgan.

Yadrolar	Yadro zaryadi	Intensivligi	Umumiy oqimidagi ulushi (%)
Proton	1	1300±100	92,9
Geliy yadrosi	2	94 ±4	6,3
Engil yadrolar	3-5	2,01+0,3	0,13
O'rta yadrolar	6-9	6,7 ±0,3	0,4
Og'ir yadrolar	≥ 10	2,0 ± 0,3	0,18
O'ta og'ir yadrolar	>20	0,5 ±0,2	0,05

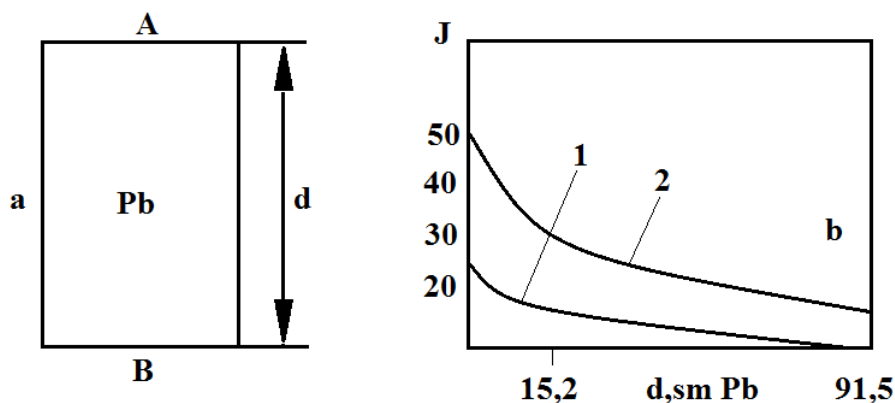
Birlamchi koinot nurlari tarkibida oz miqdorda elektron, foton va neytronlar ham uchraydi.

Birlamchi koinot nurlirining o'rtacha energiyasi taxminan 10^{10} eV ga teng. Lekin ayrim zarralar energiyasi 10^{19} eV ga qadar borishi mumkin. Taqqoslash uchun zamonaviy tezlatkichlarda pratonlarni 10^{11} - 10^{12} eV ga qadar tezlatish mumkinligini qayd qilib o'tish mumkin.

Birlamchi kosmik nurlar Yer atmosferasiga tushgach, havodagi atom yadrolari bilan noelastik to'qnashadi. Havo tarkibini asosan azot (78,1%) va kislorod (21%) tashkil egadi. Shu atom yadrolari bilan to'qnashganda hosil bo'lgan juda ko'p miqdordagi yuqorn energiyali ikkilamchi zarralar asosan nuklon va pionlardan tashkil topgan bo'ladi. Yuqori energiyali to'qnashishlarda giperon va K mezonlar ikkilamchi kosmik nurlarning 15-20% ni tashkil etadi. Ko'p yangi elementar zarralar koinot nurlarining tarkibini o'rganish jarayonida kashf etilgan. Myuon, pion va K - mezonlar shular jumlasidandir.

Ikkilamchi koinot nurlari yumshoq va qatgiq komponentalardan tashkil topganligini ko'rsatib berish juda katta ahamiyatga ega. Bu kashfiyot teleskop deb ataluvchi qurilma yordamida bajariladi. Orasiga qo'rg'oshin yutgich joylashgan A va B qayd qilgichlar mostushuv sxemasiga ulanib, vertikal joylashadi (1-rasm). Qo'rg'oshin qalinligini ortishi bilan mos tushishlar sonini o'lchash shuni ko'rsatadiki, A va V qayd qilgichlar orqali o'tgan zarralar soni oldin tez kamayadi, so'ng qo'rg'oshin qalinligi 10 sm dan ortgach, undan yutilmay o'tgan zarralar intensivligi sekin kamaya boshlaydi (1-rasm, b).

Koinot nurlarining 10 sm qalinlikdagi ko'rg'oshinda yutiluvchi komponentasi «yumshoq» va undan o'tuvchi komponentasi esa «qattiq» degan nom oldi. O'rganishlar koinot nurlarining yumshoq komponentasi elektron, pozitron va fotonlardan, «qattik» komponentasi esa 1937 yilda kashf etilgan myuonlardan iborat ekanligini ko'rsatadi.



1-rasm

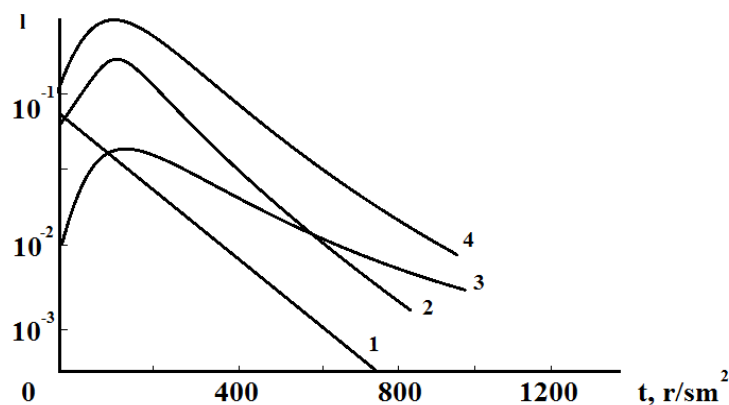
1-dengiz sathi, 2-dengiz sathidan 3200 m balandlikda

Yer atmosferasining qalinligi yuqori energiyali nuklonlarning havoda bir to'qnashishdan ikkinchi to'qnashishgacha erkin bosib o'tgan yo'lidan taxminan 15 marta kattadir. Shuning uchun, birlamchi koinot nurlari atmosferadagi atom yadrolari bilan ko'p marta o'zaro ta'sirlashib ikkilamchi zarralarni hosil qiladi. Yer sathidan 20 km balandlikda uchraydigan zarralarning deyarli hammasi ikkilamchi zarralardan iobrat bo'ladi. Ikkilamchi zarralar energiyasi 10^6 dan kam bo'lib qolguncha ular o'z navbatida yadroviy to'qnashishlarda yangi zarralarni hosil qilaveradi. Ikkilamchi kosmik nurlar tarkibida hosil bo'lgan pionlarning (π^+, π^-) yemirilishi natijasida koinot nurlarining qattiq komponentasini tashkil etuvchi myuonlar ($[\mu]^+, \mu^-$) hosil bo'lidi $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$, π^0 mezonlar yemirilib ikkita kvantni, gamma - kvantlan esa elektron - foton juftligini (2-racm) va yuqori energiyali zaryadlangan zarralar esa tormozlanish nurlanishini hosil qiladi. Tormozlanish nurlanishi va myuonlar (emirilib) o'z navbatida elektron-foton jalasining hosil bo'lishiga o'z hissalarini qo'shadilar. Shunday qilib, Yer sathida ikkilyamchi koinot nurlari tarkibi birlamchi koinot nurlari tarkibidan mutlaqo farqlanadi.

Quyosh aktivligiga qarab koinot nurlari intensivligining o'zgarishi, koinot nurlarining kam qismi quyoshda bo'ladigan jarayonlarda hosil bo'lishini ko'rsatadi. Qo'yosh koinog nurlari asosan praton va al'fa - zarralardan tashkil topgan bo'ladi. Quyosh koinot nurlarining energiyasi odatda 400 MeV dan kam bo'ladi, lekin intensivligi 10^6-10^8 zarra/sm²s ga qadar boradi. Ayrim hollarda energiyasi bir necha GeV bo'lgan Quyosh koinot nurlari ham uchraydi.

Koinot nurlarining Yer atmosferasi bilan ta'siri natijasida hosil bo'lgan nurlanishlar Yerning magnit maydon ta'sirida «Er radiatsiyasi» mintaqalari deb nom olgan hodisasini hosil qiladi. Yerning radiatsion mintaqalari hozir yaxshi o'rganilgan.

Koinot nurlarining qattiq komponentasini tashkil etuvchi myuonlar o'z energiyasini ionizatsiya hisobiga kam yo'qotgani uchun u muhitda sust yutiladi. 3-rasmda koinot nurlari turli komponentalari intensivligining atmosfera qalinligiga qarab o'zgarishi ko'rsatilga.



3-rasm

Rasmdan ko'rinishacha, kosmik nurlarning yadro-aktiv komponentasi atmosferada tez yutiladi (1-egri chiziq) va dengiz sathida uning intensivligi nolga qadar kamayadi. Elektron-foton komponentasi eca (2-egri chiziq) atmosferaning yuqori qismida oldin ortadi, so'ng tez yutilib, dengiz satxida muayyan komponentaga qaraganda kamayadi. Dsngiz sathida koinot nurlari asosan myuon (3-egri chiziq), elektron va foton hamda neytronlardan tashkil topadi. Adronlar faqat 1% ni tashkil etadi. (3-rasmdagi 4-egri chiziq koinot nurlarining to'la intensivligini o'zgarishini ko'rsatadi. «t» atmosferaning yuqori chegarasidan boshlab hisoblanger).

Konnot nurlarishshg zaryadlangan zarralar tashkil etuvchisi dengiz satxidan vertikal yo'nalishda quyidagi intensivlikkka ega: qatgiq komponenta uchun

$$J_q(0) = 0,82 \cdot 10^{-2} (\text{sm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{s})^{-1} \text{ yumshoq komponenta uchun}$$

$$J_{yu}(0) = 0,31 \cdot 10^{-2} (\text{sm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{s})^{-1}$$

To'li intensivlik esa

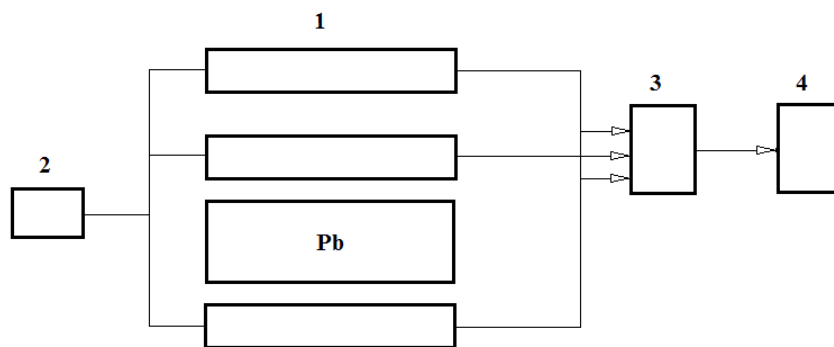
Koinot nurilarining qattiq komponentasi intensivligi kuzatish burchagiga bog'liq ravishda o'zgaradi, chunki ma'lum balandlikda hosil bo'lgan myuonlar itensivligini o'lchovchi asbobga yetib kelguncha, ular turli burchak ostida atmosferada har xil masofani bosib o'tadi. Tik yo'nalishga nisbatan biror Q burchak ostida qayd qilinayotgan myuonlar ko'proq masofani bosib o'tilganligi uchun, ularnng ko'proq, qismi yemirilib ketadi. O'lchashlar quyidagi bog'lanishni ko'rsatadi:

$$J_q(Q) = J_q(0) \cos^2 Q$$

Koinot nurlarining dengiz satxida to'la energiyasi birlamchi kosmik nurlar energiyasining 3% dan kam qismini tashkil etadi, Energiyaning qolgan qismi atmosferada yuz bergan jarayonlar asosan ionizatsiya hisobiga yutiladi.

Qurilma chizmasi va ishlash printsi

Koinot nurlarining tarkibini 1-rasmda chizmasi ko'rsatilgan qurilma yordamida o'rganish mumkin. Qurilma parallel ulangan Geyger Myuller sanagichlar qatoridan tashkil topgan.



4-rasm

Sanagichlar bitta kuchlanish manбайдan 2 dan ta'minlanadi. Mos - tushuv asbobi - 3 ulangan bir necha Geyger - Myuller sanagichlari (1) qatoridan foydalanish natijasida tasodifiy mos kelishlar soni minimumga keltiriladi.

Tasodifiy mos kelishlar sonini quyidagi formula misolida aniqlash mumkin.

$$N_T = 2\tau N_1 N_2 N_3$$

(1)

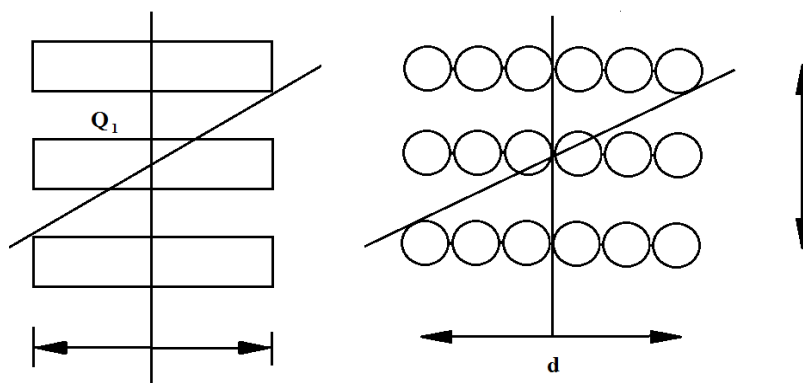
Bu yerda τ - mos tushuv asbobining ajratyivi vaqti ($2 \cdot 10^{-2}$, $N_1 N_2 N_3$ -lar har bir sanagichlar qatorida hosil bo'lgan impulslar soni.

Koinot nurlari intensivligi vaqt birligida bir birlikli (steradian) fazoviy burchak ichida kelayotgan va 1 sm^2 yuzaga tushayotgan kosmik nurlar (zarralar) soni bilan o'lchanadi. Qurilmada sanalayotgan zarralarning soni (N) va o'lchanayotgan nurlar intensivligi (J) quyidagicha bog'lanadi;

$$J = \frac{N}{R} \quad (2)$$

By yerda qurilmating yorug'lik kuchi deb ataladi. ds_1 va r birinchi va uchinchi sanagichlar qatorining sirti va r ular orasidagi masofa.

Qayt qilinayotgan koinot nurlarining intensivligi faqat qurilmaning yorug'lik kuchigagina bog'liq bo'lmay, sanagichlar qatorining uzunligiga va qattiqligiga ham bog'liq bo'ladi. 5-rasmdagi sanagichlarning kattaliklari (uzunligi l va kengligi d)



5-rasm

bilan aniqlanuvchi Q_1 va Q_2 burchaklarning qiymatiga bog'liq ravishda qurilmada qayd qilinayotgan zarralar soni

$$dN = \frac{J(Q)(dS_1 \cos Q_1 dS_2 \cos Q_2)}{R^2} \quad (3)$$

bo'ladi. Bu yerda $J(Q)$ – Q burchak ostida kelayotgan koinot nurlar intensivligi. R – birinchi va uchinchi sanagichlar orasidagi masofa. Koinot

$$J(Q) = J(O) \cos^2 Q$$

nurlarining burchak bo'ylab taqsimoti qonunga bo'ysunadi. Buri (3) formulaga ko'yib tenglamani dS_x va dS_2 lar bo'yicha integrallasak,

$$N = \frac{1}{4} J(O) l \left[\frac{l^2}{l^2 - d^2} + \frac{3l}{d} \operatorname{arctg} \frac{l}{d} \right]$$

bo'ladi. Bu (5) formuladan foydalanib tajribadan aniqlangan N uchun vertikal yo'nalishdagi koinot nurlar intensivligini hisoblab topish mumkin.

Ishning bajarish tartibi

1. Qurilma manbaga ulanib, 5 minutcha qizdiriladi.
2. Birinchi, ikkinchi va uchinchi sanagichlar qatoridan chiqayotgan impulslar soni ($N_1 N_2 N_3$) o'lchanadi. Olingan natijalar asosida (1) formuladan tasodifiy mos kelishlar sopi N_1 hisoblanadi.
3. Qurilmani mostushuv asbobiga ulab, oldin qo'rg'oshinsiz, so'ng ikkinchi va uchinchi sanagichlar orasiga qo'rg'oshin qatlamlarini joylab, uning xar hil qalinligi uchun mos kelishlar soni o'lchanadi.
4. O'lchash natijalaridan mos kelishlar sonining qo'rg'oshin qalinligiga bog'lanish grafigi chiziladi va koinot nurlartning vertikal yo'nalishidagi intensivligi $J(O)$ uning qattiq $J_q(O)$ hamda yumshoq $J_{yu}(O)$ komponentlarining intensivliklari hisoblanadi. O'lchash natijalarini hisoblashda (1) va (5) formulalardan foydalaniladi.

Sinov savollari

1. Koinot nurlarining umumiy xarakteristikallari
2. Birlamchi koinot nurlari va ularning tarkibi
3. Ikkilamchn koinot nurlari

6-laboratoriya ish

Mavzu: Yadroviy jarayonlarning statistik xarakterini o'rganish

Fizik kattalikni o'lchash natijasi turli xatoliklar hisobiga haqiqiy kattalikdan farq qilishi mumkin.

Eksperimental fizikada xatoliklar sistematik va tasodifiy xatoliklarga bo'linadi. Xatoliklar asbob – uskunalarning va o'lchash usulining mukammal emasligiga bog'liq bo'lishi mumkin. Yadro fizikasida olib boriladigan o'lchashlarda masalan, yadro nurlanishlarini o'lchashlarda ularning fluktatsion xarakteriga ega ekanligi hisobga olish zarur bo'ladi. Masalan, yadroning radioaktiv yemirilishi statistik xarakteriga ega, yani manbaning aktivligi $A = \lambda N$, (λ – yemirilish doimiysi, N — radioaktiv yadrolar soni), har sekunda A - miqdor yadrolar yemiriladi degan ma'noni anglatmaydi. Ushbu xolda, har sekunda yemirilayotgan yadrolarning o'rtacha soni haqida gapirish mumkin. Bu yerda o'rtacha miqdor ma'nosi shundan iboratki, o'lchashdagi sanashlar soni ortib borishi bilan tajriba natijasi aniqlashib boradigan son tushiniladi. Shuning uchun radioaktiv manbaning aktivligini o'lchashda, o'lchanayotgan kattalikni doimiy deb qarab bo'lmaydi. Bundan tashqari yadro nurlanishlarini moddalar bilan ta'sirlashuv jarayoni detektorda yuz berib, bu yerda ham ehtimollik xarakteri rol o'ynaydi.

Yadro fizikasida voqea – xodisalarining statistik xarakteriga ega bo'lishi, tasodifiy xatoliklarining bir ko'rinishi bo'lgan statistik xatolikka olib keladi.

Sistematik xatolik ko'pincha o'lchash uslubi bilan bog'liq bo'ladi, masalan o'lchov asboblarining aniqlik darajasi cheklanganligi, noto'g'ri darajalanganligi, tashqaridan ta'sir etuvchi omillar hisobiga va boshqalar.

O'lchashning tasodifiy xatoligi

Kichkina chetlatishlar tufayli yuz beradigan xatoliklar, tasodifiy kattaliklar uchun ehtimollar nazariyasiga asosan Gauss taqsimot qonuni bilan aniqlanadi.

Ushbu taqsimot qonuniga asosan, o'lchanayotgan X kattalik qiymati X va $X+dX$ oralig'ida bo'lishi ehtimolligiga teng.

$$W(X)dX = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right]dX \quad (1)$$

bu yerda, a - X kattalikning o'rtacha qiymati, σ^2 - o'lchanayotgan kattalikning dispersiyasi (dispersiya quyidagicha yoziladi. $D(X)$) Dispersiyaning ma'nosi, o'lchanayotgan X kattalikning haqiqiy qiymatidan (α) farqining kvadratining o'rtachasini bildiradi.

$$D(X) = (x - \alpha)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \alpha)^2 W(X)dX = \sigma^2$$

quyidagi katgalik $\sigma = \sqrt{D(X)}$, X - kattalikning o'lchashdagi o'rtacha kvadratik xatolik deyiladi.

Bir necha takror o'lchashlarning o'rtachasi, ayrim o'lchashlar qiymatlariga qaraganda haqiqiy qiymatiga yaqin bo'ladi. Bir - biriga bog'liq bo'lmagan takror o'lchashlar soni n bo'lganda o'rtacha qiymat $X = \sum_i X_i / n$ dispersiyasi ayrim

o'lchashlar dispersiyasidan n marta kichkina bo'lgan dispersiya bilan aniqlanadigan Gauss taqsimotiga bo'ysunishini isbot qilishi mumkin.

$$\sigma^2(\bar{X}) = D(\bar{X}) = D(X)/n$$

Dispersiyani bilsak u xolda Gauss qonuniga asosan o'lchash natijasining ishonchlik ko'rsatkichini aniqlash mumkin, ya'ni o'lchanayotgan X katgalik $X - \varepsilon$ va $X + \varepsilon$ oralirida bo'lishi ehtimolligini topish mumkin. (ε - ixtiyoriy son)

$$P(\varepsilon) = \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} W(T)dT = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} \exp\left[-\frac{(T-X)^2}{2\sigma^2}\right] dT = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{-\varepsilon/\sigma}^{+\varepsilon/\sigma} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz$$

Bu yerda $(T - X) / \sigma = z$

$$P\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\varepsilon/\sigma} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad (2)$$

Gauss xatoligi integrali

$$\frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\pi} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz$$

qiymatlari ehtimollik nazariyasi bo'yicha xamma adabiyotlarda keltirilgan. Shunday qilib, $P(1) = 0,683$, $P(2) = 0,954$, $R(3) = 0,997$. Bu qiymatlar quyidagilarni anglatadi: 68,3% ehtimollik bilan o'lchash natijasi xaqiqiy qiymatidan eng ko'pi bilan bitta o'rtacha kvadratik xatolikka, 99,7% ehtimollik bilan uchta o'rtacha kvadratik xatolikka farq qilishi mumkin. Demak, bitta o'rtacha kvadratik xatolikdan katta xatolikka yo'l qo'yish ehtimolligi 31,7% ni, ikkita kvadratik xatolikdan katta xatolik bo'lish ehtimolligi 4,6% ni, uchta kvadratik xatolikdan katta xatolik bo'lishi ehtimolligi 0,3% ni tashkil etadi.

Shunga asosan ko'pincha, ayrim o'lchash natijalari o'rtacha kattalikdan uchtdan ortiq o'rtacha kvadratik xatolikka farq qilsa bunday natija tashlab yuboriladi. Bu ishni takror o'lchashlar soni ko'p bo'lgan taqdirdagina qilish mumkin. Agarda takror o'lchashlar soni kam bo'lsa (1) va (2) munosabatlardan olingan natijalar, katta xatolar mumkinligi haqidagi fiqr to'g'risida noto'g'ri xulosaga olib keladi. Masalan, aniq hisoblash shuni ko'rsatadiki, takror o'lchashlar soni besh marta bo'lsa ikki karra kvadratik xatolikdan katta bo'lish ehtimolligi 12%, uch karra kvadratik xatolikdan katta bo'lish ehtimolligi 4% tashkil etadi. Bu qiymatlar (2) munosabatdan mos ravishda 4,6% va 0,3% teng edi.

O'lchashlarning statistik xatoligi.

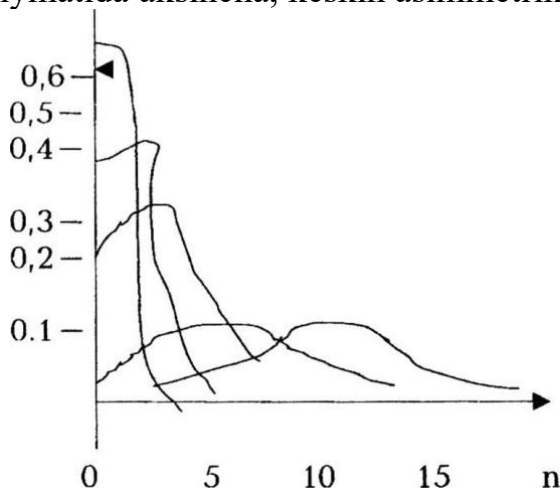
O'lchanayotgan kattaliklarning o'zi ehtimollik xarakteriga ega bo'lishidan kelib chiqadigan xatolik, boshqa tasodifiy xatoliklar orasida sezilarli rol o'ynaydi. Statistik xatolik, o'lchalanayotgan kattalikning o'rtacha qiymat atrofida fluktuatsiyasi tufayli hosil bo'ladi. Fluktatsiyaning ro'y berishiga asosiy sabab, moddalarning diskret, atom strukturasi ega bo'lishidir va o'lchashlar soni qanchalik kam bo'lsa, u shunchalik aniq seziladi. Yadro nurlanishlarini qayd qilgichlarda o'lchashlar olib borilganda, sanash tezligi kichkina bo'lganda, fluktuatsiya xatolikning asosiy manbai bo'lib qoladi.

Biz ko'rayotgan xol uchun, fluktuatsiyaning taqsimot funktsiyasi Puasson formulasi bilan beriladi, qaysiki, dispersiyani hisoblash imkonini beradi. Alxissa,

qayd qilgichga vaqt birligida tushayotgan o'rtacha zarralar soni n bo'lsin. U xolda, t vaqt ichida N zarralar tushish ehtimolligi Puasson formulasi bilan ifodalanadi.

$$W(N) = \exp(-nt) \frac{(nt)^N}{N!} \quad (3)$$

n ning turli qiymatlari $W(N)$ ning N ga bog'lanishi 1 - rasmda ko'rsatilgan. N ortib borishi bilan taqsimot maksimumi silliqlashib boradi va egri chiziqning o'zi $N = nt$ ga nisbatan simmetrik ko'rinishiga yaqinlashadi. N ning katta qiymatida grafik simmetrik, N ning kichik qiymatida aksincha, keskin asimmetrik ko'rinishiga ega.



1-rasm

$W(N)$ ifodasidan ko'rinadiki n ning ixtiyoriy qiymatlarida N ning xar qanday qiymati mavjud bo'lishi mumkin ekan. Lekin xamma hodisalar ham bir xil tez-tez sodir bo'lmaydi. Agarda N ning qiymati nt ga yaqin bo'lsa, $W(N)$ ehtimollik katta, aks xolda ehtimollik kichik bo'ladi. Shuning uchun, tasodifiy kattalik N ni o'rtacha qiymatidan (nt) chetlatishini baholash maqsadida yangi kattalik kiritishga to'g'ri keladi (fluktuatsiya o'lchovi). Bunday chetlanish o'lchovi dispersiya $D(N)$ hisoblanadi. Berilgan taqsimotning dispersiyasini $D(N)$ ya'ni N ning o'rtacha qiymatidan ($N = nt$) o'rtacha kvadratik chetlatishini hisoblaymiz.

$$D(N) = \sum_0^{\infty} (N - \bar{N})^2 = e^{-\bar{N}} \sum_0^{\infty} (N - \bar{N})^2 \frac{\bar{N}^N}{N!} = e^{-\bar{N}} \sum_0^{\infty} \left[N \cdot \frac{\bar{N} \cdot \bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} - 2\bar{N}^2 \frac{\bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} + N^2 \frac{\bar{N}^N}{N!} \right]$$

Yig'indining ikkinchi va uchinchi xadlari quyidagiga teng:

$$-2\bar{N}^2 e^{\bar{N}} + \bar{N}^2 e^{\bar{N}} = -\bar{N}^2 e^{\bar{N}}$$

Birinchi xadi quyidagiga teng:

$$\sum_0^{\infty} \frac{\bar{N} (N \cdot \bar{N}^{N-1})}{(N-1)!} = \sum_2^{\infty} \frac{\bar{N}^2 \bar{N}^{N-2}}{(N-2)!} + \sum_1^{\infty} \frac{\bar{N} \bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} = \bar{N}^2 e^{\bar{N}} + \bar{N} e^{\bar{N}}$$

Natijada quyidagini olamiz.

$$D(N) = e^{-\bar{N}} (\bar{N}^2 + \bar{N} - \bar{N}^2) e^{\bar{N}} = \bar{N} \quad (4)$$

Shunday qilib zarralar sonining dispersiyasi t vaqt intervalida qayd qilgichga tushgan zarralar soning o'rtacha qiymatiga teng. Haqiqiy o'rtacha qiymat noma'lum shuning uchun dispersiyani zarralar soniga tenglashtirib olamiz $D(N)=N$. Sanalgan zarralar sonining o'rtacha kvadratik xatoligi, dispersiyaning kvadrat ildiziga teng.

Qayd qilingan zarralar soni ko'sh bo'lganda Puasson taqsimoti Gauss taqsimotiga o'tadi. Bunda dispersiya $D(N) = N$ qoladi.

$$W(N)dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \exp\left[-\frac{(N - \bar{N})^2}{2N^2}\right] dN$$

Zarralar o'rtacha soni ortib borishi bilan taqsimot kengligi sekin ortib boradi. Boshqacha qilib aytganda, o'rtacha kvadratik xatolik δ ortishi bilan ortadi, ammo, nisbiy xatolik zarralar sonidan olingan kvadrat ildiziga teskari proporsional ravishda kamayib boradi.

$$\delta = \frac{\sigma}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Bu ifodadan, oldindan berilgan nisbiy xatolik uchun zarralar sonini hisoblash mumkin:

$$N = \frac{1}{\delta^2}$$

SHunday qilib, zarralar sonini 10% nisbiy xatolik bilan o'lchash zarur bo'lsa, qayd qilgichda 100 ta zarra sanalishini kutish kerak. Statistik xatolik 1% bo'lishi uchun zarralarni sanashlar soni 104ta, 0,1% bo'lishi uchun esa 106 zarralarni qayd qilishi kerak. Agarda t vaqt ichida N ta zarralar qayd qilingan bo'lsa, shu vaqt ichida qayd qilingan o'rtacha zarralar soni 68,3% extimollik bilan

$N - \sqrt{N}$ dan $N + \sqrt{N}$ gacha oraliqda bo'ladi.

Ikkita kattalikni yig'indisi, yoki ayirmasining o'rtacha kvadratik xatoligi teng bo'ladi.

$$\sigma(X_1 \mp X_2) = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$$

Agarda t vaqt oralig'ida N zarralar qayd qilingan bo'lsa, vaqt birligida qayd qilingan o'rtacha zarralar soni, ya'ni sanash tezligi $n = N/t$ ga teng. Sanash tezligining dispersiyasi quyidagi ifodadan topiladi,

$$\sigma_n^2 = \frac{\sigma_N^2}{t^2} = \frac{nt}{t^2} = \frac{n}{t}$$

O'rtacha kvadratik xatolik,

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{n}{t}}$$

Nisbiy xatolik,

$$\delta_n = \frac{\sigma_n}{n} = \frac{\sqrt{\frac{n}{t}}}{n} = \frac{1}{\sqrt{nt}} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Tajriba natijalarini keltirganda xamma vaqt o'rtacha kvadratik xatolik bilan birga keltirish kerak. Agarda natijalar grafik ko'rinishda keltirilsa, xar bir nuqta uchun o'rtacha kvadratik xatolik ko'rsatiladi.

Turli xatoliklar bilan o'lchangan kattalikning qiymatini matematik qayta ishlash

O'lchangan kattalik sifatida sanash tezligini olamiz. Shunday bo'lsinki, turli vaqt intervallarida qayd qilingan zarralar soni, ya'ni tajriba natijalari berilgan.

$$N_1 \pm \Delta N_1, \dots \dots N_2 \pm \Delta N_2, \dots \dots N_i \pm \Delta N_i$$

bu yerda, ΔN_i o'rtacha kvadratik xatolik. Sanash tezligini va o'rtacha kvadratik xatoligini hisoblaymiz.

$$n_i = \frac{N_i}{t_i}, \quad \Delta n_i = \frac{\sqrt{N_i}}{t_i} = \frac{\sqrt{n_i}}{t_i}$$

Shu sanash tezliklarining optimal qiymatini, ya'ni o'rtacha vaznli qiymatini aniqlash talab etiladi. Buning uchun quyidagi ko'rinishidagi kattalikni tuzamiz.

$$X^2 = \left(\frac{n_1 - n}{\Delta n_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2 - n}{\Delta n_2}\right)^2 + \dots \dots \left(\frac{n_r - n}{\Delta n_r}\right)^2$$

Eng katta o'xshashlik tamoyili o'ta kam kvadratlar uslubiga olib keladi, ya'ni quyidagi kattalikni minimum qiymatini topish kerak

$$X^2 = \sum_i \left(\frac{n_i - n}{\Delta n_i}\right)^2 = \min$$

Oldingi noma'lum bo'lgan katgalik n ni shunday qiymatini topish keraki, bunda yig'indi minimum bo'lishi kerak. Quyidagi tenglama $dx^2/dn = 0$ tuzilib, uni n ga nisbatan yechib, n ning optimal qiymati topiladi.

$$n_{opt} = \frac{\sum P_i n_i}{\sum P_i}; \quad P_i = \left(\frac{1}{\Delta n_i}\right)^2$$

n_{opt} qiymatini o'rtacha vaznli kattalik deyiladi, $P_i = \frac{1}{\Delta n_i}$ ayrim o'lchangan n_i kattalikni vazni deyiladi. Demak, kattalikni o'rtacha kvadratik xatoligi qanchalik kichik bo'lsa, uning vazni shunchalik katta bo'ladi. O'rtacha vaznli kattalik uchun ikki xil o'rtacha kvadratik xatolikni hisoblash tavsiya etiladi:

$$a) \text{chetlatishlar hisobiga yuz bergan xatolik: } \Delta n_p = \sqrt{\frac{\sum P_i (n_i - n)^2}{(r-1) \sum P_i}}$$

r - n_i kattalikni qiymatlari soni.

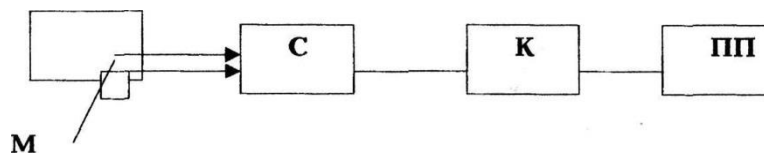
$$b) \text{vaznli xatolik } \Delta n_v = \sqrt{\frac{1}{\sum P_i}}$$

Δn_p va Δn_v bir - biriga bog'liq bo'lmagan qiymatlar. CHetlatish o'rtacha kvadratik xatolik nol bo'lishi mumkin, agarda tasodifiy chetlatishlar nol bo'lsa, vaznli o'rtacha kvadratik xatolik xech vaqt nol bo'lmaydi, u takror o'lchashlar soni ortishi bilan kamayib boradi. O'rtacha vaznli kattalikning xatoligi sifatida ikki xil kvadratik xatolikdan katgasini qabul qilish tavsiya etiladi.

Odatda xatoliklar Δn_p va Δn_v bir - biriga yaqin chiqishi kerak. Agarda $\Delta n_p \ll \Delta n_v$ bo'lsa, o'rtacha kvadratik xatolik Δn_i eksperimental qiymati katta olinganidan darak beradi, yoki tasodifiy Δn_p kichkina chiqqan bo'lishi mumkin. Agarda $\Delta n_p \gg \Delta n_v$ bo'lsa, bunga Δn_p ortiruvchi jiddiy sabablar bo'lishi mumkin, u xolda ularni aniqlash kerak, yoki o'rtacha kvadratik xatolik Δn_p kichkina olingan bo'lishi kerak.

Qurilma sxemasi va ishning bajarilish tartibi

Bu laboratoriya ishini bajarishda radiaktiv manbadan chiqayotgan zarralar yoki gamma - kvantlarni qayd qiluvchi qurilmadan foydalanish mumkin. Uning sxemasi 2 - rasmda ko'rsatilgan. M manbadan chiqayotgan zarralar S sanagichga tushadi. Sanagichdan chiqayotgan impul'slar maxsus kuchaytirgich orqali o'tib, PP sanagichda hisoblanadi.



2-rasm

Ishning bajarilish tartibi

Qurilmani ishga tayyorlash zarur. Tanlangan bir xil vaqt oraligida $N=400$ o'lchash bajariladi va kuzatilgan tasodifiy kattaliklar extimollik gistogrammasi chiziladi.

Turli vaqt intervallarida nurlanish intensivligi o'lchanadi. Har bir vaqt intervali uch marta takror o'lchanadi. Har - xil vaqt intervalida o'lchangan nurlanish intensivligi bir - biridan 1,5 marta farq qilishi tavsiya etiladi.

Tajriba natijalarini qayta ishlash tartibi.

1. Uchunchi mashq uchun xar bir o'lchashning sanash tezligi va uni o'rtacha kvadratik xatoligi hisoblanadi.
2. Har bir vaqt intervali uchun sanash tezligining o'rtcha arifmetik qiymati va uning statistik xatoligi topiladi.
3. Sanash tezligining o'rtacha vaznli qiymati topiladi. Xatoliklar Δn_p va Δn_v hisoblanadi.
4. Sanash tezligining o'lchash tartibi nomeriga bog'liqlik grafigi chiziladi. Grafikda statistik (absalyut) xatolik ko'rsatiladi.
5. Tajriba natijalari quyidagi jadval ko'rinishida tayyorlanadi.

№	t _i	N _i	O _i %	n _i	n̄ _i	Δn _i		n _{opt}	Δn _p	Δn _v
1										

Sinov savollari

1. Radiaktiv yemirilishning extimollik xarakteri
2. Radiaktiv yemirilish doimiysi va uning yarim yemirilish davri bilan bog'liqligi
3. Puasson taqsimoti
4. Tasodifiy kattaliklar dispertsiyasi

5. Absalyut va nisbiy fluktuatsiya
6. Puasson va Gauss taqsimotlari orasidagi bog'lanish
7. Statistik xatolik.

7-Laboratoriya ishi

Mavzu: Dozimetriya asoslari

Bu laboratoriya ishini bajarishdan maqsad dozimetriyaning asosiy tushunchalari, dozimetrlarning turlari, ularning ishlash printsipi va nihoyat, radiaktiv moddalar, turli nurlanish manbalari bilan ish ko'rilganda odamlar havfsizligini ta'minlash masalalari bilan talabalarni tanishtirishdir.

Gamma - nurlanish, neytronlar va turli yuqori energiyali zaryadlangan zarralar muxit orqali o'tganda muhig atomlari tarkibidagi elektronlar, atomlarning yadrolari bilan o'zaro ta'sirlashib, har xil effektlar yuzaga keltiradi. Masalan, gamma – kvantlar energiyasi bir necha MeV bo'lganda asosan fotoeffekt, kompton effekti va elektron pozitron juftlari hosil bo'ladi. Yuqori energiyali gamma - kvantlar esa turli fotoyadro reaksiyalarini hosil qiladi. Zaryadlangan zarralar esa muhit atomlarni ionlashtiradi. Shuningdek zaryadlangan zappalap muhitda tormozlanish nurlanishi, Vavilov - Cherenkov nurlanishi va turli xil yadroviy reaksiyalarini hosil qiladi.

Turli jismlarda, jumladan tirik organizm to'qimalarida ham xar hil nurlinishlar ta'sirida ma'lum energiya yutiladi va ulardagi atomlar ionlashadi yoki uyg'ongan xolatga o'tadi. Shuning uchun ham nurlanish dozasini o'lchash asosan ionizatsiya natijasida hosil bo'lgan zaryad miqdorini o'lchashga asoslangan bo'lish mumkin. Haqiqatdan ham gamma - kvantlar muhit orqali o'tganda yuqorida aytilgan effektlar natijasida elektron yoki pozitronlar yuzaga keladi.

Nurlanish ta'sirida tirik organizm xujayraisda turli o'zgarishlar yuz beradi. Masalan, nurlatilgan hujayralarning bo'linish mexanizmi va xromosom apparati buziladi, hujayralarning yangilash vl bo'linish jarayonlari susayadi va x.k. Nurlanish organizmning turli qismlariga turlicha ta'sir ko'rsatadi. Masalan, ilik, qorataloq, jinsiy bezalar kabi hujayralari doimo yangilanib turuvchi to'qima va a'zolarga radiaktiv nurlanishlar ta'siri yayniqsa kuchli bo'ladi. Hujayralarning shikastlanishi va nobud bo'lishi esa alohida a'zolarning ishlash funksiyasining buzilishiga sabab bo'ladi va bular o'z navbatida odam organizmining halok bo'lishiga olib keladi.

Har qanday ionlatiruvchi nurlanishning yutilgan dozasi odatda D bilan belgilanib, bu kanalik biror elementar hajmdagi moddaga berilgan o'rtacha ionlantiruvchi nurlanish energiyasi dW ning o'sha elementar hajmdagi moddaning massasi dm ga nisbati bilan o'lchanadi:

$$D = \frac{dW}{dm} \quad (1)$$

(1) formulaga ko'ra ionlantiruvchi nurlanishning yutilgan dozisi SI birliklar sistemasida 1 J/kg larda o'lchanadi va 1 Grey (Gr) deb ataladi: 1Gr = 1J/kg.

Ionizatsion nurlanishning yutilgan dozasi rad deb ataluvchi birliklarda xam o'lchanadi. $1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ Gr}$.

Ionlantiruvchi nurlanishning yutilgan dozasini o'lchash uchun odatda nurlanishning hivoda hosil qilgan ionizatsiyasi aniqlanadi. Rentgen nuri yoki gamma – nurlar uchup nurlanish dozasining birligi rentgen (P) deb ataladi. Bir rentgen deb, rentgen yoki gamma – nurlarning shunday nurlanish dozasiga aytiladiki u, 0.001293 g havoda har birining zaryadi I SGSE zaryad birligiga teng bo'lgan turli ishorali ionlar juftini hosil qiladi.

Dozimetriyada ekspozitsion doza deb ataluvchi kanalik ham ishlatiladi. Ikkilimchi elektronlar to'la tormozlanib to'xtaganda hosil bo'lgan biror zaryadli ionlar miqdori dQ ning ionlashgan havo massasi dm ga nisbati bilan o'lchanadigan fizik kanalik ekspozitsion doza deb ataladi.

$$D_e = \frac{dQ}{dm}$$

Ekspozitsion doza 1 Kl/kg larda o'lchanadi: $1P = 2 \cdot 58 \cdot 10^4 \text{ Kl/kg}$. Ekspozitsion dozaning o'zgarish tezligi ekspozitsion dozaning quvvatini aniqlaydi.

Moddaga vaqt birligi ichida berilgan ionizatsion nurlanishning dozasi doza quvvati deb ataladi va ko'pincha P bilan belgilanadi.

$$P = \frac{D}{t} \quad (2)$$

Doza quvvati Gr/s yoki rad/s birliklarda o'lchanadi.

Nurlanishning odam organizmiga ta'siri yutilgan energiyaning miqdori yoki hosil bo'lgan ionlar juftining miqdori bilangina aniqlanib qolmay, balkim ionizatsiya zichligiga ham bog'liq.

Ionizatsiya va organizm to'qimasining bir uzunlik birligiga teng masofasida ionlashtiruvchi zarralar hosil qilgan ionlar juftining miqdori bilai aniqlanadi. Turli zarralar turli ionlashtirish qobiliyatiga ega. Masalan, alfa – zarralar beta esa gamma - nurlarga qaraganda kuchli ionizatsiyalash qobiliyatiga ega. Shuning uchun yutalgan energiya miqdori bir xil bo'lganda ham alfa nurlarining ziyon keltiruvchi ta'siri beta yoki gamma nurlarnikidan kana bo'ladi.

Turli nurlarning biologik ta'sirini taqqoslash uchun sifat koeffitsenti (CK) yoki nisbiy biologik effektivlik deb ataluvchi kagtalikdan foydalaniladi. Bu kanaliklar energiya yutilishi bir xil bo'lganda ko'rilayotgan nurlanishning biologik ta'siri gamma - nurlanishning biologik ta'siridan necha marta kana ekanini ko'rsatadi. Masalan, gamma-nurlar, rentgen nurlari, eloktron va pozitronlar uchun sifat koeffitsenti birga teng. Energiyasi 10 MeV bo'lgan alfa - nurlar va 10 MeV li protonlar uchup SK 10 ga teng. Og'ir tepki yadrolari uchun SK 20 va issiq neytronlar uchun SK 3 ga teng. Umuman neytronlarning sifat koeffitsenti ularning energiyasiga kuchli bog'liq. Neytron energiyasi ortishi bilan SK oldin ortadi so'ng kamayadi.

Sifat koeffitsentini hisobga oluvchi doza ekvivalent doza deb ataladi. Ekvivalent doza turli nurlanishlar ta'sirida hosil bo'lgan yutilish dozalarining yig'indisidan iborat bo'ladi.

Masalan har xil nurlanish uchun yutilish dozalari D_i va ularga tegishli sifat koeffitsentlari K_i bo'lsa ekvivalent doza

$$D_{ekv} = \sum D_i K_i$$

bo'ladi. Ekvivalent doza birligi rentgenning biologik ekvivalenti (ber) deb ataladi 1 rad dozaga ega bo'lgan rentgen yoki gamma-nurlarning to'qimada hosil qilgan biologik effektiga teng bo'lgan har qanday nurlanishning dozasi 1 berga teng deb qabul qilingan.

Shunday qilib 1 ber=1rad*K, bu yerda K-nurlanishning sifat koeffitsenti.

Radiatsion xavfsizlikni ta'minlash uchun har bir kishining bir yil davomida olish mumkin bo'lgan nurlanishining maksimal ekvivalent dozasi bslgilanadi. Agar kishi har yili olgan nurlanish dozasi shu chegara ekvivalent dozadan (CHED) optiqcha bunday nurlanish ta'sirida 50 yil davomida ishllaganda ham kishi sog'lig'ida sezilarli o'zgarish ro'y bermaydi. Radiaktiv nurlanishlar ta'sirida ishlovchi kishilar (A kategoriya) uchun chegara ekvivalent doza 5 ber/yil deb belgilangan. Boshqa kategoriyadagi kishilar uchun bu qiymat taxminan 10 marta kichak bo'lishi kerak. Har xil yoshdagi (A kategoriyadagi) ishchilar olishi mumkin bo'lgan doza qiymati quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$D = 5(N - 18) \quad (3)$$

Bu formulada N - ishchi yoshi. N<18 da formula ma'nosini yo'qotadi, chunki yoshi 18 dan kichik bo'lgan kishilar radiaktiv nurlanish bilan bog'lik bo'lgan ishga qo'yilishi taqiqlanadi. Hamma xollardi yoshi 30 yoshga to'lgan kishi uchun uning organizmida to'plangan doza 60 bardan ortmasligi kerak.

Radiaktiv manba aktivligi nurlanishning ionlashtiruvchi ta'sirini belgilay olmaydi. Bir xil aktivlikka ela bo'lgan xar xil nurlanishlar nurlanishning turiga, energiyasiga, muhitning tabiatiga bog'liq ravishda har xil ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun nurlanishlarning ionlashtiruvchi ta'sirini xarakterlash uchun ionizatsion doimiy deb ataluvchi fizik kanalikdan foydalaniladi. Aktivligi 1 mKi bo'lgan nuqtaviy radiaktiv mabaning undan 1 sm uzoqlikdagi masofada joylashgan nuqtada hosil qilgan doza quvvati o'sha radiaktiv moddaning ionizatsion doimiysini aniqlaydi. Masalan bir xil energiyali gamma - nurlanish tarqatuvchi manbaning ionizatsion doimiysi

$$K_\gamma = \frac{3600 \cdot 3,7 \cdot 10^7 (\tau + \delta) E_\gamma}{6 \cdot 8 \cdot 10^4 \left[\frac{P \cdot \text{sm}^2}{\text{mKu} \cdot \text{soat}} \right]}$$

Bu yerda E_γ – gamma kvantning MeV da o'lchangan energiyasi, τ havoda fotoelektrik yutilish koeffitsenti (sm^{-1}), δ -havoda kompton sochilish uchun yutilish koeffitsenti (sm^{-1}). Formuladagi o'zgarmas ko'paytma dozimetriyada ishlatiluvchi biliklarga (mKu, soat, R va MeV) o'tish natijasida hosil bo'ladi.

Beta - nurlanishli radiaktiv moddalar bilai ish ko'rilganda ikki xil dozimetriyani hisobga olish zapyp. Tashqi beta - nurlar oqimi maxsus o'lchagichlar yordamida o'lchanadi. Agar beta - radiaktiv manba kishi organizmiga kirgan bo'lsa, uiint ta'sirini hisoblash uchun radiaktiv manbaning yarim yemirilshi davrini, yemirishni sxemasini beta - nurlar energiyasini, radiaktiv izotopning konsentratsiyasini va uning kishi organizmida qanday taqsimlanganligini va nixoyat radiaktiv moddaning kishi orgganizmidan chiqib ketishini aniqlovchi funktsiyaning ko'rinishini bilish zapyp.

Radiaktiv moddaning organizmdagi boshlang'ich konsentratsiyasi S bo'lsa, vaqt o'tishi bilan uniig konsentratsiyasi quyidagicha kamayadi:

$$C_t = C_0 e^{-\frac{0,693t}{T_{ef}}} \quad (4)$$

$$T_{ef} = \frac{T_1 T_p}{T_1 + T_p} - \frac{T_1 T_p}{2}$$

Bu yerda T_1 - manbaning yarim yemirilish davri, T_p - organizmda radiaktiv modda yarmisining chiqish effektiv davri,

T_p - manba yarmisining organizmdan chiqish davri. Alfa - zarralarning yutilgan dozasi quvvati ularning energiyasiga bog'liq va quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$P = 2,11 \cdot 10^4 E_n \left(\frac{rad}{soat} \right)$$

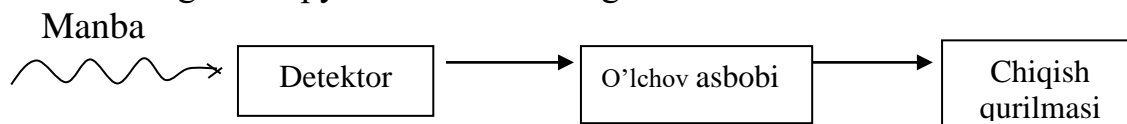
bu yerda E_n - MeV larda o'lchangan α - zarra energiyasi.

Neytronlar turli yadro reaksiyalarida hosil bo'ladi. Neytronning o'zi zaryadsiz bo'lganligi sababli biologik ta'sir etmaydi, lekin u yadrolar bilan to'qnashib, ularni harakatga keltiradi va orbitadagi elektronlarini yo'qotgan tepki atom ion sifatida muhit atomlarini ionlashtiradi. Sekin neytronlar esa muhit atomlarida yutilib, (n, γ) reaksiyani hosil qiladi. Hosil bo'lgan radiaktiv yadro zaryadlangan zarra yoki γ - kvant chiqarib, muhit atomlariga ta'sir ko'rsatadi. Neytronlarning ta'siri ikki bosqichda susaytiriladi. Biriichi bosqichda tez neytronlarni sekinlashshuvchi yengil elementli sekinlatgichlar (suv, parafin) ishlatilsa, ikkinchi bosqichda sekinlashgan neytronlarni yutuvchi (kadmiy, bor va ularning kimyoviy birikmalari) yutgichlardan foydalaniladi.

Dozimetrik asboblari - dozimetrlar

Ionizatsion nurlanishlarning dozasini o'lchovchi asboblari dozimetrlar deb ataladi. Ularning asosiy qismini turli detektorlar tashkil qiladi. Detektorlar turli sanagichlardan iborat. Nurlanishning turiga bog'liq ravishda u yoki bu sanagich tanlab olinadi. Masalan, gamma - kvantlarni Geyger - Myuller yoki sintsilatsion sanagichlar yordamida qayd qilish mumkin. Zaryadlangan zarralar intetsivligi ionizatsion kamera yordamida o'lchanishi mumkin. Detektor sifatida qanday sanagich ishlatilishiga qarab dozimetrlar sintsilyatsion, lyuminestsent, yarim o'tgazgichli, fotodozimetr va h.k larga bo'linadi. Rentgen yoki gamma - nurlarni eksozitsion dozasini o'lchaydigan asboblari esa rentgenometr deb ataladi.

Radiatsion xavf darajasini belgilovchi ekvivalent dozani o'lchaydigan dozimetrlar shkalasi berlarda gradirovkalanadn (ular bermetrlar deb ataladi). 1-rasmda dozimetruning umumiy sxemasi ko'rsatilgan.



1-rasm

Detektorda nurlanish yenergiyasi yutiladi. Unda hosil bo'lgan radatsion effektlar o'lchov asbobida qayd qilinadi. Sterelkali yoki o'zi yozar asbob elektromexanik sanagich (schetchik) tovush yoki yorug'lik signalizatorlari chiqish qurilmasi sifatida ishlatilishi mumkin.

Ekspluatatsiya usuliga qarab dozimetrlar statsionar, ko'chma yoki alohida, kishi olib yuruvchi (individual), dozimetrlarga ajratiladi. Masalan MRM-2 deb ataluvchi mikroretgenometr sferik shakldagi ionizatsion kameradan iborat bo'lib, energiyasi 25 keV dan 3 MeV ga qadar bo'lgan gamma - nurlarning doza kuvvatini 0,01 dan 30 MkR/s diapozon oralig'ida o'lchaydi. DK – 0,2 deb ataluvchi induvidual dozimetr odiy qalamga o'xshash bo'lib, cho'ntakda olib yuriladi. Uning ichiga miniator ionizatsion kamera va bir ipli (simli) elektrometr joylanadi. Ionizatsion kamera kondensator rolini o'ynaydi. Ionizatsion nurlanish ta'sirida ionizatsion kamera ichidagi havo ionlashadi va ionizatson kamerali kondensator razryadlanadi. Kondensatorning razryadlanish darajasi elektrometr ipining og'ishi bilan aniqlanib, nurlanish dozasi o'lchaydi. Sintsilyatsion dozimetrlarda, nurlanish tasirida sintsilyatorlarda hosil bo'lgan yorug'lik chaqnashlari fotoko'paytirgich yordamida elektr signallariga aylanadi va o'lchov asboblari shu signallarni kayd qiladi.

Ishning bajarilish tartibi

1. Dozimetr tuzilishi tegishli qo'llanmadan o'rganilgach ishga tayyorlanadi.
2. Xonada mavjud bo'lgan tashqi nurlanishlar foni o'lchanadi.
3. Lobarantdan olingan radiaktiv manbani ish joyiga joylab, manba konteynerining sirtida va undan 0,5; 1,5 metr uzoqlikda bel, ko'krak va bosh balandligi satxlarda doza quvvati o'lchanadi. Konteynerni ochib yana yukorida ko'rsatilgai hollarda o'lchashlar o'tkaziladi.
4. Konteynerdan chiqayotgan nurlanish yo'lga turli materiallardan yasalgan yutgich - plastinalari joylab yuqorida aytilgan holatlarda manbaning doza quvvati o'lchanadi.
5. Masofaga bog'liq ravishda doza quvvatining 1/R qonunga ko'ra o'zgarishi o'lchash natijalari bilan tasdiqlanishi tekshiriladi.

6) Berilgan manba masalan, $^{177}_{32}\text{Ss}$ uchun uning aktivligi 0 – 20mKu

($E_{\gamma} = 0 \cdot 66\text{MeV}$) bo'lganda R – 0,5; 1; 2 m masofalardagi gamma-nurlanish havfsiz bo'lishi uchun temir ekran qalinligini qanday qilib oliish kerakligi hisoblab

topiladi. Hisoblashlarda $P_0 = \frac{KQ}{R^2}$ ekspozitsioi doza quvvati formulasidai foydalanish mumkin. Temir ekran qalinligini hisoblashda quyidagi 1 jadvaldan foydalanish kerak. Jadvalda sm larda o'lchangan temir ekran ma'lum energiyali gamma -nurlanishlar doza quvvatini necha marta kamaytirishi (K) ko'rsatilgan (Buni hisooblashda xavo uchun to'la chiziqli koeffitsientining qiymati tegishli jadvaldan topilsin)

Temir ekran qalinligi

K	Gamma-kvant energiyasi						
	0,1	0,5	0,66	0,8	1,0	1,25	1,75
1,5	0,5	1,6	1,8	2,0	2,1	2,15	2,3
2	0,7	2,5	2,8	3,1	3,3	3,45	3,8
5	1,4	4,8	5,3	5,7	6,4	6,9	7,8
8	1,7	5,8	6,3	7,1	7,8	8,5	9,6
10	1,9	6,3	7,1	7,7	8,5	9,3	10,6
20	2,3	7,7	8,6	9,4	10,3	11,	13,0

Sinov savollari

1. Yutilgan doza va uning o'lchov birliklari
2. Nurlanish dozasi va doza quvvati
3. Sifat koeffitsenti
4. $\gamma - n$ urlanish dozimetriyasi
5. β - nurlanish dozimetriyasi
6. α - zarralar va protonlar dozimetriyasi
7. Neytron nurlanish dozimetriyasi
8. Chegaraviy ruxsat etilgan nurlanish
9. Nuqtaviy manbaning doza quvvati
10. Atrofimizdagi radiaktivlik

8-Laboratoriya ishi

Mavzu: Geyger-Myuller sanagichining sanash xarakteristikasini va o'lik vaqtini kosmik nurlar yordamida aniqlash

Kerakli asboblari:

1. Ishning tavsifi.
2. Geyger-Myuller sanagichi.
3. Yuqori kuchlanish manbai.
4. PSO 2-4 tipidagi sanash qurilmasi.

Yadrolarning yemirilishida hosil bo'lgan nurlanishlarni qayd qiluvchi priborlarni **detektorlar** deb ataladi.

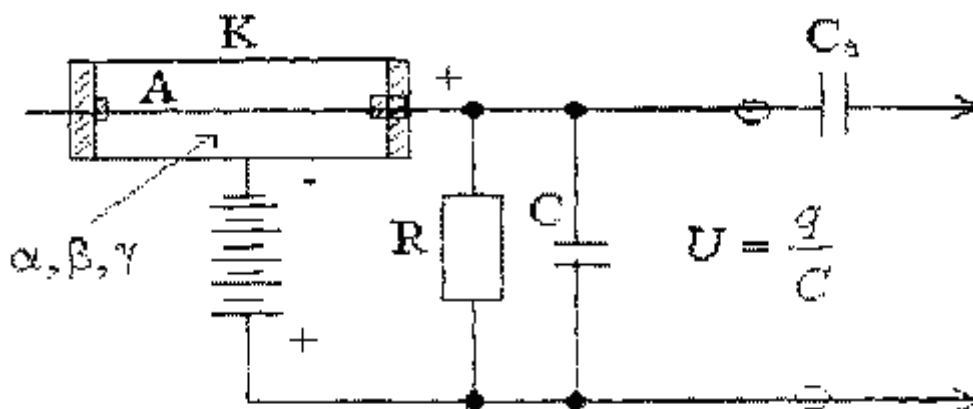
Ko'pincha detektorlarda, radioaktiv nurlanish o'tganda uning atomlari ionlanish hisobiga elektr signallari hosil bo'ladi. O'lchov asboblari esa u signallarini qayd qiladi va o'lchaydi.

Yuqorida aytilgan detektorlarga

- a) Ionizatsion kamera.
- b) Proportsional sanagich.
- v) Geyger-Myuller schetchigi.
- g) Kristal sanagich.
- d) Vilson kamerasi.

e) Uchqun kamerasimisol bo'ladi.

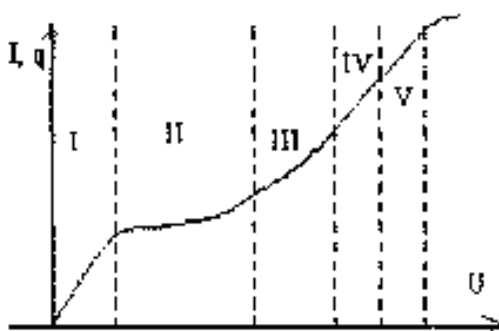
Bularning birinchi 3-tasi *gaz to'lgazilgan detektorlar* deb ataladi. Uning tuzilishi asosan kameradan iborat bo'lib, uning o'rtasidan izolatsiyalangan tola tortilgan bo'ladi. Tola-anod va kamera qarshisi yupqa metall ballon katod bo'lib xizmat qiladi. Agar anod va katod orasiga potentsial berilib anod-katod oralig'idagi gaz muhitdan radioaktiv nurlanish o'tsa, muhitdagi gaz molekullari ionlashadi va har bir aktda bir juft ion va elektron hosil bo'ladi. Hosil bo'lgan ion va elektron anod va katodga berib qo'yilgan potentsial ta'sirida tezlashib zlektronlar o'z yo'lida yana qo'shimcha ionlar hosil qiladi.



1- rasm

Elektr maydonida tezlashgan ionlar katodning ichki yuzasiga urilib undai qo'shimcha ion-elektron emissiya propeesiga asosan ikkilamchi elektronlar urib chikarib o'z navbatida bu zlektronlar ham katod-anod orasida tezlashib ular ham yana muhit gaz molekullarini ionlashtirib ko'chki ionlashish protsessni hosil qiladi.

Anod-katod orasida razryad yuzaga keladi. Natijada anod-katodning razryad orqali qisqa tutashuvi yuzaga keladi va R qarshilikda $\tau = R \cdot C$ vaqgga teng kuchlanishnng tushuvchi impulsi elektr signali yuzaga keladi. Bu nmpulsi S_a - ajratuvchi kondensator orkali qayd qiluvchi priborga uzatiladi. Bunday quchlanishning pmpulsi xar bir kamera orqali o'tayotgan ionlashtiruvchi radiaktiv nurlanishda yuzaga keladi. Shu sababdan ham impulslar soni o'tgan radioaktiv zarrachalarga teng bo'ladi.



2- rasm

1-rasmda keltirilgan ionizatsiyaga asoslangan xam bosimda gaz tulg'azilgan kameraning Volt-amper xarakteristikasi 2-rasm da keltirilgan kabi bo'ladi, VAX kuchlanishga bog'liq bu grafikni chuqurroq tahlil qilinsa uni asosan 5 sohaga bo'lish mumkin, 1-chi ionazitsion kamerada ion va zlektronlar rekonbinatsiya chegarasi

bo'lib unda ionlar toki juda kichik bo'ladi, II-soha esa ionlashtiruvchi kamera rejimida bo'lib kameralash razryad toki o'zining to'yinish qiymatiga chiqadi va anod-katod potentsiallari farqning ancha qiymatida ham ion toki o'zgarmaydi.

Agar kameraga ionlashtiruvchi radioaktiv zarracha tushsa uning xosil qilgan zaryadini S kondensator integrallab, to'plab nurlanish dozasini katta zarracha energiyasini ham o'lchash mumkpn. S-soha esa ionlashtiruvchi radioaktiv nurlanish kamera sohasiga tushsa, u tokni biror III koeffitsentga kuchaytirib tok proporissonat o'sish sohasiga to'g'ri keladi. Bunda M ni *gazni kuchaytirishi koeffitseshpi* deb ataladi. Shu sababdan ham bu sohani *proportsiaial sanagich sohasi* deb ataladi.

Agar kameraga berilayotgan kuchlanishni yana ham oshira borilsa IV-sohaga o'tadi. Odatda bu sohani *Geyger-Myuller sohasi* deb ataladi. Ko'pincha radioaktiv zarrachalarning sonini proportsianal sanagichlar yordamida sanaladi. Bunday sanagichlarda har bir tushgan radioaktiv zarracha bitta ko'chki ionizatsiya xisobiga hosil bo'lgan mustakil razryadlar soni orkali sanaladi. Boshqacha aytganda sanagich anod tolasiga yetib kelayotgan elektronlar hosil bo'lgan birlamchi elektronlardan gazli kuchaytirgich M marta ko'payib ko'chki hosil bo'ladn. Shu sababdan ham gazli kuchaytirgich uchun

$$M=N/n$$

bu yerda N – ko'chkida hosil bo'layotgan elektronlar soni, p - radioaktiv nur katod-anod orasidagi muhitdan o'tganda hosil bo'lgan birlamchi elektronlar. Sanagichlar hosil bo'ladigan mustaqil razryad radioaktiv zarrachalar intensivligi katta bo'lganda zarrachalar sonini aniq sanashga halaqit beradi, ya'ni razryad uchmasdan muhitga tushgan zarrachani sanagich sanay olmaydi. Shu sababdan ham hosil bo'lgan mustakil razryadni iloji boricha tez so'ndirish zarur bo'ladi.

Razryadni so'ndirishning bir qancha usuli mavjud. Birinchi sanagich anodiga ketma-ket katta qarshilik ulanadi. Natijada razryad boshlanishi bilan katta ballas qarshiligida kuchlanish tushib anod-katod kuchlanishi razryad yonish kuchlanishdan pasayib ketib razryad to'xtaydi.

Ikkinchisi. kameraga to'lg'azilgan gaz sostaviga -10% murakkab molekulali birikmalar bug'ini qo'shish yo'li bilan (spirt, atseton va boshqa bug'i). mustaqil razryadni so'ndirish mumkin. Odatda kuchni ionizatsiya birlamchi elektronlarning gaz molekuladari tolaga tushguncha ionlashtirib o'z navbatida elektronning gaz molekulalari bilan har to'qnashganda bitta ion va bitta elektron hosil bo'lib, elektronlar o'z yo'lida yana gaz molekulalarini ionlashtirib ko'chkiga asos bo'la boshlaydi. Lekin hosil bo'lgan nonlar katodning ichki yuzasiga urilganda elektronlar chiqib, u elektronlar ko'chki hosil qilishda ishtirok qilib, uni yana ham kuchaytiradi. Bundan tashqari, elektronlar ta'sirida uyg'ongan atomlar va katod yuzida ionlar rekombinazatsiyasida ultrabinafsha nurlar xosil bo'ladi. O'z navbatida ultrabinafsha nurni yutgan atomlarda fotoeffekt hisobiga ko'shimcha elektronlar hosil bo'lib ko'chkini yana ham kuchaytiradi.

Kamera ichiga to'lg'azilgan gazga qo'shilgan murakkab molekulasi organik birikib ana shu ultrabinafsha nurlarni yutadi va uni parchalaydn. Natijada ultrabinafsha nur hisobiga hosil bo'ladigan elektronlar kamayadi, bu o'z navbatida razryadning so'nishini tezlashuviga olib keladi. Bundan tashqari tola atrofida hosil bo'lgan musbat ionlar tezda katod tomon tarqashi razryadni so'ndirishga olib keladi.

Bunday sanagichlar albatta ham o'lcham katta va katta kuchlanishda ishlaydi. Bundan tashkari murakkab molekulali qo'shimcha modda parchalanib ketse, sanagich ishdan chiqadi uning xarakteristikasi tiklanmaydi.

Keyingi paytlarda sanagichlarni to'lg'azilgan gazni neon va qo'shimcha gaz sifatida 0.1% brom qo'llanishp sanagichning katod-anod kuchlanishini 200-450 V gacha kamaytirishga va o'lchamini kichraytirishga olib keldi va sanagichdagi razryad o'z-o'zidan so'nadigan bo'lar ekan, hamda sanagichning potentsial hisoblanadi. Neonning potentsial ionizatsiyaep 21,5 (upg'onish potentsial 16,5 eV) va bromning potentsial ionizatsiyasi 12,8 eV bo'lganidan anod tola yonida elektr maydoni katta bo'lgani uchun atomlar soni ko'p gaz neon atomlari ko'plab uyg'onadi. Uning bunda11 uyg'ongan holatda bo'lish vaqti 10^{-4} - 10^{-2} larni tashkil qilgani uchun tola atrofida neon uygongan atomlar soni ko'payib ketishga olib keladi.

Neonning uyg'ongan holdan normol holga nurlanib qaytish paytida brom atomi bilan to'qnashishi brom atomining ionlashishga olib keladi. Ionlashish jarayonida hosil bo'lgan elektronlar anod-katod maydonida tezlashib, ular yana qo'shimcha ionlar hosil qiladi. Qisman ionlar va uygongan atomlar nurlanish hisobiga asosiy holatga qaytayotganda ultrabinafsha nurlanish chiqaradi. U nurlanish gazlarda kam yutilgani uchun sanashch katodi yuzidan fotoelektronlar urib chiqaradi. Bu elektron anod potentspali tezlashayotib yana qo'shimcha ionlar hosil qilib kuchli ionizatsiya - razryad hosil qiladi. Natijada tola atrofida musbat zaryadlar ko'plab to'planib kuchlanishning tushuvi kamayib elektr maydoni keskin susayadi. Bu hol o'z navbatida razryadnish to'xtashiga, so'nishiga odib keladi. SHunday qilib, bunday o'z-o'zidan so'nuvchi razryadli radpoaktiv nurlanishning zarracha yoki kvantlarining sanovchi sanagich u orqali o'tgan zarrachani bitta ko'chki razryad sifatida qayd qiladi va bu ko'chki razryad tezda so'nmaguncha keyingi sanagichga tushayotgan zarrachani kayd qila olmaydi. Shu razryad pantida tushgan zarralarni sanagich sanay olmaydi. Razryad yongandan zarralarni sanay olmaydigan paytni "o'lik vaqt" deyiladi. Sanagichning tolasi anod atrofida brom ionlarining ko'papib ketishi va u ionlarning katodga qarab tarqadishi, anod-katod orasida kuchlanishning pasayib ketishiga va u o'z navbatida razryadning so'nishsha olib keladi. Shunday qilib, galoidli sanagichlar ham o'lcham kam ham ishchi kuchlanishi kichikligi va sanash xarakteristikasi ($\sim 10^7$ impl/sekund) yaxshiligi hozirgi zamonda uning ko'plab ishlashiga olib keldi.

Kosmik nurlanishni qayd qilish yo'li bilan sanagichning sanash xarakteristikasini olish.

Kosmik nurlar deb, Yerga kosmosdan kelib tushadigan elementar zarrachalar va atom zarrachalariga (asosan proton) aytiladi. Kosmik nurlarni birlamchi va ikkilamchilarga bo'linadi.

Birlamchi kosmik nurlar deb Yer atmosferasining yuqorigi chegarasiga yetib kelganlariga aytiladi. Ularni energiyalari juda katta va turlari xam ko'p bo'ladi. Bu birlamchi kosmik nurlar Yer atmosferasi yuqori katlamida atomlar bilan o'zaro ta'sirlashib ikkilamchi kosmik nurlanishlar xosil kiladi. Shu nkkilamchn kosmik nurlanishlar asosan ikki komponentdan iborat bo'ladi: birnichisi kam energiyali elektronlar pozitronlar va fotonlardan iborat bo'lgan β^- , β^+ , γ . ikkinchi komponenti

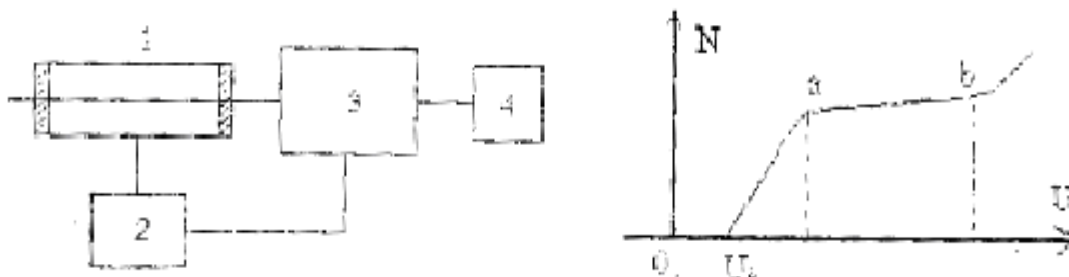
esa juda katta energiyali μ -mezonlar $m_\mu = 200m_c$ va boshqa elementar zarralardan iborat bo'ladi (μ -mezon, ν va $\bar{\nu}$).

Bu komponentlarning kam energiyalarning "yumshoq" va katta energiyalarini esa "qattiq" komponentlar deb ataladi.

"Yumshoq" komponentlari (β va γ nurlanishlarni) qand qilishi uchun radiometr qo'llaniladi. Bundan radiometrlar asosan 1-Geyger-Myuller schetchigi, 2-yuksak kuchlanish to'rtlagich. 3-impulslarni kuchaytirgich va qayd qiluvchi 4-dan iborat bo'ladi (Rasm 3.).

Agar Geyger-Myuller sanagichiga berilayotgan yuksak kuchlanishini yetarli darajada kichik kuchlanishdan oshira borsak avvaliga sanagich xech qanday zarrachani sanamaydi. Agar $N=f(U)$ grafigini (Rasm-8) tuzsak U_3 kuchlanishning qiymatida kurilma ikkilamchi kosmik nurlanish hisobiga yuzaga kelgan tabiiy radioaktiv fon hisobiga impulslarni qayd qila boshlaydi.

Geyger-Myuller sanagichga berilgan U_0 kuchlanishni sanagichda razryad yonish boshlanish kuchlanish deyiladi. Tabiiy radioaktiv fining nurlanish qiymati o'zgarmaganda kuchlanishni U_0 dan oshira borganda sanagichning sanash kobiliyati osha boradi va a nuqtaga yetganda sanagichning vakt birligidagi sanashi to b nuqtaga mos kuchlanishgacha (kuchlanishni oshirganda ham o'zgarmay qoladi. Lekin kuchlanishning keyingi oshishi sanagichda mustakil razryad boshlangani uchun $N=f(U)$ keskin ko'tarilib ketadi. Sanagichning ana shu



3- rasm

$N=f(U)$ munosabatiga sanagichning sanash Xarakteristikasi deyiladi.

Sanagichga beriladigan ishchi kuchlanishi ana shu xarakteristikadan aniqlanib a va b orasida, a nuqtaga to'g'ri kelgan kuchlanishdan platada a va b oraliqning $2/3ab$ ga mos kuchlanish olinadi.

Sanagichning sanash xarakteristikasini aniqlash.

1. Qurilmani ishga tayyorlang.
2. Tok manbasidagi dekadniy pereklyuchatelni 0,5 V ga ko'ping.
3. B-1 blokning "Sbros" knopkasini bosib kurilmani ishga tayyorlang.
4. "Pusk" va sekundomerni birga ishga tushirib, 3-5 minutdan impulsar sonini qayd qiling.
5. Har 0,1 V dan o'lchashni takrorlab natijalarni jadvalga yozib $N=f(U)$ grafigini 2,5 V gacha tuzing.

Nazorat uchun savollar.

1. Koinot nurlarining birinchi va ikkinchi komponentlari tarkibi qanday?
2. Beta nurlanish qanday zaryadli zarralar oqimidan iborat?
3. Gamma nurlanishni tushuntirib bering.
4. Rentgen nurlanishi deb nimaga aytiladi?
5. Aktivlikning SI sistemasidagi va sistemaga kirmagan birliklarini izohlang?
6. Ish tartibini tushuntiring

9-laboratoriya ish

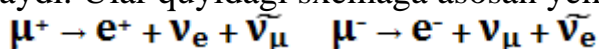
$\pi \rightarrow \mu \nu_{\mu}$ yemirilishni o'rganish

Massasi elektron massasidan katta lekin praton massasidan kichik oraliq massaga ega bo'lgan zaralar mezonlarning mavjud bo'lishi haqidagi fikrni birinchi marta yapon fizigi Yukava 1935 yilda aytilgan edi.

U oddiy hisoblashlar asosida yadro maydoni kvanti mezonlarning massasi 200-300 elektron massasiga teng bo'lishi kerakligini ko'rsatdi. Shu dastlabki "qalam uchida" kashf etilgan mezonlar tez orada tajribada ham kuzatildi.

μ va π mezonlarning kashf etilishi

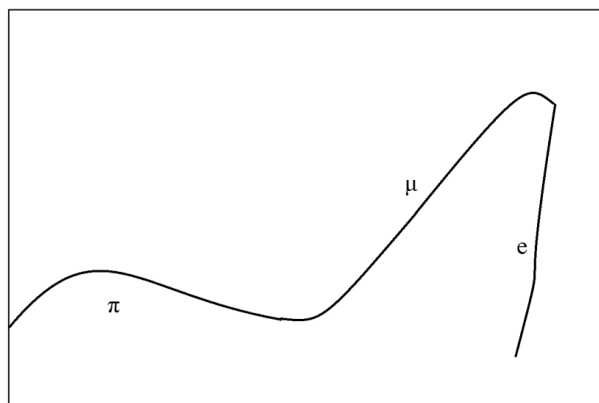
Myu – mezon 1938 yilda K Anderson va S.Medermayner tomonidan kosmik nurlir tarkibini Vilson kamerasi yordamida o'rganish jarayonida kashf etildi va uning xususiyatlarini o'rganish natijasida quyidagilar aniqlandi. Myu – mezon massasi $m_{\mu} = (206.76 \mp 0.003)m_e$ U barqaror emas. O'rtacha yashash vaqti $T = 2.2 \cdot 10^{-6} s$. Tabiatda manfiy va musbat zaryadlangan mezonlar (μ^+ va μ^-) uchraydi. Ular quyidagi sxemaga asosan yemiriladi:



Myu – mezonlar myuonlar, Pi – mezonlar ezsa pionlar deb ham ataladi. Myuonlar spinlari 1/2 ga teng va fermionlar qatoriga kiradi.

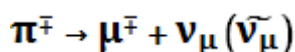
Avval fiziklar by kashf etilgan myuon Yukava mezonining o'zi bo'lsa kerak deb o'yladilar. Lekin ularning modda bilai kuchsiz ta'sirlashishi aniqlandi. Shuningdek, monlar yemirilishi kuchsiz ta'sir vositasida yuz beradi. Shuning uchun ham kuchli ta'sir vositasida yuz beruvchi yadro reaksiyalarida myuonlar hosil bo'lmaydi aa ular yadro reaksiyalarini hosil qilmaydi. Myuonlar keyinroq kashf qilingan pionlarning yemirilishi natijasida hosil bo'lishi aniqlandi.

Myuon magnit momonti elektron magnit momentidan 207 marta kichik. Shunday qilib myuon elektronga juda o'xshab ketadi. Ular faqat massalari bilan farq qiladi. Pionlar 1947 yilda ingliz fizigi Pauell tomonidan fotoemulsiya yordamida koinot nurlari tarkibida kashf egildi. U fotoemul'siyada 1 - rasmda ko'rsatilgan xolga o'xshash zarra izlarini kuzatadi.



1-rasm

Bu hol $\pi \rightarrow \mu + \nu$ yemirilish deb ataladi. Ikkilamchi kosmik nurlar tarkibida hosil bo'lgan yoki π^+ yoki π^- mezonlar μ^+ yoki μ^- mezonlarga yemiriladi. Yemirilish quyidagi sxema buyicha boradi.



Aniq o'lchashlardan pionlarning uch hil π^+ , π^- va π^0 mezonlar mavjudligi ma'lum bo'ladi.

π^0 – mezon yemirilishi ikkita gamma kvant hosil bo'ladi. Uning massasi $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$. π^+ va π^- - massalari va yashash vaqti bir hil bo'lib, $m_{\pi^{\mp}} = 140 \text{ MeV}$, $t_{\pi^{\mp}} = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ va $t_{\pi^0} = 0.83 \cdot 10^{-16} \text{ s}$. Barcha pionlarning spini nolga teng, izatopik spini $t=1$ va izatopik spin proeksiyasi $\pi^{\mp} = \mp 1$ va $\pi^0 = 0$

Pionlar radiaktivdir va ular yadro kuchini tashuvchi vositachi zarra hisoblanadi. Nuklonlar o'zaro virtual pionlar bilan almashinib ta'sirlashadi.

Pionlar manfiy myuondan farqli ravishda muxitda deyarli yemirilmaydi. Chunki ularning muxit atom yadrolari bilan yadroviy ta'sir etish extimolligi yemirilish extimolligidan ancha kanadir. Shuning uchun ham manfiy pionlar muxit atom yadrolari tomonidan yutilib, "sigma yulduz" deb ataluvchi yadro reaksiyasini hosil qiladi. 1-rasmda ko'rsatilgan yemirilishda pion avval muxitda tormozlanib to'xtagach, myuonga yemiriladi. Energiya va impulsning saqlanish qonuniga ko'ra hosil bo'lgan myuonning kinetik energiyasi doim bir hil uzunlikdagi 600 mkm izni hosil qiladi. Pionning yemirilishida ajralgan energiyaning asosiy qismi 29 MeV myuon neytrinosining yoki antineytrinosining kinetik energiyasiga sarflanadi. Myuon yemirilishida esa uchta zarra hosil bo'lgani uchun elektron yoki pozitronning kinetik energiyasi har safar har hil va odatda MeV dan kichik bo'ladi. Ajralgan energiyaning qolgan qismi myuon va elektron neytrinosining yoki antineytrinosining kinetik energiyasiga sarflanadi.

Zamonaviy kvark modeliga asosan pionlar kvark-antikvarklar juftligidan tashkil topgandir.

Fotoemul'siya usuli

Zaryadlangan zarra va turli yadro reyaksiyalarini o'rganishda fotoemulsiya usuli keng ishlatiladi. Fotoemulsiya odatda bromli kumush mayda kristallarining jeletinadagi qorishmasidan iborat. Lekin zaryadlangan zarralarni qayd qiluvchi yadroviy fotoemulsiya tarkibi oddiy fotografiyada pshlatiladigan fotoemulsiya tarkibidan AgBr konsentratsiyasining kanaligi (65%) bilan farqlanadi. Yadroviy fotoemulsiyalarda kristall donalarining kanaligi maydaroq (0,03 mkm) bo'ladi. Fotoemulsiya qalinligi bir necha yuz mkm ga qadar qilib olinadi. Ba'zi bir necha fotoemulsiya qatlamlari birga olinib, fotoemulsiya kamerasi sifatida ham ishlatilishi mumkin.

Zaryadlangan zarralar fotoemulsiya orqali o'tganda molekulalarni bir qismini ionizatsiya ta'siri tufayli parchalaydi va AgBr kristall donalarida uncha katta bo'lmagan miqdorda Ag metall ajraladi.

Agar har bir kristall donasida 30 dan ortiq erkin Ag atomi ajralsa tegishli eritmalar yordamida fotoemulsiyaga ishlov berilgach, zaryadlangan zarra o'tgan trayektoriya bo'ylab mikroskop ostida qora dog' bo'lib ko'ringuncha kristall donachalaridan tuzilgan iz – trek hosil bo'ladi. Trek bo'ylab hosil bo'lgan donachalar zichligi zarraning ionizatsiyalash qobiliyatiga bog'liqdir. Odatda donachalar zichligi 100 mkm trekdagi donachalar soni bilan o'lchanadi. Zaryadlangan zarraning ionizatsiyalash qobiliyati o'z navbatida zarraning bir uzunlik birligiga teng bo'lgan masofada muhitda yo'qotgan energiyasi bilan harakterlanadi. Zaryadlangan zarra muxit orqali o'tganda o'z energiyasini muxit atomlarini ionizatsiyalashga va atom elektronlarini qo'zg'otishga sarflaydi. Natijada ma'lum energiyaga ega bo'lgach zaryadlangan zarra fotoemulsiyada ma'lum masofani bosib o'tib to'xtaydi. Bir birlik zaryadli zarraning fotoemulsiyada bosib o'tgan yo'li bilan uning energiyasi orasidagi bog'lanish quyidagi emperik formula bilan ifodalanishi mumkin:

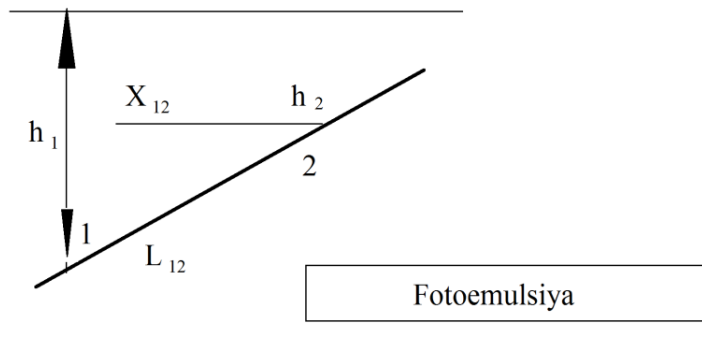
Ishning bajarish tartibi

Fotoemulsiyadagi myuon izini uzunligini o'lchashda MBI – 3 mikroskopidan foydalaniladi. Trek uzunligini o'lchashdan oldin mikroskop va okulyar mikrometr tuzulishi va ishlash printsipini o'rganib chiqio' zarur. Fotoemulsiyadagi yemirilishni toiish uchun mikroskopga kattalashtirishi 10 ga teng bo'lgan okulyar va 20 teng bo'lgan ob'ektiv qo'yiladi. So'ng tegishli fotoemulsiya platinasi mikraskop stolchasiga joylanadi. Mikroskopda fotoemulsiya tasvirini topish uchun ob'ektivni fotoemulsiya sirtiga yaqin joylash kerak. So'ng mikroskop tubusini sekin ko'tarib, fotoemul'siya tasvirini mikroskopda topish kerak. Mikraskop okulyarlari oralig'ini kuzatuvchining ko'ziga moslab o'zgartirgach ikki ko'z bilan kuzatilayotgan tasvir bitta bo'lib ko'rinadi. Fotoemulsiya yemirilish tasvirini topish uchun mikroskop mikrovidandan foydalanish zarur. Myuon izini uzunligini o'lchash uchun trekni to'g'ri

uchastkada bo'laklarga bo'lib o'lchash kerak. 2-rasmda ko'rsatilgan trekt bo'lagining 1 va 2 nuqtalari orasidagi uzunligi l_{12} quyidagi formula asosida hisoblanadi.

$$l = \sqrt{x_{12}^2 + [(h_1 - h_2)k]^2} \quad (2)$$

Bu yerda x trek bo'lagining mikroskopda ko'rinuvchi va fotoemulsiya sirtiga parallel sirtida yotuvchi proektsiyasi, 1 va 2 nuqtalardan fotoemulsiya sirtiga qadar olingan masofalardir.



2-rasm

Ular mikroskopning mikrovint yordamida o'lchanadi. (2) formuladagi k - fotoemulsiya qalinligining koeffitsentidir. Bu koeffitsent fotoemulsiyaning boshlang'ich qalinligini (400 mkm) so'nggi (ochartirilgandan va quritilgandan so'ng) qalinligiga nisbatidir. Agar trek n ta to'g'ri uchastkali bo'laklarga bo'lingan bo'lsa, bo'laklar uzunliklarining yig'indisini olib myuon izining to'la uzunligi P topiladi. P ni bilgan xolda formuladan myuonning kinetik energiyasini hisoblab topish mumkin. Myuonning kinetik energiyasini bilgan xolda quyidagi formula asosida myuon neytrinosining tinchlikdagi massasini topish mumkin.

$$m_{\nu_{\mu}} = N (m_{\pi} - m_{\mu})^2 - 2E_{\mu}m_{\pi}$$

Bu formulada barcha tinchlikdagi massalar MeV birliklarda olinadi.

Sinov savollari

1. μ^+ va μ^- zarralar,
2. μ^0 mezonlarning parchalanishi,

3. π^+, π^- va π^0 mezonlar

10-Laboratoriya ishi
Mavzu: Radioaktiv manbaning absolyut aktivligini
mos tushuv usulida aniqlash

Nazariy tushuncha

Radioizoton nurlanishini sanayotgan qayd qilgichdagi impul'slar soni radiaktiv manbadagi yemirilishlar sonidan kam bo'ladi. Qayd qilgich kelayotan hamma nurlanishni bitta qo'ymay sanagan taqdirdagina xam, bari - bir ikkita xolat mavjudki, shulur tufayli sanagich samaradorligi kamayadi. Birinchidan, radioizotop joylashgan nuqtadan qayd qilgichning sezgir yuzasi ko'rinayotgan fazoviy burchak burchakning ulushini tashkil qiladi. Ya'ni radioizotopdan chiqayotgan β - zarralar hammasi ham qayd qilgich tomonga yo'nalgan bo'lmaydi. Ikkinchidan, kerakli yo'nalishni olgan beta zarralar, radioaktiv manbaning o'zida sochilishi, yutilishi va yo'lda - havoda va qayd qilgich devorida yutilishi mumkin.

Radioaktiv manbaning absolyut akgivligi «A» bilan qayd qilgichdagi sanash tezligi orasidan quyidagi bog'lanishni yozish mumkin.

$$n = A \cdot W$$

Bu yerda W - yemirilishning qayd qilish ehtimolligi.

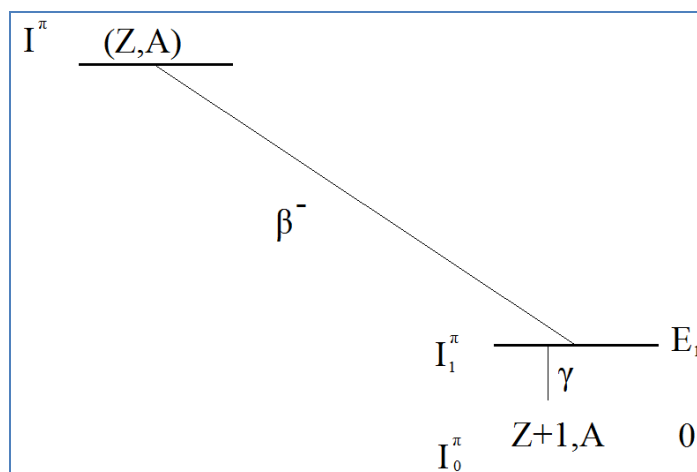
Yemirilishni qayd qilish extimolligi eksperimental qurilmaning geometriyasiga beta - zarralar energetik spektriga va beta - zarralar yo'lida qanday materiallar mavjudligiga bog'liq:

$$W = k \cdot \frac{\omega}{4\pi}$$

bu yerda « ω » — qayd qilgich sezgir yuzasi ko'rinadigan fazoviy burchak, «k»-qayd qilgich tomon uchayotgak beta - zarraniig radiaktiv manbada sochilmaslik va yutilmaslik, yo'lda, havoda va qayd qilgich devorida yutilmaslik o'rtacha ehtimolligi.

Eksperimental yadro fizikasida absolyut aktivlikni aniqlash usullari ishlab chiqillan. Shular tufayli yemirilishni qayd qilish ehtimolligini aniqlash iisbatan ishonarli bo'ldi. Shunday usullardan birini Videnbek taklif qilgan.

Ushbu usulni sodda yemirilish sxemasiga ega radioizotopni aktivligini o'lchash uchun qo'llash o'rinalidir. Radiozotop beta - yemirilishdan so'ng yagona γ -kvantni chiqarishi kerak.



1-rasm

Shunday yemirilish sxemasiga ega radiaktiv, mostushuv qurilmasiga ulangan ikkita qayd qilgach orasiga qo'yiladi. Birinchi qayd qilgich gamma — kvantlarni qayd qiladi (sintsillyatsion detektor). Ikkiichi qayd qilgich beta - zarralarni qayd qiladi (Geyger—Myuller qayd qilgichi). Bu qayd qilgich beta - zarralar bilan bir qatorda gamma - kvantlarini oz miqdorda bo'lsa ham qayd qiladi. Shuning uchui, gamma - nurlarni beta qayd qilgichdagi hissasini hisobga olish uchui, beta qayd qilgich bilan ikkita tajriba o'tkazamiz. Birinchi tajribani beta - zarralarni yutuvchi to'siq bilan o'tkazamiz. Ikkinchi tajribani to'siqsiz o'tkazamiz. Bu holda radiaktiv manbadan chiqayotgan nurlanishlar (beta -zarralar va gamma - nurlar) bevosita beta-qayd qilgichga tushadi. Beta - qayd qilgichda qayd qilingan beta-zarralarni soni, to'siqsiz va to'siq bilan o'tkazilgan tajribalarda olingan impul'slar sonining ayirmasiga teng bo'ladi: $N_\beta = N_{\beta+\gamma} - N_\gamma$

Beta qayd qilgichda beta - zarralar hosil qilgan impul'slar soni (vaqt birligi ichida) va gamma - qayd qilgichda gamma - kvantlar hosil qilgan impul'slar soni uchun quyidagi munosabatlarni yozamiz:

$$n_\beta = A_0 \cdot W_\beta \quad (2)$$

$$n_{\gamma} = A_0 \cdot W_{\gamma} \quad (3)$$

Bu yerda A_0 — radioaktiv manbaniig absolyut aktivligi. $W_{\beta} \cdot W_{\gamma}$ — beta va gamma qayd qilgichlarda beta - va gamma - nurlanishlarni qayd qilish o'rtacha ehtimolligi.

Endi beta - zarralar bilan gamma-nurlar mostushuvini aniqlaydigan analitik ifodani topamiz. Ko'pchilik radioizotoplarda chiqargan gamma - nurlanish yo'nalishi bilan undan oldin sodir bo'lgan beta - zarralar chiqish yo'nalishi orasida o'zaro bog'liqlik yo'q shu tariqa gamma - nurlarni qayd qilish ehtimolligi W beta - zarraning qayd qilingan yoki qilinmaganligiga bog'liq emas. Bu ikki hodisani (beta – zarralar va gamma - nurlar qayd qilinishi) o'zaro mustaqil ravishda ro'y berishini nazarda tutib, o'zaro mos tushuvini murakkab va ularni bir vaqtda ro'y berayotgan hodisalar deb qaraymiz. Shuning uchun mostushuv ehtimolligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$W = W_{\beta} \cdot W_{\gamma}$$

Mostushuvlar soni teng bo'ladi:

$$n_{mos} = A_0 W_{\beta} \cdot W_{\gamma} \quad (4)$$

Yuqoridagi (2), (3) va (4) ifodalardan foydalanib aktivlik ifodasini topamiz:

$$A_0 = n_{\beta} \cdot n_{\gamma} \cdot n_{mos} \quad (5)$$

Radioizotopning aktivligi aniqlangandan keyin (2) va (3) ifodalar orqali ushbu qurilmaning W_{β} va W_{γ} ehtimolliklarini topish mumkin.

Ishning bajarish tartibi

Mostushuv qurilmasinig 1 - kanali gamma-nurlarini qayd qiluvchi chaqnash qayd qilgichga, 2-kanali beta - zarralarni qayd qiluvchi Geyger - Myuller qayd qilgichga ulanadi. Radioaktiv manbadan chiqayotgan gamma va beta-nurlanishlar qayd qilgichlar ulangan elektr zanjirida impul'slar hosil qiladi Bu impulslar mostushuv qurilmasining 1 - va 2 - kanallariga beriladi va mostushuv hodisasi qayd qilinadi. Ishni bajarishda quyidagi tartibga rioya qilinadi: (5) ifodadan radiaktiv manbaning absolyut aktivligi aniqlanadi. Impul'slar sonining absolyut xatoligi teng:

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

Sanash tezligining absolyut xatoligi teng:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{n}{t}}$$

Beta - zarralar sonining absolyut xatoligi teng:

$$\Delta n_{\beta} = \sqrt{\left(\Delta n_i\right)_i^2 + \left(\Delta n_{\beta+\gamma}\right)_{\beta\gamma}^2}$$

Absolyut aktivlik xatoligi quyidagi ifodadan topiladi:

$$\Delta A = A_0 \sqrt{\left(\frac{\Delta n_{\beta}}{n_{\beta}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{\gamma}}{n_{\gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{mos}}{n_{mos}}\right)^2}$$

$$\text{Yoki} \quad \Delta A = A_0 \sqrt{\frac{1}{N_{\beta}} + \frac{1}{N_{\gamma}} + \frac{1}{N_{mos}}}$$

Ishning natijalari quyidagi jadval ko'rinishida beriladi

Qayd qilgich	N	t, s	ΔN	$n, \frac{1}{s}$	Δn	$A_0, \frac{1}{s}$	ΔA_0
Gamma							
Beta to'siq							
Beta to'siqsiz							
Beta							
Mostushuv							
Aktivlik							

Sinov savollari

1. Radioaktiv yemirilish qonuni
2. Aktivlik formulasi. Aktivlikni o'lchov birliklari
3. Radioizotopning yemirilish sxemasi.
4. Yadro nurlanishlari o'rtasida mostushuv sodir bo'lishi.
5. Kanallardagi impul'slar soni bilan mostushuv impul'slar soni orasidagi

tafovutni tushuntiring.

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI

**FANIDAN
AMALIY MASHG'ULOTLARI**

АТОМ ЯДРОСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ ФАНИДАН МАСАЛАЛАР ВА МАШҚЛАР ТЎПЛАМИ

1. $^{226}_{88}\text{Ra}$ радий учун ярим парчаланиш даврини аниқланг. 3100 йил ичида бошланғич пайтдаги атомларнинг қанча қисми парчаланеди?
2. $^{235}_{92}\text{U}$ ва $^{238}_{92}\text{U}$ ядроларининг боғланиш энергиясини ҳисобланг. Уран-235 нинг массаси 235,0493 м.а.б. га, уран-238 нинг массаси 238,05353 м.а.б. тенг. ($m_p=1.00728$ м.а.б., $m_n=1.00866$ м.а.б.)
3. $^{11}_5\text{B}$ бор ядросининг боғланиш энергиясини ҳисобланг. Бор-11 нинг массаси 11,0093 м.а.б. га тенг. ($m_p=1.00728$ м.а.б., $m_n=1.00866$ м.а.б.)
4. $^{10}_5\text{B}$ бор атоми ядроларини ^2_1H огир водород ядролари билан бомбардимон қилинганда $^{10}_5\text{B} + ^2_1\text{H} \rightarrow (^{12}_6\text{C}) \rightarrow 3^4_2\text{He}$ ядро реакцияси содир бўлади. Мазкур айланишда ажралиб чиқадиган энергияни аниқланг.
5. μ^- -мюон тинч турган электрон билан рупарама-рупара эластик тукнашди. Агар тукнашишгача μ^- - мюоннинг кинетик энергияси $E_k=100$ МеВ булса, тепкили электроннинг кинетик энергиясини топинг.
6. ^9_4Be бериллий ядроси дейтронни ютиб, $^{10}_5\text{B}$ бор ядросига айланди. Реаксия тенгламасини ёзиб ва ажралиб чиққан энергияни топинг.
7. $^9_4\text{Be} + ^4_2\text{He} \rightarrow (^{13}_6\text{C}) \rightarrow 3^4_2\text{He} + ^1_0\text{n}$. Ядро реакциясида ютиладиган энергияни топинг.
8. 1,0 кг массали. $^{238}_{92}\text{U}$ уран бўлагиди 1 с ичида қанча ядро парчаланеди? Бу ураннинг активлиги қандай?
9. Импульслари 1,0 GeV/c ва 10 GeV/c (с-ёруглик тезлиги) бўлган протонларнинг кинетик энергияларини топинг
10. Массаси 1 г бўлган $^{232}_{90}\text{Th}$ торий 1 с ичида қанча α -заррача чиқаради?
11. Агар массаси 1,0 г булган $^{210}_{83}\text{Bi}$ висмут 1 с да 4,58 (10^{15} та α -заррача чиқариб туриши маълум бўлса, висмутнинг ярим парчаланиш даврини топинг.

12. Агар $^{210}_{84}\text{Po}$ полонийнинг бошланғич пайтдаги массаси 0,2 г бўлса унинг 2 мг массаси қанча вақт ичида парчаланиб бўлади?
13. ^9_4Be бериллий ядросининг боғланиш энергиясини ҳисобланг. Бериллий-9 нинг массаси 9.01218 м.а.б. га тенг. ($m_p=1.00728$ м.а.б., $m_n=1.00866$ м.а.б.)
14. Агар радиоактив парчаланиш маҳсулотлари тўхтовсиз олиб кетиб турилса, қанча вақт ичида $^{210}_{84}\text{Po}$ полоний препаратидаги атомларнинг 75,0% и емирилиб бўлади?
15. $^{226}_{88}\text{Ra}$ радий учун ярим парчаланиш даврини аниқланг. 3100 йил ичида бошланғич пайтдаги атомларнинг қанча қисми парчаланadi?
16. $^{222}_{86}\text{Rn}$ радиоактив радон намунасида (препаратида) ярим парчаланиш даври 3,825 сутка булган 10^{10} та радиоактив атом бор. Бир сутка мобайнида қанча атом парчаланadi?
17. ^9_4Be бериллий ядросининг боғланиш энергиясини ҳисобланг. Бериллий-9 нинг массаси 9.01218 м.а.б. га тенг. ($m_p=1.00728$ м.а.б., $m_n=1.00866$ м.а.б.)
18. Намуна (препаратда) ярим парчаланиш даври T бўлган 1000 та радиоактив атом бор. $T/2$ вақтдан кейин қанча атом қолади.
19. Куёшнинг радиуси 6,95 Мм, ўртача зичлиги эса 1410 кг/м^3 . Куёш шундай масса билан ядро моддаси зичлигига тенг зичликка эга бўлганда унинг радиуси қандай бўлар эди?
20. $^{235}_{92}\text{U}$ ва $^{238}_{92}\text{U}$ ядроларининг боғланиш энергиясини ҳисобланг. Уран-235 нинг массаси 235.0493 м.а.б. га, уран-238 нинг массаси 238.05353 м.а.б. тенг. ($m_p=1.00728$ м.а.б., $m_n=1.00866$ м.а.б.)

40- §. АТОМ ЯДРОЛАРИНИНГ ТУЗИЛИШИ

Асосий формулалар

Ядро ҳам худди нейтрал атомники каби рамзлар билан белгиланади:



бунда X — кимёвий элементнинг рамзи; Z — заряд сони (атом раками; ядродаги протонлар сони); A — масса сони (ядродаги нуклонлар сони). Ядродаги нейтронлар сони

$$N = A - Z.$$

● Ядронинг радиуси

$$r = r_0 A^{1/3}$$

муносабат билан аниқланади, бунда r_0 — барча ядролар учун ўзгармас ва $1,4 \cdot 10^{-5}$ м га тенг деб ҳисоблаш мумкин бўлган пропорционаллик коэффициентини.

Масалалар ечишга доир мисоллар

1- мисол. Водород дейтерий билан тўйинтирилган. Агар шундай водороднинг нисбий атом массаси $A_r = 1,122$ бўлса, протийнинг ω_1 ва дейтерийнинг ω_2 массавий улушлари аниқлансин.

Е ч и ш. Протийнинг ω_1 ва дейтерийнинг ω_2 массавий улушлари қуйидаги муносабатлар билан ифодаланиши мумкин:

$$\omega_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2}; \quad \omega_2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2},$$

бунда m_1 ва m_2 — мос равишда аралашмадаги протий ва дейтерийларнинг массалари. Бу тенгликлардан m_1 ва m_2 массаларни ифодалаймиз:

$$m_1 = \omega_1(m_1 + m_2); \quad m_2 = \omega_2(m_1 + m_2)$$

ва уларни аралашманинг моляр массаси M ни аниқловчи (8- § га қ.) формуланинг маҳражига қўямиз:

$$M = \frac{m_1 + m_2}{\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2}},$$

бунда M_1 ва M_2 — аралашма таркибий қисмларининг моляр массалари.

Шундай қўйишдан ва оддий ўзгартиришлардан кейин, қуйидагини оламиз

$$M = \frac{M_1 M_2}{w_1 M_2 + w_2 M_1}$$

Протий ва дейтерийнинг моляр массалари уларнинг нисбий атом массаларига пропорционал бўлганлигидан (1) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$A_r \frac{A_{r_2}}{w_1 A_{r_2} + w_2 A_{r_1}}, \quad (2)$$

бунда A_{r_1} ва A_{r_2} — мос равишда протий ва дейтерийларнинг нисбий атом массалари.

Барча таркибий қисмларнинг массавий улушларининг йиғиндисига бирга тенг бўлиши кераклигини таъкидлаймиз, яъни

$$w_1 + w_2 = 1. \quad (3)$$

(2) ва (3) тенгликларни биргаликда ечиб, қуйидагиларни топамиз

$$w_1 = \frac{A_{r_1} A_{r_2} - A_r A_{r_1}}{A_r (A_{r_2} - A_{r_1})}; \quad (4)$$

$$w_2 = \frac{A_{r_1} A_{r_2} - A_r A_{r_2}}{A_r (A_{r_1} - A_{r_2})}. \quad (5)$$

21- жадвалдан $A_{r_1} = 1.00783$; $A_{r_2} = 2.01410$ ларни оламиз.

Катталикларнинг сон қийматларини (4) ва (5) формулаларга қўйиб, натижани оламиз:

$$w_1 = 0,798 \text{ ва } w_2 = 0,204.$$

2- мисол. Висмут ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ ва алюминий ${}^{27}_{13}\text{Al}$ ядролари кесимларининг нисбати δ_1/δ_2 аниқлансин.

Е ч и ш. Ядрони r радиусли шар сифатида қараймиз. У ҳолда унинг кўндаланг кесимининг юзаси (ядронинг кесими)

$$\sigma = \pi r^2$$

формулага биноан топилиши мумкин. Ядронинг радиуси ядродаги нуксонлар сони (масса сони A) га боғлиқ ва

$$r = r_0 A^{1/3}$$

муносабат билан аниқланади, бунда r_0 — амалда барча ядролар учун бир хил бўлган пропорционаллик коэффиценти. У ҳолда

$$\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3}.$$

Бу ифодадан фойдаланиб масса сонлари A_1 ва A_2 бўлган висмут ва алюминий ядроларининг кесимлари σ_1 ва σ_2 ларни топамиз:

$$\sigma_1 = \pi r_0^2 A_1^{2/3} \text{ ва } \sigma_2 = \pi r_0^2 A_2^{2/3}.$$

σ_1 ни σ_2 га бўлиб кесимларнинг нисбатини топамиз

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^{2/3}.$$

Сон қийматларни ($A_2=209$ ва $A_1=27$) кўйиб, натижани оламиз

$$\sigma_1/\sigma_2=3,91.$$

3- мисол. Нептуний ядроси ${}^{234}_{93}\text{Np}$ атомнинг K - қобиғидаги электронни тутиб олди (K - тутилиши) ва α - заррани чиқарди. Бу ўзгаришлар натижасида қайси элементнинг ядроси ҳосил бўлади?

Е ч и ш. Атомнинг ядрога энг яқин бўлган электрон қобиғидан (K - қобик) K - тутилишда электрон ядро томонидан тугилади. Бунинг натижасида ядрогаги протон нейтронга айланади*. Ядрогаги нуклонларнинг умумий сони ўзгармайди, заряд сони эса биттага камаяди. Шунинг учун оралик ядро $93-1=92$ заряд сонига эга бўлади; масса сони эса олдингидек 234 бўлиб қолаверади. Д. И. Менделеев жадвалидан оралик ядро уранинг ${}^{234}_{92}\text{U}$ изотопи эканлигини аниқлаймиз.

Оралик ядро α - заррани чиқаради. α - зарра (гелий ${}^4_2\text{He}$ изотопининг ядроси) иккита протон ва иккита нейтрондан иборат бўлганлигидан, оралик ${}^{237}_{92}\text{U}$ ядро α - зарра чиқариши натижасида заряд сонини икки бирликка ва масса сонини тўрт бирликка камайтиради. Шундай қилиб охириги ядро $Z=90$ ва $A=230$ га эга бўлиб у торийнинг ${}^{230}_{90}\text{Th}$ изотопидир.

Саволлар ва масалалар

Ядронинг массаси

40.1. Авогадро доимийси N_A ни билган ҳолда нейтрал углерод атоми ${}^{12}\text{C}$ нинг массаси m_a ва углерод масса бирлигига мос келувчи масса m аниқлансин.

40.2. Масса сони ядронинг нисбий массасидан нимаси билан фарқ қилади?

40.3. Хлор нисбий атом массалари $A_{r1}=34,469$ ва $A_{r2}=36,966$ бўлган иккита изотопнинг аралашмасидан иборат. Агар биринчи ва иккинчи изотопларнинг массавий улушлари w_1 ва w_2 лар мос равишда 0,754 ва 0,246 га тенг бўлса, хлорнинг нисбий атом массаси A_r ҳисоблансин.

40.4. Бор нисбий атом массалари $A_{r1}=10,013$ ва $A_{r2}=11,009$ бўлган иккита изотопнинг аралашмасидан иборат. Табиий бор таркибидаги биринчи ва иккинчи изотопларнинг масса улушлари w_1 ва w_2 аниқлансин. Борнинг нисбий атом массаси $A_r=10,811$.

40.5. Плутоний нейтрал атоми массасининг қандай қисмини унинг электрон қатлами ташкил этади?

40.6. Агар нейтрал литий атомнинг массаси 7,01601 а.м.б. га тенг бўлса, литий ядросининг массаси аниқлансин

Ядронинг таркиби. Ядронинг ўлчамлари

40.7. Ушбу: 1) ${}^3_2\text{He}$; 2) ${}^{10}_5\text{B}$; 2) ${}^{23}_{11}\text{Na}$; 4) ${}^{54}_{26}\text{Fe}$; 5) ${}^{104}_{47}\text{Ag}$; 6) ${}^{233}_{92}\text{U}$ ядролар таркибида нечтадан нуклон, протон, нейтронлар борлиги кўрсатилсин.

40.8. Водород изотоплари ядроларининг рамзий белгиларини ёзинг ва уларнинг номларини айтинг.

40.9. Масса сони $A=3$ бўлган нечта изобар мавжудлиги кўрсатилсин. Ядроларнинг рамзий белгиларини ёзинг.

40.10. Қайси изотопларда иккита нейтрон бор? (Ядроларнинг рамзий белгиси берилсин.)

40.11. ${}^3_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^{15}_8\text{O}$ ядроларида протонлар нейтронлар билан, нейтронлар эса протонлар билан алмаштирилганда ҳосил бўладиган кўзгу ядроларининг атом рақами, масса сони ва кимёвий рамзий белгиси аниқлансин. Ҳосил бўлган ядроларнинг рамзий ёзуви келтирилсин.

40.12. Қуйидаги ядроларнинг диаметрлари аниқлансин:

1) Li ; 2) ${}^{27}_{13}\text{Al}$; 3) ${}^{64}_{29}\text{Cu}$; 4) ${}^{125}_{50}\text{Sn}$; 5) ${}^{210}_{84}\text{Po}$.

40.13. Ядродаги нуклонларнинг концентрацияси аниқлансин.

40.14. Кобальт атоми ҳажмининг қанча қисмини унинг ядросининг ҳажми ташкил қилиши баҳолансин. Кобальтнинг зичлиги $\rho=4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$

40.15. Барча ядролар учун ядро моддасининг ўртача зичлиги « ρ » бир хил эканлиги кўрсатилсин. Унинг қиймати (катталиқ тартиби бўйича) баҳолансин.

40.16. Кўпчилик енгил ядролар учун ўринли бўлган $Z=A/2$ муносабатда фойдаланиб ядро заряднинг ўртача ҳажмий зилиги аниқлансин.

40.17. Иккита ${}^{10}_5\text{Be}$ ядроси ядро диаметрига тенг бўлган масофагача яқинлашишди. Массаси ва заряди ядро ҳажми бўйича текис тақсимланган деб ҳисоблаб, ўзаро тортишиш кучи F_1 кулон итаришиш кучи F_2 ва бу кучларнинг нисбати (F_1/F_2) аниқлансин.

Ядронинг спини ва магнит моменти

40.18. Нуклон спинининг қиймати қандай (\hbar бирликларида)?

40.19. Ядронинг спини деб нимага айтилади? У ниманинг йиғиндиси?

40.20. Ядронинг спини қандай қийматларни қабул қилиши мумкин (\hbar бирликларида)?

40.21. Қуйидаги ядролар спинининг назарий жиҳатдан қабул қилиши мумкин бўлган қийматлари қандай (\hbar бирликларида):

1) ${}^2_1\text{H}$; 2) ${}^3_1\text{He}$; 3) ${}^3_2\text{He}$ 4) ${}^4_2\text{He}$?

40.22. Қуйидаги ядроларнинг спини қандай қийматларни қабул қилиши мумкин (\hbar бирликларида): 1) жуфт-жуфт; 2) жуфт-ток; 3) тоқ-жуфт; 4) тоқ-тоқ?

40.23. Ядронинг дастлабки моделида ядро протон ва электронлардан ташкил топган деб фараз қилинган. Бу фараз оқланмаслиги мисол тариқасида ${}^{14}_7\text{N}$ азот ядроси учун кўрсатилсин (азот ҳалокати). Азот ядросининг спини \hbar протониники $1/2\hbar$ ва электронники $1/2\hbar$ га тенг.

40.24. Асосий ҳолатдаги дейтроннинг спини \hbar га тенг. Протоннинг спин квант сони $1/2$ га тенглигини билган ҳолда нейтрон спинининг назарий жиҳатдан мумкин бўлган қийматлари аниқлансин.

40.25. Ядро магнетони нима ва у қандай ифодаланади?

40.26. Ядро магнетони ва Бор магнетони орасидаги муносабат қандай?

40.27. Ядронинг магнит моменти қандай ифодаланади?

40.28. Спектрал чизиқларнинг ўта нозик ёйилишига сабаб нима? Ўта нозик ёйилишнинг нозик ёйилишидан фарқи нимада?

Ядро моделлари

40.29. Ядро томчи моделининг моҳияти нимада?

40.30. Ядронинг томчи модели қандай ҳодисаларни изоҳлай олади?

40.31. Ядро қобик моделининг моҳияти нимада?

40.32. Ядронинг қобик модели қандай ҳодисаларни изоҳлай олади?

40.33. Электронлар ядрога бўлиши мумкинми? Жавоб асослансин.

40.34. Қандай ядролар сеҳрли дейилади? Қандайлари икки қарра сеҳрли дейилади?

Ядро кучлари

40.35. Ядро кучлари ўзаро таъсирнинг қайси турига киради?

40.36. Ядро кучларининг қисқа таъсир этувчанлик табиати нимада намоён бўлади?

40.37. Заряд мустақиллиги нима?

40.38. Ядро кучларининг номарказий табиати нимада намоён бўлади?

40.39. Ядро кучларининг тўйиниш хусусияти нимани билдиради?

40.40. Виртуал зарралар деб нималарга айтилади ва ядро кучларини тушунтиришда улар қандай аҳамиятга эга?

Ядроларнинг ўзгариши

40.41. ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ Радий ядроси α - зарра чиқарди (гелий атомининг ${}^4_2\text{He}$ ядроси). Янги ҳосил бўлган ядронинг масса сони A ва заряд сони Z топилсин. Д. И. Менделеев жадвалидан бу ядро қайси элементга мос келиши аниқлансин.

40.42. Азот ${}^{14}_7\text{N}$ ядроси α - заррани тутиб олди ва протон чиқарди. Бу жараён натижасида ҳосил бўлган ядронинг масса сони A ва заряд сони Z аниқлансин. Бу ядро қайси элементга мос келиши кўрсатилсин.

40.43. Рух ядроси ${}^{65}_{30}\text{Zn}$ атомнинг K - қобигидаги электронни тутиб олди (K - тутилиш). Рух ядроси қайси элементнинг ядросига айланганлиги кўрсатилсин (элементнинг кимёвий рамзий белгиси, масса ва заряд сони ёзилсин).

40.44. Бериллий ядроси ${}^7_4\text{Be}$ атомнинг K - қобигидан электронни тутиб олди. K - тутилиш натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?

40.45. Углерод ${}^{12}_6\text{C}$ изотопининг ядросидаги нейтронлардан бири протонга айланди (β^- - емирилиш). Бундай айланиш натижасида қандай ядро ҳосил бўлди?

40.46. Иккита гелий (${}^4_2\text{He}$) ядроси битта ядрога қўшилишди ва бунда протон чиқарилди. Бундай ўзгариш натижасида қайси элементнинг ядроси ҳосил бўлиши кўрсатилсин (ядронинг рамзий ёзуви келтирилсин).

40.47. Кремний ${}^{27}_{14}\text{Si}$ изотопининг ядросидаги протонлардан бири нейтронга айланди (β^+ - емирилиш). Бундай айланиш натижасида қандай ядро ҳосил бўлди?

40.48. Рух ${}^{62}_{30}\text{Zn}$ ядроси K - қобикдан электронни тутиб олди ва бир оз вақтдан кейин позитрон чиқарди. Бундай айланишлар натижасида қандай ядро ҳосил бўлди?

40.49. Плутоний ядроси ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ кетма-кет олти марта α -емирилишни ўтказди. Оралиқ ядролари ва охири ядронинг кимёвий рамзий белгиси масса ва заряд сонларини кўрсатган ҳолда ядровий ўзгаришлар занжири ёзилсин.

40.50. Тинч ҳолатдаги ${}^{220}_{86}\text{Rn}$ радон ядроси $v=16$ Мм/с тезлик билан α - зарра чиқарди. Радон ядроси қандай ядрога айланди? Тепки натижасида у қандай v_1 тезлик олди?

41- §. РАДИОАКТИВЛИК

Асосий формулалар

- Радиоактив емирилишнинг асосий қонуни

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

бунда N — вақтнинг t моментда емирилмаган атомлар сони; N_0 — бошланғич деб қабул қилинган моментда $t=0$ да емирилмаган атомлар сони; e — натурал логарифмнинг асоси; λ — радиоактив емирилиш доимийси.

● Ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ — емирилмаган атомлар сони икки марта камаядиган вақт оралиғи. Ярим емирилиш даври емирилиш доимийси билан қуйидаги муносабат орқали боғланган

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

- t — вақтда емирилган атомлар сони

$$\Delta N = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Агар вақт оралиғи $\Delta \ll T_{1/2}$ бўлса, унда емирилган атомлар сонини аниқлаш учун

$$\Delta N \approx \lambda N \Delta t$$

тахминий формулани қўллаш мумкин.

Радиоактив ядронинг ўртача яшаш вақти τ — емирилмаган ядролар сони e марта камаядиган вақт оралиғидир:

$$\tau = 1/\lambda.$$

- Радиоактив изотопдаги атомлар сони

$$N = \frac{m}{M} N_A$$

бунда m — изотопнинг массаси; M — унинг моляр массаси; N_A — Авогадро доимийси.

● Радиоактив манбадаги нуклиднинг фаоллиги A (изотопнинг фаоллиги) dt вақт оралиғида изотопда емирилган ядролар сони dN нинг шу емирилиш рўй берган вақт dt га нисбатига тенг бўлган катталиқдир. Фаоллик қуйидаги формулага биноан аниқланади:

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

ёки N ни радиоактив емирилишнинг асосий қонунига асосан алмаштиргандан кейин

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t}.$$

Бошланғич момент ($t=0$) да изотопнинг фаоллиги

$$A_0 = \lambda N_0.$$

Изотопнинг фаоллиги вақт ўтиши билан емирилмаган ядролар сонининг ўзгариш қонунига биноан ўзгаради:

$$A = A_0 e^{-\lambda t}.$$

● Радиоактив манбанинг массавий фаоллиги a унинг фаоллиги A нинг шу манбанинг массаси m га нисбатига тенг бўлган катталиқдир, яъни

$$a = \frac{A}{m}.$$

● Агар бири бошқасидан ҳосил бўладиган радиоактив изотоплар қаторининг аралашмаси кўриладиган бўлса ва агар қаторнинг биринчи ҳадининг емирилиш доимийси λ қаторнинг бошқа қолган ҳадларининг доимийларидан кўп марта кичик бўлса, у ҳолда аралашмада қаторнинг барча ҳадларининг фаоллиги ўзаро тенг бўлган радиоактив мувозанат ҳолати вужудга келади:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_k N_k.$$

Масалалар ечишга доир мисоллар

1- мисол. Массаси $m=0,2$ мкг бўлган радиоактив магний ^{27}Mg нинг бошланғич фаоллиги A_0 ҳамда $t=1$ соат вақт ўтгандан кейинги фаоллиги A аниқлансин. Изотопнинг барча атомлари радиоактив деб фараз қилинади.

Е ч и ш: Изотопнинг дастлабки фаоллиги

$$A_0 = \lambda N_0, \quad (1)$$

бунда λ — радиоактив емирилиш доимийси; N_0 — бошланғич момент ($t=0$) да изотопдаги атомлар сони.

Агар $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, $N_0 = \frac{m}{M} N_A$ эканлигини ҳисобга олсак (1) формула

$$A_0 = \frac{m N_A}{M \cdot T_{1/2}} \ln 2 \quad (2)$$

кўринишни олади. Бу формулага кирувчи катталиқларни СИ да ифодалаймиз ва ҳисоблаймиз:

$$A_0 = 5,15 \cdot 10^{12} \text{ Бк} = 5,15 \text{ ТБк}$$

Изотопнинг фаоллиги вақт ўтиши билан

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

конун бўйича ўзгаради.

(3) формуладаги емирилиш доимийси λ ни унинг ифодаси билан алмаштириб қуйидагини оламиз

$$A = A_0 e^{-\ln 2 \cdot t / T_{1/2}} = A_0 (e^{\ln 2})^{-t / T_{1/2}}$$

$e^{\ln 2} = 2$ эканлигидан,

$$A = A_0 / 2^{t / T_{1/2}}$$

га эга бўламиз.

Сон қийматларни қўйиб, ҳисобласак:

$$A = 8,05 \cdot 10^{10} \text{ Бк} = 80,5 \text{ ГБк.}$$

2- мисол. Қиска яшовчи радиоактив изотопнинг ярим яшаш даври $T_{1/2}$ ни аниқлашда импульслар санагичидан фойдаланилган. Кузатиш бошланиши ($t=0$) да $\Delta t=1$ мин вақтда $\Delta n_1=250$ импульс, $t=1$ соат вақтнинг охирида эса $\Delta n_2=92$ та импульс саналган. Радиоактив емирилиш доимийси λ ва изотопнинг ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

Е ч и ш: Δt вақт давомида санагич қайд қилган Δn импульслар сони емирилган атомлар сони ΔN га пропорционал. Шундай қилиб, биринчи ўлчашда

$$\Delta n_1 = k \Delta N_1 = k N_1 (1 - e^{-\lambda \Delta t}), \quad (1)$$

бунда N_1 — радиоактив атомларнинг санок бошланишидан олдинги сони; k — пропорционаллик коэффициенти (шу асбобнинг ва асбобнинг радиоактив изотопга нисбатан жойлашининг доимийси). Қайта ўлчашда асбобларнинг жойлашуви олдингидек қолади деб фараз қилинади

$$\Delta n_2 = k \Delta N_2 = k N_2 (1 - e^{-\lambda \Delta t}), \quad (2)$$

бунда N_2 — иккинчи ўлчаш бошланишидан олдин радиоактив атомлар сони.

(1) муносабатни (2) ифодага бўлиб ва масаланинг шартига кўра ҳар иккала ҳолда ҳам Δt бир хиллигини, шунингдек N_1 ва N_2 лар ўзаро $N_2 = N_1 e^{-\lambda t}$ муносабат орқали боғланганлигини эътиборга олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = e^{\lambda t}, \quad (3)$$

бунда t — биринчи ўлчашдан иккинчисигача ўтган вақт λ ни ҳисоблаш учун (3) ифодани логарифмлаш керак:

$$\ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \lambda t,$$

бундан

$$\lambda = \frac{1}{t} \ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2}.$$

Сон кийматларни қўйиб радиоактив емирилиш доимийсини, сўнгра эса ярим емирилиш даврini оламиз:

$$\lambda = \frac{1}{1} \ln \frac{250}{92} \text{ соат}^{-1} = 1 \text{ соат}^{-1};$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{1} \text{ соат} = 0,693 \text{ соат} = 41,5 \text{ мин.}$$

Масалалар

Радиоактив емирилиш қонуни

41.1. Радиоактив йод ^{131}I изотопидаги берилган атомнинг яқин секундларда парчаланиш эҳтимоли W қандай?

41.2. Радийнинг $^{219}_{88}\text{Ra}$ ва $^{226}_{88}\text{Ra}$ изотопларнинг емирилиш доимийси λ аниқлансин.

41.3. Рубидий ^{89}Rb нинг емирилиш доимийси $\lambda = 0,00077 \text{ с}^{-1}$. Унинг ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

41.4. Бир йилда торий ^{228}Th радиоактив изотопи атомлари бошланғич сонининг қанча қисми парчаланеди?

41.5. 5 суткадан кейин радиоактив актиний ^{225}Ac атомлари бошланғич сонининг қанча қисми қолади? 15 суткадан кейинчи?

41.6. Бир йил давомида радиоактив изотопнинг бошланғич миқдори уч марта камайди. Икки йил давомида у неча марта камайди?

41.7. Агар радиоактив изотопнинг ярим емирилиш даври $T_{1/2} = 24$ соат бўлса, унинг бошланғич миқдорининг $1/4$ қисми қанча t вақтда емирилади?

41.8. $t = 8$ сутка давомида радиоактив изотоп бошланғич ядролари миқдорининг $R = 3/4$ қисми емирилди. Ярм емирилиш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

41.9. Радиоактив полоний ^{210}Po нинг емирилишида $t = 1$ соат давомида нормал шароитда $V = 89,5 \text{ см}^3$ хажми эгаллаган гелий ^4He ҳосил бўлди. Полонийнинг ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

41.10. Радиоактив нуклиднинг ярим емирилиш даври $T_{1/2} = 1$ соат. Бу нуклиднинг ўртача яшаш вақти τ аниқлансин.

41.11. Нуклиднинг ўртача яшаш вақти τ га тенг бўлган вақтда радиоактив нуклид бошланғич миқдорининг қанча қисми емирилади?

41.12. Агар радиоактив изотопнинг фаоллиги $A=0,1$ МБк бўлса, $t=10$ с вақтда парчаланадиган атомлар сони N аниқлансин. Кўрсатилган вақт давомида фаоллик доимий деб ҳисоблансин.

41.13. Модданинг фаоллиги $k=250$ марта камайди. Ўтган вақт оралиғи t нечта ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ га тенг?

41.14. $t=1$ суткада изотопнинг фаоллиги $A_1=118$ ГБк дан $A_2=7,4$ ГБк гача камайди. Бу нуклиднинг ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

41.15. $t=30$ суткада иридий изотопи ^{192}Ir нинг фаоллиги A неча фоизга камайди?

41.16. Қандай t вақт оралиғида стронций изотопи ^{90}Sr нинг фаоллиги A : а) $k_1=10$ марта, $k_2=100$ марта камайиши аниқлансин.

41.17. Кумуш радиоактив изотопнинг яқинида ўрнатилган Гейгер санагичи β -зарралар оқимини қайд этади. Биринчи ўлчашда зарралар оқими $\Phi_1=87$ с $^{-1}$ бўлган. $t=1$ сутка вақт ўтгандан кейин эса $\Phi_2=22$ с $^{-1}$ бўлди. Изотопнинг ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

41.18. Массаси $m=1$ мг бўлган фосфор ^{32}P нинг фаоллиги A аниқлансин.

41.19. Кобальт ^{60}Co нинг солиштирма фаоллиги a ҳисоблансин.

41.20. Стронций ^{90}Sr нинг массавий фаоллиги a_1 нинг радий ^{226}Ra нинг массавий фаоллиги a_2 га нисбати топилсин.

41.21. A фаоллиги $m_2=1$ мг массали стронций ^{90}Sr нинг фаоллигига тенг бўлган уран ^{232}U нинг массаси m_1 топилсин.

41.22. Массаси $m_1=1$ г бўлган радий ^{226}Ra билан радиоактив мувозанатда бўлган радон ^{222}Rn нинг массаси m_2 аниқлансин.

41.23. Уран ^{234}U энг кўп тарқалган уран изотопи ^{238}U емирилишининг маҳсулидир. Агар табиий ^{238}U уран таркибида ^{234}U ураннинг масса улуши $\omega=6 \cdot 10^{-3}$ бўлса, уран ^{234}U нинг ярим яшаш даври $T_{1/2}$ аниқлансин.

41.24. ^{22}Na радиоактив изотоп $\epsilon=1,28$ МэВ энергияли γ -квант чиқаради. Массаси $m=5$ г бўлган натрий изотопининг $t=5$ мин вақтда чиқарадиган гамма нурларнинг қуввати P ва энергияси W аниқлансин. Ҳар бир емирилишда кўрсатилган энергияли битта γ -фотон нурланади деб ҳисоблансин.

41.25. Нуктавий изотроп радиоактив манба $r=1$ м масофада интенсивлиги $I=1,6$ мВт/м 2 бўлган гамма-нурланиш ҳосил қилади. Ҳар бир емирилишда ядро $\epsilon=1,33$ мэВ энергияли битта γ -фотон чиқаради деб қабул қилиб, манбанинг фаоллиги A аниқлансин.

42- §. ИОНЛАНТИРУВЧИ НУРЛАНИШЛАРНИНГ ДОЗИМЕТРИЯ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

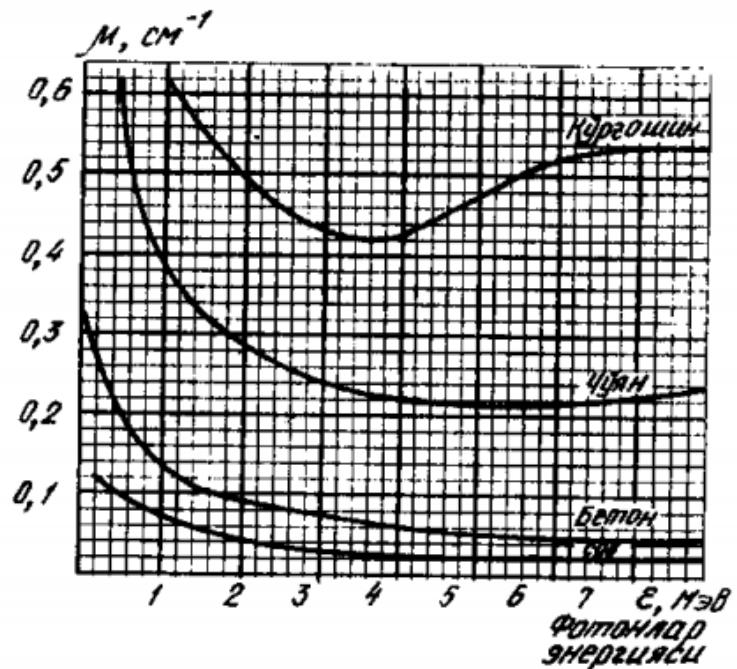
Асосий формулалар

● Моноэнергетик γ -нурлар ингичка дастасининг ютувчи модда орқали ўтишда сусайиш қонуни:

а) ионлантирувчи зарралар ёки фотонлар оқими зичлигининг сусайиши

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

бунда I_0 — модда сиртига тушаётган зарралар оқимининг зичлиги; I — зарралар оқимининг x калинликдаги модда қатлаидан ўтгандан кейинги зичлиги; μ — сусайишнинг чизикли коэффициент (42.1- расм).



42.1- расм

б) нурланиш интенсивлигининг сусайиши

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

бунда I — γ -нурланишнинг модданинг x чуқурлигидаги интенсивлиги; I_0 — модда сиртига тушаётган γ -нурланишнинг интенсивлиги.

● Ярим сусайтириш қатлами деб ундан ўтувчи γ -нурланишнинг интенсивлиги икки марта камаядиган, калинлиги $x_{1/2}$ бўлган қатламга айтилади:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}.$$

● Нурланиш дозаси (ютилган нурланиш дозаси)

$$D = \Delta W / \Delta m,$$

бунда ΔW — нурлантирилаётган модда элементига берилган ионлантирувчи нурланиш энергияси; Δm — шу элементнинг масса-си.

Нурланиш дозаси грейларда ифодаланади ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Ж/кг}$).

Нурланиш дозасининг қуввати (ютилган нурланиш дозасининг қуввати)

$$D = \Delta D / \Delta t,$$

бунда Δt — нурлантирилувчи элементнинг ΔD нурланиш дозасини ютиб туриш вақти.

Нурланиш дозасининг қуввати грей таксим секундларда ўлчанади (Гр/с)

● Фотон нурланишининг экспозицион дозаси (гамма — ва рентген нурланишининг экспозицион дозаси) деб электронларнинг ионлантирувчи имкониятларидан тўла фойдаланилганда электронлар ҳосил қиладиган, нурлантирилган ҳавода бўшалган бир хил зарядли барча ионлар электр зарядлар йиғиндиси ΔQ нинг шу ҳаво массаси Δm га нисбатига айтилади:

$$X = \Delta Q / \Delta m.$$

Экспозицион дозанинг бирлиги — Кулон таксим килограмм (Кл/кг).

● Фотон нурланиши экспозицион дозасининг қуввати X деб фотон нурланиши экспозицион дозаси ΔX нинг шу доза олинган вақт оралиғи Δt га нисбатига тенг катталиққа айтилади, яъни

$$X = \Delta X / \Delta t.$$

Экспозицион дозанинг қуввати ампер таксим килограммларда ифодаланади (А/кг).

● X қалинликдаги химоя қатлами билан тўсилган объектга тушаётган рентген ва γ -нурланишнинг экспозицион дозаси

$$X = X_0 e^{-\mu x},$$

бунда X_0 — химоя қатлами бўлмаган ҳолдаги экспозицион доза.

● Нуқтавий манбадан R масофада ҳавода турган объектга t вақт давомида тушаётган γ -нурланишнинг экспозицион дозаси.

$$X = X t / R^2,$$

бунда X — бир-бирликка тенг масофадаги экспозицион дозанинг қуввати. γ -нурланишнинг ҳавода ютилишини ҳисобга олмаймиз.

Масалалар ечишга доир мисоллар

1- мисол. Агар сусайишнинг чизикли коэффиценти $\mu = 0,047 \text{ см}^{-1}$ бўлса, сув учун γ - нурлар параллел дастасининг ярим сусайтириш қатламининг қалинлиги $x_{1/2}$ ҳисоблансин.

Ечиш. γ - нурланишнинг модда қатлами орқали ўтишидаги ютилиши учта омил: фотоэффekt, Комптон ҳодисаси ва жуфтлик (электрон-позитрон) ҳосил бўлиши ҳисобига рўй беради. Бу учта омилнинг таъсири натижасида γ - нурланишнинг интенсивлиги қатламнинг қалинлигига боғлиқ ҳолда экспоненциал равишда камаяди.

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1)$$

γ - нурланишининг дастаси қалинлиги ярим сусайтириш қатламининг қалинлиги $X_{1/2}$ га тенг қатламдан ўтиб $I = I_0/2$ интенсивликка эга бўлади. I ва x ларнинг қийматларини (1) формулага қўйиб, $I_0/2 = I_0 e^{-\mu x_{1/2}}$ ни оламиз ёки I_0 га қискартиргандан кейин

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}}.$$

Охирги ифодани логарифмлаб, қидирилаётган ярим сусайтириш қатламнинг қалинлигини оламиз:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu. \quad (2)$$

(2) формулага μ ва $\ln 2$ ларнинг қийматларини қўйиб $x_{1/2}$ ни топамиз

$$x_{1/2} = 14,7 \text{ см.}$$

Шундай қилиб, 14,7 см сув қалинликдаги қатлами γ - нурланишнинг интенсивлигини икки марта камайтирар экан.

2- мисол. Нуктавий радиоактив манба ^{60}Co деворларининг қалинлиги $x = 1$ см ва ташқи радиуси $R = 20$ см бўлган юмалок қўрғошин идишда сақланади. Агар γ - фотонларнинг идишдан чиқишдаги оқими зичлигининг мумкин бўлган қиймати $I_{\text{м.б.}} = 8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-2}$ бўлса, идишда сақланиши мумкин бўлган манбанинг максимал фаоллиги A_{max} аниқлансин. ^{60}Co ядросининг ҳар бир емирилишида ўртача энергияси $\langle \epsilon \rangle = 1,25 \text{ мЭВ}$ га тенг бўлган $n = 2$ та дан γ - фотон чиқарилади деб қабул қилинсин.

Е ч и ш. Радиоактив манбанинг фаоллиги γ -фотонларнинг нурланиш оқими билан $\Phi = A \cdot n$ муносабат орқали боғланган, бунда n — бир емирилишда чиқариладиган γ -фотонлар сони; бундан

$$A = \Phi / n. \quad (1)$$

Бу формулага кирувчи оқим Φ ни, оқим зичлиги орқали ифодалаймиз. Нуктавий нурланиш манбаидан R масофадаги оқимнинг зичлиги

$$I_1 = \Phi / (4\pi R^2). \quad (2)$$

Нурланиш идишнинг кўрғошин деворлари орқали ўтгандан кейин оқим зичлиги камаяди ва $I_2 = I_1 e^{-\mu x}$ муносабат орқали ифодаланади. Бундан I_1 ни ифодалаб ва (2) формулага қўйиб қуйидагини топамиз

$$I_2 e^{\mu x} = \Phi / (4\pi R^2),$$

бундан

$$\Phi = 4\pi R^2 I_2 e^{\mu x}.$$

Φ нинг ифодасини (1) га қўйиб ушбуни оламиз:

$$A = 4\pi R^2 I_2 e^{\mu x} / n.$$

Агар олинган формулада $I_2 = I_{\text{м.б.}}$ деб қабул қилинса, бу формула идишда сақланиши мумкин бўлган манбанинг максимал фаоллигини ифодалайди:

$$A_{\text{max}} = 4\pi R^2 I_{\text{м.б.}} e^{\mu x} / n. \quad (3)$$

42.1-расмдаги графикдан $\epsilon = 1,25$ МэВ энергияли γ -фотонлар учун сусайишнинг чизикли коэффиценти $\mu = 0,64 \text{ см}^{-1}$ эканлигини тспамиз.

(3) формулага кирувчи катталикларни СИ бирликларида ифодалаймиз ва ҳисоблаб, натижани оламиз:

$$A = 3,8 \text{ МБк.}$$

3- мисол. Космик нурланишлар экваторда денгиз сатҳида $t_1 = 10$ с вақтда $V = 1 \text{ см}^3$ ҳажмли ҳавода ўртача $N = 24$ та ионлар жуфтини ҳосил қилади. $t_2 = 1$ йил вақтда одам оладиган экспозицион доза X аниқлансин.

Е ч и ш. Одам оладиган экспозицион дозани

$$X = \dot{X} t_2$$

формула билан ифодалаш мумкин, бунда X — экспозицион нурланиш дозасининг қуввати.

Доза қуввати $\dot{X} = Q / (m t_1)$ бунда Q — нурланишнинг m масса-ли ҳавода t_1 вақтда ҳосил қилган бир хил ишорали ионларининг заряди. Ҳавонинг массасини ҳаво зичлигининг унинг ҳажми V га қўпайтмаси сифатида топиш мумкин: $m = \rho V$. Бир хил ишорали барча

ионларнинг зарядини элементар зарядни ионлар сонига кўпайтириб топамиз: $Q = |e|N$.

(1) формула \dot{X} , m ва Q ларнинг ифодаларини ҳисобга олганда

$$x = \dot{X}t_2 = \frac{Q}{mt_1}t_2 = \frac{|e|Nt_2}{\rho Vt_1} \quad (2)$$

кўринишни олади.

(2) формулага кирувчи катталикларни СИ бирликларида ифодалаймиз ва натижани ҳисоблаймиз.

$$X = 9,41 \text{ мкКл/кг.}$$

Масалалар

Гамма-нурланишларнинг ютилиши *

42.1. γ -нурланиш ингичка дастасининг интенсивлиги I ни $R = 100$ марта камайтирадиган ярим сусайтирувчи қатламлар сони N аниқлансин.

42.2. Фотонларининг энергияси $\epsilon = 0,6$ МэВ бўлган γ -нурланишнинг ингичка дастасини ярим сусайтирувчи бетон қатламининг қалинлиги $X_{1/2}$ аниқлансин.

42.3. Сувдан чиқаётган дастанинг I интенсивлиги $R = 1000$ марта камайрилиши учун γ -нурланиш ингичка дастасининг манбаини (гамма фотонларнинг энергияси $\epsilon = 1,6$ МэВ) сувнинг қандай чуқурлигига чўктириш керак?

42.4. Қалинлиги $x = 4$ см бўлган кўрғошин қатламдан ўтгандан кейин γ -нурланиш ингичка дастасининг I интенсивлиги $R = 8$ марта камайди. Гамма фотонларнинг энергияси ϵ ва ярим сусайиш қатламининг қалинлиги $X_{1/2}$ аниқлансин.

42.5. γ -нурланишининг ингичка дастаси кўрғошин орқали ўтади. Гамма фотонлар энергияси ϵ нинг қандай қийматида ярим сусайтириш қатламининг қалинлиги $X_{1/2}$ максимал бўлади? Кўрғошин учун ярим сусайтириш қатламининг максимал қалинлиги X_{max} аниқлансин.

42.6. γ -нурланишнинг ингичка дастаси (гамма-фотонларнинг энергияси $\epsilon = 2,4$ МэВ) қалинлиги $x_1 = 1$ м бўлган бетон тахта орқали ўтади. γ -нурланишнинг шу дастаси ҳолида шундай сусайишни бериши учун чўяндан ясалган плитанинг қалинлиги x_2 қандай бўлиши керак?

42.7. Чўян плита γ -нурланиш ингичка дастаси (гамма-фотонларнинг энергияси $\epsilon = 2,8$ МэВ) интенсивлиги I ни $R = 10$ марта камайтиради. Шундай қалинликдаги кўрғошин плита шу дастанинг интенсивлигини неча марта камайтиради?

* 42.2—42.7- масалаларни ечишда 42.1- расмда тасвирланган графикдан фойдаланилсин.

Дозиметрия элементлари

42.8. $X=258$ мкКл/кг экспозицион дозада нормал шароитдаги барча ҳаво молекулаларининг канча ω қисми рентген нурлари томонидан ионлантирилади?

42.9. Ҳаво нормал шароитда γ -нурланиш билан нурлантирилмоқда. $X=258$ мкКл/кг экспозицион нурланиш дозасида $m=5$ г массали ҳаво томонидан ютиладиган энергия W аниқлансин.

42.10. Космик нурланишлар таъсирида, ҳажми $V=1$ см³ бўлган ҳавода денгиз сатҳида $\Delta t=1$ мин вақт оралиғида ўртача $N=120$ жуфт ион ҳосил бўлади. Одам $t=1$ сутка вақтда таъсирида бўлган нурланишнинг экспозицион дозаси X аниқлансин.

42.11. Чўнтак дозиметри ионлантирувчи бўлмасининг самарали сиғдирувчанлиги $V=1$ см³, электр сигими $C=2$ пФ. Бўлма нормал шароитдаги ҳавони сақлайди. Дозиметр $\phi_1=150$ В потенциалгача зарядланган эди. Нурланиш таъсирида потенциал $\phi_2=110$ В гача камайди. Нурланишнинг экспозицион дозаси X аниқлансин.

42.12. Фотонларнинг энергияси $\epsilon=2$ МэВ бўлган, узоклаштирилган γ -нурланишнинг манбаи ҳосил қиладиган экспозицион дозанинг қуввати $\dot{X}=0,86$ мкА/кг. Экспозицион дозанинг қувватини мумкин бўлган чегара қиймати, $\dot{X}=0,86$ нА/кг гача (42.1-расмга қаранг) камайтира оладиган кўрғошин тўсиқнинг қалинлиги X аниқлансин.

42.13. γ -нурланишнинг нуқтавий манбаидан $l=10$ см масофада экспозицион дозанинг қуввати $X=0,86$ мкА/кг. Манбадан қандай энг кичик l_{min} масофада $t=6$ соат давом этадиган иш кунида нурланишнинг экспозицион дозаси X мумкин бўлган чегара қиймат $5,16$ мкКл/кг дан ошмайди? γ -нурланишнинг ҳавода ютилиши ҳисобга олинмасин.

42.14. Нуқтавий манбадан $r_1=40$ см масофада гамма-нурланиш экспозицион дозанинг қуввати $\dot{X}=4,30$ мкА/кг. Агар экспозицион дозанинг мумкин бўлган чегара қийматини $X=5,16$ мкКл/кг деб қабул қилинса, манбадан $r_2=6$ м масофада канча t вақт давомида туриш мумкинлиги аниқлансин. γ -нурланишнинг ҳавода ютилиши ҳисобга олинмасин.

43-§. МАССА ДЕФЕКТИ ВА АТОМ ЯДРОЛАРИНИНГ БОШЛАНИШ ЭНЕРГИЯСИ

Асосий формулалар

● Релятивистик механикага биноан ўзаро боғланган зарралар турғун тизимининг тинчликдаги массаси m эркин ҳолатда олинган шу зарралар тинчликдаги массаларининг йиғиндисидан кичик. Бу фарк

$$\Delta m = (m_1 + m_2 + \dots + m_k) - m$$

зарралар тизимининг масса дефекти етишмовчилиги дейилади.

● Боғланиш энергияси зарралар тизимининг масса етишмовчилиги (дефекти) га тўғри пропорционал:

$$E_0 = c^2 \Delta m,$$

бунда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги $c^2 = 8,987 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 \text{ с}^{-2} = 8,987 \cdot 10^{16} \left(\frac{\text{Ж}}{\text{кг}} \right)$.

Агар энергия мегаэлектрон-вольтларда, масса эса атом birlikларида ифодаланган бўлса, у ҳолда

$$c^2 = 931,4 \text{ МэВ/а.м.б.}$$

● Атом ядросининг масса етишмовчилиги (дефекти) * Δm деб эркин протон ва нейтронлар массалари йиғиндиси ва улардан ҳосил бўлган ядронинг массаси орасидаги фаркка айтилади:

$$\Delta m = (Z m_p + N m_n) - m_{\alpha}$$

бунда Z — заряд сони (ядродаги протонлар сони); m_p ва m_n — мос равишда протон ва нейтронларнинг массаси; m_{α} — ядронинг массаси.

Агар

$$m_{\alpha} = m_{\alpha} - Z m_e; m_p + m_e = m_{\text{H}}; N = (A - Z)$$

эканлиги ҳисобга олинса, ядронинг масса етишмовчилиги формуласини

$$\Delta m = Z m_{\text{H}} + (A - Z) m_n - m_{\alpha}$$

кўринишда тасвирлаш мумкин, бунда A — масса сони (ядродаги нуклонлар сони).

● Солиштирма боғланиш энергияси (битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси):

$$E_e = E_0 / A.$$

Масалалар ечишга доир мисоллар

- 1- мисол. ${}^1_5\text{B}$ ядросининг масса етишмовчилиги Δm ва боғланиш энергияси E_0 ҳисоблансин.

Е ч и ш. Ядронинг масса етишмовчилигини

$$\Delta m = Z m_{\text{H}} + (A - Z) m_n - m_{\alpha} \quad (1)$$

формула бўйича аниқлаймиз

* «Масса дефекти» атамасини баъзан бошқа маънода ҳам қўллашади, айнан, масса дефекти Δ деб берилган изотопнинг нисбий массаси A , ва унинг масса сони A орасидаги фаркка айтишади: $\Delta = A_r - A$. Демак, масса дефекти Δ нисбий атом массасининг бутун сонли кийматидан четланишини кўрсатади. Бу катталик тўғридан-тўғри физик маънога эга эмас, лекин ундан фойдаланиш баъзи ҳолларда ҳисоблашни сезиларли соддалаштиради.

Мазкур қўлланмада ҳамма жойда (1) умумий формула билан аниқланувчи Δm масса етишмовчилиги (дефекти) назарда тутилади.

Масса етишмовчилигини ҳисоблашни тизимдан ташқи бирликларда (а.м.б.) бажарамиз. ${}^1_5\text{B}$ ядроси учун $Z=5, A=11$. Водород (${}^1_1\text{H}$) ва бор (${}^{11}_5\text{B}$) нейтрал атомлари ва шунингдек нейтроннинг (n) массаларини 21-жадвалдан топамиз.

Топилган массаларни (1) ифодага қўямиз ва ҳисоблаймиз:

$$\Delta m = [5 \cdot 1,00783 + (11 - 5) \cdot 1,00867 - 11,00931] \text{ а.м.б.}$$

ёки

$$\Delta m = 0,08186 \text{ а.м.б.}$$

Ядронинг боғланиш энергияси

$$E_{\Delta m} \cdot c^2 \quad (2)$$

муносабат билан аниқланади. Ядронинг боғланиш энергиясини ҳам тизимдан ташқи бирликларда (МэВ) ҳисоблаймиз. Бунинг учун масса етишмовчилигини (2) ифодага а.м.б. да пропорционаллик коэффициенти (c^2) ни МэВ (а.м.б.) да қўямиз, яъни

$$E_{\Delta m} = 931,4 \cdot 0,08186 \text{ МэВ} = 76,24 \text{ МэВ}$$

олинган натижани учта эътиборга молик сонгача яхлитлаймиз:

$$E_{\Delta m} = 76,2 \text{ МэВ.}$$

2- мисол. ${}^7_3\text{Li}$ ядросининг солиштирма боғланиш энергияси аниқлансин.

Е ч и ш. Солиштирма боғланиш энергияси ядронинг битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергиясидир:

$$E_c = E_{\Delta m} / A$$

ёки

$$E_c = \frac{c^2}{A} [Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_n - m_a].$$

Бу формулага катталикларнинг қийматларини қўямиз (21.22-жадвалларга к.) ва ҳисоблаймиз:

$$E_c = \frac{931,4}{7} [3 \cdot 1,00783 + (7 - 3) \cdot 1,00867 - 7,01601] \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}} = 5,61 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$$

3- мисол. ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ядросидан нейтронни ажратиб олиш учун зарур бўлган энергия E аниқлансин.

Е ч и ш. Нейтрон ажратиб олингандан кейин ядрогаги нуклонлар сони A биттага камаяди, протонлар сони Z эса ўзгармай қолади; ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ядроси ҳосил бўлади. ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ядроси ${}^{22}_{11}\text{Na}$ ядро эркин нейтронни тутиши натижасида ҳосил бўлган турғун тизим сифатида қараш мумкин. ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ядродан нейтронни ажратиб олиш энергияси нейтроннинг ${}^{22}_{11}\text{Na}$ ядро билан боғланиш энергиясига тенг ($E = E_{\Delta m}$)

Нейтроннинг боғланиш энергиясини тизимининг масса етишмовчилиги орқали ифодалаб, қуйидагини оламиз

$$E = E_0 = c^2 \cdot \Delta m = c^2 (m_{22\text{Na}} + m_n - M_{23\text{Na}}).$$

Сон қийматларни қўйганда ядролар массасини нейтрал атомларнинг массалари билан алмаштирамиз. Чунки ^{22}Na ва ^{23}Na атомларнинг қобикларидаги электронларнинг сони бир хил бўлганлигидан ^{23}Na ва ^{22}Na атомлари массаларининг фарқи бундай алмаштириш натижасида ўзгармайди

$$E = 931,4 \text{ МЭВ/а.м.б.} \cdot 0,01334 \text{ а.м.б.} = 12,42 \text{ МЭВ.}$$

Яхлитласак

$$E = 12,4 \text{ МЭВ.}$$

Масалалар

43.1. ^1_1H , ^2_1H , $^{12}_6\text{C}$ нейтрал атомлари ва электрон массаларининг маълум қийматларидан фойдаланиб протоннинг m_p , дейтоннинг m_d , $^{12}_6\text{C}$ ядросининг массалари аниқлансин.

43.2. Альфа-зарранинг (^4_2He гелий ядроси) массаси $m_\alpha = 4,00150$ а.м.б. Нейтрал гелий атомининг массаси m_a аниқлансин.

43.3. Литий изотопи ^7_3Li нейтрал атомининг массаси m_a ни билган ҳолда (21-жадвалга қ.) бир зарядли (^7_3Li)⁺, икки зарядли (^7_3Li)⁺⁺ ва уч зарядли (^7_3Li)⁺⁺⁺ литий ионларининг массалари m_1 , m_2 ва m_3 аниқлансин.

43.4. Оғир водород атоми ядросининг масса етишмовчилиги Δm ва боғланиш энергияси E_0 аниқлансин.

43.5. Битта протон ва иккита нейтрон атом ядросига бирлашганда ажралиб чиқадиган энергия E_0 аниқлансин.

43.6. $^{12}_6\text{C}$ ядросининг солиштирма боғланиш энергияси аниқлансин.

43.7. Иккита протон ва битта нейтрондан ташкил топган ядронинг боғланиш энергияси $E_0 = 7,72$ МЭВ. Шундай ядрога эга бўлган нейтрал атомнинг массаси m_a аниқлансин.

43.8. Агар атом ядроси учта протон ва иккита нейтрондан иборат ва бу ядронинг боғланиш энергияси $E_0 = 26,3$ МЭВ бўлса, нейтрал атомнинг массаси m_a аниқлансин.

43.9. γ -фотон ($\lambda = 0,47$ пм) ютган атом ядроси ғалаёнланган ҳолатга ўтди ва турли томонларга учиб кетган алоҳида нуклонларга парчаланди. Нуклонларнинг йиғинди кинетик энергияси $T = 0,4$ МЭВ. Ядронинг боғланиш энергияси E_0 аниқлансин.

43.10. ^7_3Li ва ^7_4Be ядроларини алоҳида нуклонларга ажратиш учун қандай энг кам E энергия сарфланиши керак? Нимага бу энергия бериллий ядроси учун литий ядросиникига қараганда кам?

43.11. Протонлардан ва нейтронлардан массаси $m=1$ г бўлган гелий ядросини ҳосил қилишда ажраладиган E энергия аниқлансин.

43.12. $^{14}_7\text{N}$ азот ядросидан битта протонни ажратиб олиш учун қандай энг кам E энергия сарфлаш керак?

43.13. $^{14}_7\text{N}$ азот ядросидан битта протонни чиқариб юбориш учун зарур бўлган минимал энергия E топилсин.

43.14. $^{18}_8\text{O}$ кислород ядросининг E_6 боғланиш энергияси 139,8 МэВ га тенг, $^{19}_9\text{F}$ фтор ядросиники 147,8 МэВ. Фтор ядросидан битта протонни ажратиб олиш учун қандай минимал энергия E сарфлаш лозимлиги аниқлансин.

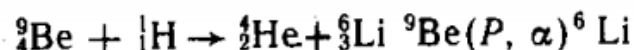
43.15. ^4_2He ядросини иккита тенг бўлакка ажратиш учун қандай энг кам боғланиш энергияси E ни сарфлаш керак?

43.16. $^{12}_6\text{C}$ углерод ядросини учта бир хил бўлакка ажратиш учун зарур бўлган энг кам E энергия аниқлансин.

44- §. ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

Асосий формулалар

● Ядро реакцияларининг рамзий ёзуви ёйик, мисол учун кўринишда ёки қискартирилган



кўринишда берилиши мумкин.

Қискартирилган ёзувда атомнинг тартиб рақами ёзилмайди, чунки у атомнинг кимёвий рамзий белгиси билан аниқланади. Қавс ичида биринчи ўринда бомбардимонловчи зарранинг белгиси қўйилади, иккинчи ўринда эса таркибий ядродан учиб чиққан зарра ва қавсдан ташқарида махсулий ядронинг кимёвий рамзи ёзилади.

Зарраларни белгилаш учун қуйидаги рамзлар қабул қилинган: p — протон, n — нейтрон, d — дейтон, t — тритон, α — альфа зарра; γ — гамма фотон.

● Сакланиш қонунлари;

а) нуклонлар сони учун $A_1 + A_2 = A_3 + A_4$;

б) заряд учун $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$;

в) тўлиқ релявистик энергия учун $E_1 + E_2 = E_3 + E_4$;

г) импульс учун $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}_3 + \vec{P}_4$

Агар реакция натижасида ҳосил бўлган ядролар ва зарраларнинг умумий сони иккитадан кўп бўлса, унда ёзув мос равишда тўлдирилади.

● Ядро реакциясининг энергияси

$$Q = c^2 [(m_1 + m_2) - (m_3 + m_4)],$$

бунда m_1 ва m_2 — ядро-нишон ва бомбардимончи зарраларнинг тинчликдаги массалари; $m_3 + m_4$ — реакция махсули бўлмиш ядроларнинг тинчликдаги массаларининг йиғиндиси.

Агар $m_1 + m_2 > m_3 + m_4$ бўлса, у ҳолда энергия ажралади, энергетик самарадорлик мусбат, реакция экзотермик.

Агар $m_1 + m_2 < m_3 + m_4$ бўлса, у ҳолда энергия ютилади, энергетик самарадорлик манфий, реакция эндотермик.

Ядро реакциясининг энергияси қуйидаги кўринишда ҳам ёзилиши мумкин

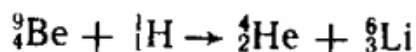
$$Q = (T_1 + T_2) - (T_3 + T_4),$$

бунда T_1 ва T_2 — мос равишда ядро-нишон ва бомбардимончи зарранинг кинетик энергиялари; T_3 ва T_4 учиб чиққан зарра ва реакция маҳсули бўлмиш ядронинг кинетик энергиялари.

Экзотермик реакцияда $T_3 + T_4 > T_1 + T_2$; эндотермик реакцияда $T_3 + T_4 < T_1 + T_2$.

Масалалар ечишга доир мисоллар

1- мисол. Агар протоннинг кинетик энергияси $T_H = 5,45$ МэВ гелий ядросиники $T_{He} = 4$ МэВ ва гелий ядроси протоннинг ҳаракат йўналишига 90° бурчак остида учиши маълум бўлса,



реакциянинг энергияси топилсин. Ядро-нишон ${}^9_4\text{Be}$ ҳаракатсиз.

Ечиш. Реакция энергияси Q реакция маҳсули бўлмиш ядроларнинг кинетик энергиялари йиғиндиси ва учиб келаётган ядро кинетик энергияси орасидаги фаркка тенг:

$$Q = T_{Li} + T_{He} + T_H \quad (1)$$

Бу ифодада литийнинг кинетик энергияси T_{Li} номаълум. Уни аниқлаш учун импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланамиз:

$$\vec{P}_H = \vec{P}_{He} + \vec{P}_{Li}$$

Масаланинг шартига кўра \vec{P}_H ва \vec{P}_{He} векторлар ўзаро тик ва демак \vec{P}_{Li} вектор билан биргаликда тўғри бурчакли уч бурчак ташкил қиладилар. Шунинг учун

$$P_{Li}^2 = P_{He}^2 + P_H^2. \quad (3)$$

Бу тенгликдаги ядроларнинг импульсларини уларнинг кинетик энергиялари орқали ифодалаймиз. Масаланинг шартига кўра ядроларнинг кинетик энергиялари, шу ядроларнинг тинчликдаги энергияларидан кўп марта кичиклигидан (21-жадвалга к.).

$$P^2 = 2mT \quad (4)$$

классик фомуладан фойдаланиш мумкин.

(3) тенгламадаги ядролар импульсларининг квадратларини уларнинг (4) ифодалари билан алмаштириб, қисқартиргандан кейин қуйидагини оламиз

$$m_{Li}T_{Li} = m_{He}T_{He} + m_H T_H,$$

бундан

$$T_{Li} = \frac{m_{He}T_{He} + m_H T_H}{m_{Li}} = 3,58 \text{ МэВ}.$$

Сон қийматларни (1) формулага қўйиб, ушбуни оламиз

$$Q = T_{He} + T_{Li} - T_H = 2,13 \text{ МэВ}.$$

2- мисол. Олдинги масалани ядроларнинг кинетик энергиялари ва ҳаракат йўналиши номаълум деб ҳисоблаб ечинг.

Е ч и ш: Релятивистик тўлиқ энергиянинг сакланиш қонунини қўллаймиз

$$E_{Be} + E_H = E_{He} + E_{Li}. \quad (1)$$

Ядронинг релятивистик тўлиқ энергияси тинчликдаги энергия ва кинетик энергияларнинг йиғиндисига тенг:

$$E = mC^2 + T. \quad (2)$$

(2) формулада қисқалик учун тинчликдаги масса m_0 билан эмас, балки m билан белгиланган.

Ядро-нишон ${}^9\text{Be}$ ҳаракатсиз бўлганлигидан, (2) формулага асосан (1) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$m_{Be}c^2 + m_H c^2 + T = m_{He}c^2 + T_{He} + m_{Li}c^2 + T_{Li}. \quad (3)$$

Реакция энергиясини аниқлаймиз:

$$Q = T_{He} + T_{Li} - T_H = C^2[(m_{Be} + m_H) - (m_{He} + m_{Li})]. \quad (4)$$

Сон қийматларни қўйиб ҳисоблаганда ядроларнинг массасини нейтрал атомларнинг массалари билан алмаштирамиз. Бундай алмаштириш ҳисоблаш натижасига таъсир қилмаслигига осонгина ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, ядронинг массаси m нейтрал атомнинг массаси m_a ва электронлар қобиғини ҳосил қилувчи электронлар массаси Zm_e ларнинг фарқига тенглигидан

$$Q = c^2[(m_{Be} + 4m_e + m_H - m_d) - (m_{He} - 2m_e + m_{Li} - 3m_e)]. \quad (5)$$

(5) тенгламани соддалаштириб қуйидагини топамиз

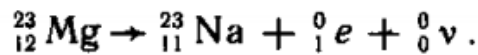
$$Q = c^2[(m_{Be} + m_H) - (m_{He} + m_{Li})]. \quad (6)$$

Пропорционаллик коэффиценти C^2 нинг (МэВ/ а.м.б.) сон қиймати ва нейтрал атомларнинг массаларини (а.м.б.) қўйиб, 1- мисолда олинган натижа билан мос келувчи қуйидаги қийматни оламиз

$$Q = 2,13 \text{ МэВ}.$$

3- мисол: Магнийнинг радиоактив ядроси ^{23}Mg позитрон ва нейтрино чиқарди. Ядро β^+ -емирилишининг энергияси Q аниқлансин.

Ечиш. Магний ядроси β^+ -емирилиш реакциясини қуйидагича ёзиш мумкин:



Магний ядросини ҳаракатсиз деб қабул қилиб ва нейтринонинг тинчликдаги массаси нолга тенглигини ҳисобга олиб, энергетик баланс тенгламасини ёзамиз. Релятивистик тўлиқ энергиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидагига эгамиз:

$$c^2 m_{\text{Mg}} = c^2 m_{\text{Na}} + T_{\text{Na}} + c^2 m_e + T_e + T_\nu.$$

Емирилиш энергияси

$$Q = T_{\text{Na}} + T_e + T_\nu = c^2(m_{\text{Mg}} - m_{\text{Na}} - m_e). \quad (2)$$

Магний ва натрий ядроларининг массаларини нейтрал атомларнинг мос массалари орқали ифодалаймиз:

$$Q = c^2[(m_{\text{Mg}} - 12m_e) - (m_{\text{Na}} - 11m_e) - m_e].$$

Электрон ва позитроннинг тинчликдаги массалари бир хил бўлганлигидан, соддалаштиришдан кейин ушбуни оламиз

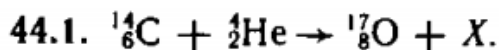
$$Q = c^2(m_{\text{Mg}} - M_{\text{Na}} - 2m_e).$$

Сон қийматларини ўрнига қўйиб натижани топамиз:

$$Q = 3,05 \text{ МэВ.}$$

Масалалар

Ядро реакцияларида сақланиш қонунлари



Ядро реакциясининг рамзий ёзувида X ҳарфи билан белгиланган зарранинг тартиб рақами Z ва масса сони A аниқлансин.

44.2. Худди шу вазифа ${}^{27}_{13}\text{Al} + X \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^{26}_{12}\text{Mg}$ реакция учун ҳам бажарилсин.

44.3. Қуйидаги ядро реакцияларининг энергиялари Q аниқлансин:

- | | |
|--|--|
| 1) ${}^9_4\text{Be} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^{10}_5\text{B} + {}^1_0n;$ | 4) ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^1_0n;$ |
| 2) ${}^6_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He};$ | 5) ${}^{44}_{20}\text{Ca} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{41}_{19}\text{K} + {}^4_2\text{He}$ |
| 3) ${}^7_3\text{Li} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{10}_5\text{B} + {}^1_0n;$ | |

Кўрсатилган реакцияларнинг ҳар бирида энергия ажраладими ёки ютиладими?

44.4. Ядро реакцияларининг энергиялари Q топилсин:

1) ${}^3\text{H}(P, \gamma) {}^4\text{He}$; 2) ${}^2\text{H}(d, \gamma) {}^4\text{He}$; 3) ${}^2\text{H}(c, \gamma) {}^3\text{H}$; 4) ${}^{19}\text{F}(P, \alpha) {}^{16}\text{O}$.

44.5. γ -фотоннинг дейтон билан тўқнашишида дейтон иккита нуклонга парчаланиб кетиши мумкин. Ядро реакциясининг тенгламаси ёзилсин ва шундай парчаланиши амалга ошира оладиган γ -фотоннинг минимал энергияси аниқлансин.

44.6. Агар ${}^9\text{Be}$ ядро учун E_0 боғланиш энергияси 58,16 МэВ, ${}^{10}\text{Be}$ ядроси учун эса 64,98 МэВ га тенглиги маълум бўлса, ${}^9\text{Be}(n, \gamma) {}^{10}\text{Be}$ реакциясининг энергияси Q аниқлансин.

44.7. Агар ${}^{14}\text{N}$ ядро учун E_0 боғланиш энергияси 104,66 МэВ, ${}^{14}\text{C}$ ядро учун 105,29 МэВ га тенг бўлса, ${}^{14}\text{N}(n, p) {}^{14}\text{C}$ ядро реакциясининг энергияси Q топилсин.

44.8. Агар дейтоннинг кинетик энергияси $T_1=1,5$ МэВ бўлса, ${}^{13}\text{C}(d, \alpha) {}^{11}\text{B}$ реакция натижасида ҳосил бўлган ядролар кинетик энергияларининг йиғиндиси аниқлансин. Ядро-нишон ${}^{13}\text{C}$ хара-катсиз деб қабул қилинсин.

44.9. ${}^9\text{Be}(\alpha, n) {}^{12}\text{C}$ ядро реакциясида $Q=5,70$ МэВ энергия ажралади. Бериллий ва гелий ядроларининг кинетик энергиялари-ни ҳисобга олмай ва уларнинг йиғинди импульсларини нолга тенг деб қабул қилиб, реакция маҳсулларининг кинетик энергиялари T_1 ва T_2 аниқлансин.

44.10. Дейтерий ядроларининг кинетик энергияларини ҳисобга олмай ва уларнинг йиғинди импульсларини нолга тенг деб қабул қилиб,



реакция маҳсулларининг кинетик энергиялари T_1 ва T_2 ҳамда импульслари P_1 ва P_2 аниқлансин.

44.11. ${}^6\text{Li}(d, p) {}^7\text{Li}$ реакцияда $Q=5,028$ МэВ энергия ажралади. ${}^6\text{Li}$ нинг массаси m аниқлансин. Қолган атомларнинг массалари 21-жадвалдан олинсин.

44.12. ${}^2\text{H}(d, p) {}^3\text{H}$ реакцияда $Q=4,033$ МэВ энергия ажралади. ${}^3\text{H}$ атомининг массаси m аниқлансин. Қолган атомларнинг массалари 21-жадвалдан олинсин.

44.13. ${}^3\text{He}(d, p) {}^4\text{He}$ ядро реакциясида $Q=18,34$ МэВ энергия ажралади. Гелий ${}^3\text{He}$ изотопининг нисбий атом массаси A_0 аниқлансин. Қолган атомларнинг массалари 21-жадвалдан олинсин.

Бўлиниш реакцияси

44.14. Атроф муҳитнинг $t=27^\circ\text{C}$ ҳароратида иссиқлик нейтронининг кинетик энергияси T ва тезлиги v аниқлансин.

44.15. Нейтроннинг углерод ${}^{12}\text{C}$ ядроси билан тўқнашганидан кейинги тезлиги u_1 нинг ўзининг дастлабки тезлиги v_1 га нисбати топилсин. Нейтроннинг кинетик энергияси учун ҳам шундай нисбат топилсин. Тўқнашишгача углерод ядроси тинчликда бўлган, урилиш эса тўғри, марказий, қайишқок деб ҳисоблансин.

44.16. ${}_{92}^{235}\text{U}$ уран ядроси битта нейтронни тутиб, иккита парчага бўлинди, бунда иккита нейтрон ажралиб чикди. Парчалардан бири ксеноннинг ${}_{54}^{140}\text{Xe}$ ядроси бўлиб чикди. Иккинчи парчанинг тартиб рақами Z ва масса сони A аниқлансин.

44.17. Уран-235 нинг битта ядросининг бўлинишида $Q = 200$ МэВ энергия ажралади. Ажралган энергия уран-235 ядроси тинчликдаги энергиясининг қанча қисмини ташкил қилади?

44.18. $m = 1$ г массали уран-235 да бўлган барча ядроларнинг бўлиниши натижасида ажраладиган E энергия аниқлансин.

44.19. Ядро реакторининг иссиқлик қуввати $P = 1$ Вт бўлиши учун $t = 1$ с вақтда уран-235 нинг қанча ядроси парчаланиши керак?

44.20. Атом электростанциясидаги ядро реакторида ядро ёқилғиси ${}^{235}\text{U}$ нинг массавий сарфи m , аниқлансин. Электростанциянинг иссиқлик қуввати $P = 10$ МВт. Хар бир бўлинишда ажраладиган энергия $Q = 200$ МэВ деб қабул қилинсин. Электростанциянинг ФИК 20% ни ташкил қилади.

44.21. Агар станциянинг ФИК $\eta = 16\%$ бўлса, бир суткада 0,1 кг уран-235 сарфлайдиган атом электростанциясининг электр қуввати P топилсин.

Ядронинг радиоактив емирилиш энергияси

44.22. Полоний ${}_{84}^{210}\text{Po}$ ядроси альфа емирилишининг энергияси Q аниқлансин.

44.23. Тинчликдаги ${}_{84}^{210}\text{Po}$ полоний ядроси $T = 5,3$ МэВ кинетик энергияли α - зарра чиқарди. Ядронинг тепки кинетик энергияси T ва α - емирилиш натижасида ажралиб чиққан тўлиқ энергия Q аниқлансин.

44.24. Углерод ${}_{6}^{14}\text{C}$ ядроси манфий зарядланган β - зарра ва антинейтрино чиқарди. Ядро бета емирилишининг тўлиқ энергияси Q аниқлансин.

44.25. Харакатсиз ${}_{14}^{31}\text{Si}$ кремний ядроси $T = 0,5$ МэВ кинетик энергияга эга бўлган манфий зарядланган β - зарра чиқарди. Ядронинг тепки кинетик энергиясини инобатга олмай антинейтринонинг кинетик энергияси T аниқлансин.

44.26. Позитрон ва нейтрино чиқарган углерод ядроси ${}_{6}^{10}\text{C}$ нинг емирилиш энергияси Q аниқлансин.

44.27. Азот атомининг ядроси ${}_{7}^{13}\text{N}$ позитрон чиқарди. Позитроннинг кинетик энергияси $T = 1$ МэВ. Ядронинг тепки кинетик энергиясини инобатга олмай позитрон билан бирга чиқарилган нейтринонинг кинетик энергияси T_ν аниқлансин.

АДАБИЁТ

Чертов А. Г., Воробьев А. А.

Физикадан масалалар тўплами: Техника олийгохларининг талабалари учун ўқув қўлланмаси, — русча қайта ишланган ва тўлдирилган 5- нашр. тарк. — Т.: Ўзбекистон. 1997. —

Mustaqil ta'lim tashkil etishning shakli va mazmuni

Talabalar auditoriya mashg'ulotlarida professor-o'qituvchilarning ma'ruzasini tinglayidilar, misol va masalalar yechadilar. Auditoriyadan tashqarida talaba darslarga tayorlanadi, adabiyotlarni konspekt qiladi, uy vazifa sifatida berilgan misol va masalalarni echadi. Bundan tashqari ayrim mavzularni kengroq o'rganish maqsadida qo'shimcha adabiyotlarni o'qib referatlar tayyorlaydi hamda mavzu bo'yicha testlar yechadi. Mustaqil ta'lim natijalari reyting tizimi asosida baholanadi.

Uyga vazifalarni bajarish, qo'shimcha darslik va adabiyotlardan yangi bilimlarni mustaqil o'rganish, kerakli ma'lumotlarni izlash va ularni topish yo'llarini aniqlash, internet tarmoqlaridan foydalanib ma'lumotlar to'plash va ilmiy izlanishlar olib borish, ilmiy to'garak doirasida yoki mustaqil ravishda ilmiy manbalardan foydalanib ilmiy maqola va ma'ruzalar tayyorlash kabilar talabalarning darsda olgan bilimlarini chuqurlashtiradi, ularning mustaqil fikrlash va ijodiy qobiliyatini rivojlantiradi. Shuning uchun ham mustaqil ta'limsiz o'quv faoliyati samarali bo'lishi mumkin emas.

Uy vazifalarini tekshirish va baholash amaliy mashg'ulot olib boruvchi o'qituvchi tomonidan, konspektlarni va mavzuni o'zlashtirish darajasini tekshirish va baholash esa ma'ruza darslarini olib boruvchi o'qituvchi tomonidan har darsda amalga oshiriladi.

Talaba mustaqil ishini tashkil etishda muayyan fanning xususiyatlarini hisobga olgan holda quyidagi shakllardan foydalanish tavsiya etiladi

- tavsiya etilgan darslik va o'quv qo'llanmalari bo'yicha fan boblarini, tegishli mavzularni o'rganish;
- amaliy mashg'ulotlariga nazariy tayyorgarlik ko'rish;
- darslik, o'quv qo'llanmalar va tarqatma materiallar bo'yicha amaliy mashg'ulotlarga mustaqil ravishda tayyorlanish;
- ayrim mavzular bo'yicha testlar tuzish va darsliklarda keltirilgan mashqlarni bajarish; tegishli tenglamalar va formulalar majmuini to'plash.
- amaliy mashg'ulotlarga tayyorgarlik ko'rish;

- laboratoriya mashg'ulotlariga tayyorgarlik ko'rish va olingan natijalarni qayta ishlash;
- darslik va o'quv qo'llanmalari bo'yicha fan boblari va mavzularini o'rganish;
- tarqatma materiallar bo'yicha ma'ruzalar qismini o'zlashtirish;
- talabaning o'quv-ilmiyi-tadqiqot ishlarini bajarish bilan bog'liq bo'lgan fanlari bo'limlari va mavzularni chuqur o'rganish.

Mustaqil ish mavzulari:

1. Yadro va elementar zarralar fizikasi. Tabiatda o'zaro ta'sir turlari.
2. Mikrodunyo hodisalari ko'lami.
3. Yadro tarkibi. Elektr va barion zaryad.
4. Juft-juft, juft-tok va tok-tok yadrolar. Izotop, izobar, izoton, izomer va «ko'zgu» yadrolar.
5. Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi.
6. Yadro spini. Yadroning magnit dipol momenti. Yadro o'lchami va zichligi. Yadro shakli. Statistika va juftlik.
7. Yadroviy kuchlarning o'rganish metodi. Deytron. Quyi energiyada neytron-proton sochilishi.
8. Quyi energiyada nuklon sochilishi. Izotopik invariantlik.
9. Yadroviy kuchlarning hususiyati. Yadroviy kuchlar nazariyasi.
10. Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi. Yadro modellari klassifikatsiyasi.
11. Tomchi modeli.
12. Fermi-gaz modeli.
13. Qobiq modeli. Umumlashgan yadro modeli.
14. Radioaktivlik xodisasini mohiyati.
15. Radioaktiv emirilishning asosiy qonunlari.
16. Ketma-ket parchalanish. Alfa emirilishi. Beta emirilishi.
17. Radioaktiv qatorlar va transuran elementlar.
18. Yadrolarning gamma nurlanishi. Gamma-o'tishlar tavsifi.
19. Tanlash qoidalar. Gamma kvantlarning rezonans sochilishi
20. Messbauer effekti. Yadro emirilishini sun'iy tezlashtirish.

21. Zaryadlangan zarralarning muhit bilan o'zaro ta'siri.
22. Zarra energiyasining atomlarni ionizatsiyalash va o'yg'otishga sarf bo'lishi. Zaryadlangan zarralarning yugurish uzunligi.
23. Neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri. Neytronlarni sekinlashtirish.
24. Gamma-nurlanishlarning modda orqali o'tishi.
25. Nurlanishlarning biologik ta'siri va undan himoyalanih.
26. Asosiy tushunchalari va ta'rifi. Yadro reaksiyalarining kinematikasi.
27. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari.
28. Yadro reaksiyalarining kesimi va chikishi.
29. Yadro reaksiyalarining mexanizmi. To'g'ridan to'g'ri yuz beradigan yadro reaksiyalar.
30. Fotoyadro va elektroyadro reaksiyalar. Neytronlar ishtrokidagi yadro reaksiyalar.
31. Yadro reaksiyalarining amaliy qo'llanilishi. Aktivatsion analiz. Radioizotoplar ishlab chiqarish.
32. Elementar zarralarning asosiy hususiyatlari, saqlanish qonunlari. Elementar zarralarning klassifikatsiyasi.
33. Elementar zarralar reaksiyasi va parchalanishida kinematika va zaryadlarning mexanizmi.
34. Elektromagnit uzaro ta'sir. Kuchli o'zaro ta'sir. Kuchsiz o'zaro ta'sir.
35. Koinot.
36. Katta portlash.
37. Koinotning birinchi daqiqalari.
38. Yuqori va o'ta yuqori energiyali koinot nurlarini zarralar va yadrolar bilan ta'siri.
39. Yadro o'lchami va zichligi
40. Tabiatda o'zaro ta'sir turlari
41. Yadroning elektr kvadrupol momenti va shakli
42. Yadro massasini aniqlash usullari
43. Mikrodunyo hodisalari ko'lami
44. Yadro radiuslarini aniqlash usullari
45. Deytron

46. Quyi energiyada neytron-proton sochilishi
47. Quyi energiyada nuklon sochilishi
48. Izotopik invariantlik
49. Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi
50. Yadroviy kuchlarning hususiyati
51. Yadroviy kuchlar nazariyasi
52. Umumlashgan yadro modeli
53. Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi
54. Yadro modellari klassifikatsiyasi
55. Yadro modellarining yechilmagan muammolari
56. Umumlashgan yadro modeli
57. Radioaktivlik xodisasini mohiyati
58. Ketma-ket parchalanish Al'fa emirilishi. Beta yemirilishi
59. Og'ir ionlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va o'ta og'ir elementlarni su'niy sintez qilish
60. Radioaktiv qatorlar va transuran elementlar
61. Gamma kvantlarning rezonans sochilishi
62. Dolzarb va yechilmagan muammolar
63. Yadro emirilishini sun'iy tezlashtirish
64. Radioaktiv fon
65. Texnogen radionuklidlar
66. Radiatsion ekologiya va unning dolzarb va yechilmagan muammolari
67. Neytronlarni sekinlashtirish
68. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari
69. Kvant xromodinamikasi va kuchlarning umumlashgan nazariyasi
70. Elementar zarralar va yadro astrofizikasi
71. Koinotning birinchi daqiqalari
72. Yuqori va o'ta yuqori energiyali koinot nurlarini zarralar va yadrolar bilan ta'siri

Izoh: Har bir talaba kafedra o'qituvchisining tavsiyasiga binoan 1 ta mavzu bo'yicha mustaqil ravishda referat tayyorlaydi va gurux talabalari huzurida uni

o'qib, tushuntirib beradi va bu mustaqil ishni baholash ballari hisobidan tegishli baholanadi.

**ATOM YADROSI VA ELEMENTAR
ZARRALAR FIZIKASI**

fanidan

GLOSSARIY

ATOM - kimyoviy element xossalarini o'zida saqlaydigan uning eng kichik qismi

ATOM KRISTALL - panjarasi tugunlarida elektrik betaraf atomlar joylashgan kristall

ATOM MASSA - atom massasining atom massa birliklarida ifodalangan qiymati

ATOM OG'IRLIK - dastavval atom massasi atamasi o'rniga ishlatilgan kelingan atama

ATOM ORBITALLARI - atomlar xar bir elektronining uchta kvant son - bosh kvant son n , impuls momentining orbital kvant soni l va orbital magnitik kvant son m_l larning to'liq funksiyalari

ATOM RADIUS - molekular va kristallarda atomlararo masofalarni taqriban baholash imkonini beruvchi tavsif

ATOM RAQAMI - kimyoviy elementning davriy tizimidagi tartib raqami; u muayyan elementning atom yadrosi tarkibiga kiruvchi protonlar soniga teng

ATOM SPEKTRI - erkin atomning energiya sathlari orasidagi kvant o'tishlarda vujudga keluvchi yutilish spektri yoki chiqarish spektri

ATOM YADROLARINING ASOSIY XUSUSIYATLARI Yadro tarkibi. Elektr va barion zaryad. Izotop, izobar, izoton, izomer va «ko'zgu» yadrolar. Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi. Yadro spini. Yadroning magnit dipol moment. Yadro o'lchami va zichligi. Yadro shakli. Statistika va juftlik.

ATOM YADROSI - atomning protonlar va neytronlardan iborat markaziy qismi

ATOM ZOND - qattiq jismlarning tekshirilayotgan sirtidan uzib olingan har bir ionni qayd qilish imkonini beruvchi ion proektorning mass-spektrometr bilan birlashmasi

BEKKEREL - radiofaol nuklidning SI birliklar tizimidagi faollik birligi. 1 Bk 1 sekunddagi 1 bo'linishni bildiradi

BETA - NURLAR - β - nurlar - atom yadrolarining beta-yemirili-shida ular chiqaradigan beta-zarralar oqimi

BETA - SPEKTROMETR - beta-zarralarning energiyalar bo'yicha taqsimlanishini qayd qilish asbobi

BETA - YEMIRILISH - β - **yemirilish** - atom yadrolarining radio-faol yemirilishi, shuningdek, erkin neytronning protonga radiofaol aylani-shi; bu jarayonda yadrolar elektronlar va antineytronlar yoki pozitronlar va neytronlar chiqaradi

BETA - ZARRA, β - zarra - atom yadrolarining beta-yemirilishlarida ular chiqaradigan elektron yoki pozitron

BIKSITON - ikki eksitonning bog'langan holati; Frenkel eksitonlari yoki Vane-Mott eksitonlari bunday eng sodda eksiton majmuiga misol bo'la oladi

BOG'LANGAN ELEKTRON - atom yadrosiga elektrostatik tortilish tufayli bog'langan elektron

BOG'LANISH ENERGIYASI - bog'langan zarralar tizimi energiyasi bilan ushbu zarralarning erkin holatdagi energiyalari yig'indisi orasidagi farq

BOG'LANISH ENERGIYASI - nuklonlarga kinetik energiya bermasdan nuklonlar orasidagi bog'lanishni (o'zaro aloqani) uzish uchun kerak bo'lgan energiyaga aytiladi.

BOR MAGNETONI - atom tizimlarining magnitik momentlarini o'lchash birligi

BOR RADIUSI - xidrogen (vodorod) atomida yadroga eng yaqin elektron orbita radiusi

BOSH KVANT SON - atom elektronining energiyasini belgilovchi kvant son

BOSH YADRO - radiofaol yemirilayotgan atom yadrosi

CHIQISH ISHI - elektronni qattiq jismdan yoki suyuqlikdan va-kuumga chiqarish uchun sarflanadigan energiya

DETEKTIRLASH - lot. *detectio* - topmoq - 1) modullangan elektr va boshqa tebranishlarning modullanish qonuniyatini aniqlash maqsadida shu tebranishlarni o'zgartirish; 2) o'zgaruvchan elektr tokdan bir yo'nalishli pulslanuvchi tok hosil qilish

DETEKTOR - elementar zarralarni, shuningdek, rentgen yoki gamma nurlarni qayd qiladigan asbob (ionlovchi bo'lma, sanagich)

DETEKTOR YARIMO‘TKAZGICH DIOD - detektorlash uchun mo‘ljallangan yarimo‘tkazgich diod

EKSITON - yarimo‘tkazgich yoki dielektrikdagi kristall hajmida ko‘chib yuruvchi, ammo elektrik zaryad va massa ko‘chishiga bog‘liq bo‘lmagan elektron uyg‘onishiga mos kelgan kvazizarra

ELEKTRON - tinchlik massasi $m_e=(9,109558\pm 0,00054)\cdot 10^{-31}$ kg va spini 1/2 ga teng bo‘lgan turg‘un elementar zarra

ELEKTRON ORBITASI - atom yoki molekulada elektronning ya-dro atrofida harakati traektoriyasi

ELEKTRON PARAMAGNITIK REZONANS - paramagnitik zar-ralarga ega bo‘lgan moddaning unga doimiy magnitik maydon berilganda elektrik magnitik nurlanishni tanlab yutishi

ELEKTRON QOBIQ - 1) atom yoki molekula tarkibiga kiruvchi barcha elektronlar majmui; 2) muayyan bosh son qiymatiga ega bo‘lgan va atom yadrosidan taxminan birday masofada joylashgan atom elektronlari majmui

ELEKTRONNING KLASSIK RADIUSI - klassik va kvant elektrodinamikasining ko‘pgina formulalariga kiruvchi, uzunlik o‘lchamlariga ega bo‘lgan asosiy kattalik $r_0=2,81794\times 10^{-13}$ sm

ELEKTRONVOLT - tizimdan tashqari energiya birligi; mikrozar-ra energiyasini o‘lchashda ishlatiladi. $1\text{ eV} = 1,60201\times 10^{-19}$ Joul = $1,60201\times 10^{-12}$ erg.

ELEMENTAR ZARRALAR Elementar zarralarning asosiy xususiyatlari va klassifikatsiyasi. Zarra va antizarralar. Elementar zarralar va saqlanish qonunlari. Elektromagnit o‘zaro ta’sir. Kuchli o‘zaro ta’sir. Kvarklar. Kuchsiz o‘zaro ta’sir.

ENERGIYA - yunon. *energia* - ishlash, faoliyat - turli shakldagi ma-terialning harakatlari va o‘zaro ta’sirlarining umumiy miqdoriy o‘lchovi; ish o‘lchamligiga ega

ENERGIYA SATHI - kvant tizimning mumkin bo‘lgan energiya qiymatlari

ENERGIYA SATHI - kvant tizimning mumkin bo‘lgan energiya qiymatlari

ENERGIYA SATHLARINING AJRALISHI - tashqi yoki ichki elektrik yoki magnitik o‘zaro ta’sir tufayli atom yoki atom yadrosining har bir energiya sathidan bir necha sathchalar hosil bo‘lishi

ENERGIYA SATHLARINING AYNISHI - atom, molekula yoki boshqa kvant tizimlarda tizim energiyasining birdan-bir qiymatiga mos, lekin biror kvant son bo'yicha farq qiluvchi bir necha turg'un holatlari mavjudligi; bu xossa kvant tizim kuch maydonining muayyan simmetriyasi mavjudligi bilan bog'liqdir

ENERGIYAVIY SATHNING EGALLANGANLIGI - berilgan energetik sath uchun hajm birligidagi egallangan holatlar sonining ularning statistik og'irligiga bo'lingan qiymati

ENERGIYAVIY SOHA - kristallda energiyaning eng kichik va eng katta qiymatlari bilan tavsiflanadigan elektronlar to'la energiyaviy qiymatlari sohasi

ENERGIYAVIY SPEKTR - 1) tizim ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiya qiymatlari majmui; 2) elektrmagnit nurlanish yoki korpuskul-yar nurlanish energiyalari qiymatlari majmui

ERKIN ELEKTRON - yadroga tortilishdan ozod bo'lgan va modda ichida yoki vakuumda erkin harakat qila oladigan elektron

ERKIN ZONA - mutlaq nol temperaturada elektronlar bo'lmaydigan ruxsat etilgan zona

FERMI ENERGIYASI - Fermi sathiga mos kelgan energiya

FERMI KVAZISATHLARI - yarimo'tkazgichlarda nomuvozanat holatdagi sharoitlarda ruxsat etilgan energiya zonalari zaryad tashuvchilarga to'ldirilganligi bilan tavsiflanuvchi energiyaviy sathlar

FERMI SATHI - mutlaq nol temperaturada fermionlar egallagan eng yuqori energiya sathi

FERMI SIRTI - kvaziimpulslar sohasida metallning band qilingan elektron holatlarini mutlaq nol temperaturada elektronlar bo'lmaydigan sohadan ajratib turuvchi birday energiyalar sirti

FERMI-DIRAK STATISTIKASI - yarimbutun spinli (\hbar birliklar-da) ayniy zarralar tizimlariga qo'llaniladigan kvant statistikasi

FERMI-DIRAK TAQSIMOTI - birday fermionlarning energiya sathlari bo'yicha taqsimlanishi

FONON - kristall panjaradagi elastik to'lqinga mos keluvchi kvazi-zarra

FOTOELEKTRON - elektrmagnitik nurlanish ta'sirida moddadan uchib chiqqan elektron

FOTOELEKTRON EMISSIYA - qattiq yoki suyuq jism sirtidan shu sirtga tushuvchi elektrmagnitik nurlanish ta'sirida vakuum yoki boshqa muhitga elektronlarning chiqarilishi

FOTOELEKTRON KO'PAYTGICH (FEK) - zaif yorug'lik sig-nallarini elektrik signallarga aylantirib beruvchi asbob; ishlashi fotoelek-tron va ikkilamchi elektron emissiyaga asoslangan

FOTOELEKTRON SPEKTROSKOPIYA - modda tuzilishini o'r-ganish usuli; moddada ultrabinafsha nurlar uyg'otgan fotoelektron emis-siyada uchib chiquvchi elektronlar energetik spektrini o'lchashga asoslan-gan

FOTOELEMENT - ishlashi fotosamaraga asoslangan elektrik as-bob

FOTOIONLANISH - moddalarning yorug'lik ta'sirida ionlanishi

FOTOKATOD - fotoelektron asboblarning tushuvchi yorug'lik ta'-sirida elektronlar chiqaruvchi elektrodi

FOTOKIMYOVIY REAKSIYA - modda yorug'likni yutishi nati-jasida yuzaga keluvchi kimyoviy reaksiya

FOTON - elektrmagnitik maydon kvanti, nolga teng tinchlik massa-ga va 1 ga teng spinga ega bo'lgan elementar zarra

FOTON IMPULSI - foton energiyasining yorug'likning vakuumda-gi tezligiga nisbati

FOTOO'TKAZUVCHANLIK - yorug'lik ta'sirida yarimo'tkaz-gich elektrik o'tkazuvchanligining ortishi

GAMMA-NURLANISH - to'lqin uzunligi 10^{-8} sm dan kichik qisqa to'lqinli elektrmagnitik nurlanish

GAMMA-SPEKTROMETR - gamma nurlanish spektrlarini o'l-chash asbobi

GAMMA-YEMIRILISH - gamma nurlanish vujudga keladigan yadroviy jarayon

ION - *yunon. ion – borayotgan* - atom va molekula elektron yo'qot-ganda yoki qo'shib olganda hosil bo'luvchi elektrik zaryadlangan zarra

ION BILAN URISH - ionlarning hajmiy va sirtiy sochilishiga, tur-licha kondensatlangan muhitlardan zaryadlangan va betaraf zarralarning emissiyaga keng takroriylik spektrida elektrmagnitik nurlanish chiqarishi-ga, qattiq jism hajmida va uning sirtida nuqsonlar hosil qilish kabi turli ra-diatsiyaviy jarayonlarining yuzaga kelishiga sabab bo'luvchi hodisa

ION BOG'LANISH - ionlar orasidagi elektrstatik o'zaro ta'sir taqozo qiladigan kimyoviy bog'lanish

ION DASTA - musbat (bir yoki ko'p zaryadli) yoki manfiy ionlar-ning odatda oqim uzunligiga nisbatan kichik ko'ndalang o'lchovli va zarra-lari tartibsiz issiqlik tezligidan ancha katta tezlik bilan harakatlanuvchi yo'-nalgan oqimi

ION KRISTALL - kristall panjarasi tugunlarida musbat va manfiy ionlar joylashgan kristall

ION O'TKAZUVCHANLIK - kristall panjarada ionlar ko'chishi tufayli moddada zaryadlarning uzluksiz ko'chishi

IONLANISH - gaz atomi yoki molekulasidan bir yoki bir necha elektronning ajralishi

IONLANISH ENERGIYASI - dastlab oddiy holatda turgan atom yoki molekulani ionlash uchun zarur bo'lgan eng kichik energiya

IONLANISH ISHI - elektronni atom yoki molekuladan uning atom yoki molekula bilan o'zaro ta'sirini nazarga olmasa bo'ladigan masofaga uzoqlashtirishda sarflanadigan energiya

IONLANISH KARRALIGI - ion elektrik zaryadining elektron zar-yadiga nisbati

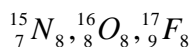
IONLAR IMPLANTATSIYASI - qattiq jism sirtini ionlar bilan urish orqali uning ichiga turg'un atomlar kiritish

IONSIZLASH - modda egallagan hajmdan erkin zaryad tashuvchi-larning yo'qolishi

IZOBAR Massa soni A bir xil, zaryadlari har xil yadrolarga *izobar* yadrolar deb ataladi. M: $^{10}_4\text{Be}, ^{10}_5\text{B}, ^{10}_6\text{C}$ Izobarlar ximiyaviy xususiyatlari turlicha, fizik

xususiyatlari, nuklon soni bir xil bo'ladi. Lekin bir xil A-bo'lganda ham izobar yadrolar massalari birmuncha farq qiladilar.

IZOTON ko'zguli yadrolar, yadro kuchlar tabiatini va yadro kuchlariga elektromagnit maydonining hissasini aniqlashda keng qo'llaniladi. Neytronlari bir xil bo'lgan yadrolarga *izotonlar* deb ataladi. M:



IZOTOP Bir xil zaryadga (Ze) ya'ni bir xil sonli protonga, ammo har xil massa soniga A ega bo'lgan yadrolarga *izotoplar* deb ataladi. Masalan, ${}^{16}_8O, {}^{17}_8O, {}^{18}_8O$, protonlar soni bir xil, neytronlar soni turlicha, elementlar davriy sistemasida bir joyda joylashadi. Izotoplar bir xil ximiyaviy va optik xususiyatlarga egadirlar. Lekin fizik xususiyatlari massa soni, toq-juftliklari va hokazolar turlichadir.

KATOD - tok manbaining manfiy qutbi yoki asbobning tok manbai manfiy qutbiga ulanadigan elektrod

KO'ZGU YADRO Birinchi yadroning protonlari ikkinchi yadroning neytronlariga, ikkinchi yadroning protonlari birinchi yadroni neytronlariga teng bo'lsa *ko'zguli* yadrolar deb ataladi. M: ${}_0^1n \rightarrow {}_1^1P$, ${}_1^3H_2 \rightarrow {}_2^3He_1$, ${}_4^7Be_3 \rightarrow {}_3^7Li_4$ Ko'zguli yadrolardan biri radioaktiv bo'ladi. Har qanday o'zgarishlardan so'ng bir-biriga o'tishadilar.

KUCHLI O'ZARO TA'SIR - bir nechta femtometrda kichik ma-sofalarda adronlar orasidagi o'zaro ta'sir; xususan, atom yadrolaridagi nuk-lonlarning o'zaro bog'lanishini ta'minlaydi

KYURI - (Ku, Cu) - radiofaol manbada nuklid faolligi(izotop fa-olligi)ning tizimdan tashqari birligi. 1 Ku=3,700x10¹⁰ Bk (*bekkerel*)

KYURI QONUNI - paramagnetiklar magnitik qabulchanligining temperaturaga bog'liqligi

KYURI TAMOYILI - kristall tashqi tazyiq ostida o'zining nuqta-viy simmetriyasining faqat tazyiq simmetriyasi elementlari bilan umumiy bo'lgan simmetriya elementlarinigina saqlab qoladigan qilib o'zgartirishi-dan iborat jarayon

KYURI TEMPERATURASI - 1) ikkinchi jins fazaviy o'tish temperaturasining umumiy nomi; 2) ferromagnetikning paramagnetikka faza-viy o'tish

temperaturasi; 3) segnetelektriklarda o‘z-o‘zidan qutblanish yo‘-qoladigan temperatura

MASSA SONI Atom yadrosi proton va neytrondan tashkil topganligi aniqlangan, protonlar soni Z va neytronlar soni N birgalikda massa soni A deb atala boshlandi.

MASS-SPEKTROMETR - moddaning ionlashgan zarralarini mas-salari bo‘yicha ajratish asbobi; ishlashi vakuumda uchayotgan ionlar das-tasiga elektrik va magnitik maydonlarning ta’siriga asoslanadi

MASS-SPEKTROSKOPIYA - modda ionlari massasining yoki ionlar massasining ularning zaryadiga nisbatini aniqlash yo‘li bilan mod-dani tadqiq qilish usuli

MESSBAUER SAMARASI - qattiq jismlarda bog‘langan atom yadrolari tomonidan gamma-kvantlarning chiqarilishi yoki yutilishi; bunda jismning ichki energiyasi o‘zgarmaydi, ya’ni fononlar chiqarilmaydi va yutilmaydi

MESSBAUER SPEKTROSKOPIYASI - atom yadrolarining ular-ni qurshovchi muhit tomonidan hosil qilingan elektrik va magnitik may-donlar bilan o‘zaro ta’sirini o‘rganish usuli; Messbauer samarasidan foy-dalanishga asoslangan

PROTON - musbat elektrik zaryadga ega bo‘lgan, barionlar guruxi-ga oid va atom yadrosi tarkibiga kiradigan barqaror elementar zarra

RADIOAKTIVLIK Radioaktivlik xodisasini mohiyati. Radioaktiv yemirilishning asosiy qonunlari. Ketma-ket parchalanish. Alfa yemirilishi. Beta yemirilishi. Radioaktiv qatorlar va transuran elementlar. Yadrolarning gamma nurlanishi. Gamma-o‘tishlar tavsifi. Tanlash koidalar. Gamma kvantlarning rezonans sochilishi. Messbauer effekti. Yadro yemirilishini sun’iy tezlashtirish.

UYG‘ONGAN ATOM - atomning asosiy holatidagiga nisbati katta-roq energiyaga ega bo‘lgan holati

UYG‘ONGAN HOLAT - atom, molekula va boshqa kvant tizim u-chun mumkin bo‘lgan energiyalarning diskret qatoridan eng kichik qiyma-tidan kattaroq energiyali tizim holati

UYG‘ONGAN HOLATNING DAVOMIYLIGI - tizimning uy-g‘ongan holatda bo‘lish vaqti

UYG‘ONISH - tizimni turg‘un muvozanat holatidan chiqarish

YADRO MODELLARI Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi. Yadro modellari klassifikatsiyasi. Tomchi modeli. Fermi-gaz modeli. Kobik modeli. Umumlashgan yadro modeli.

YADRO REAKTSIYALAR Asosiy tushunchalari va ta‘rifi. Yadro reaksiyalarining kinematikasi. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari. Yadro reaksiyalarining kesimi va chikishi. Yadro reaksiyalarining mexanizmi. To‘g‘ridan to‘g‘ri yuz beradigan yadro reaksiyalar. Fotoyadro va elektroyadro reaksiyalar. Neytronlar ishtrokidagi yadro reaksiyalar. Yadro reaksiyalarining amaliy qo‘llanilishi. Aktivatsion analiz. Radioizotoplar ishlab chiqarish.

YADRO ELEKTRONIKASI - zarralar detektorlaridan keluvchi ax-borotni qayd qiluvchi, o‘zgartiruvchi va qayta ishlovchi elektron asboblardan foydalaniladigan yadro fizikasi usullari majmui

YADRO KUHLARI Yadro kuchlarning o‘rganish metodi. Deytron. Quyi energiyada neytron- proton sochilishi. Quyi energiyada nuklon sochilishi. Izotopik invariantlik. Yadroviy kuchlarning xususiyati. Yadroviy kuchlar nazariyasi.

YADRO NURLANISHLARNING MODDA BILAN O‘ZARO TA‘SIRI Zaryadlangan zarralarning muhit bilan o‘zaro ta‘siri. Zarra energiyasining atomlarni ionizatsiyalash va uyg‘otishga sarf bo‘lishi. Zaryadlangan zarralarning yugurish uzunligi. Neytronlarning modda bilan o‘zaro ta‘siri. Neytronlarning sekinlashishi. Gamma-nurlanishlarning modda orqali o‘tishi. Nurlanishlarning biologik ta‘siri va undan himoyalanih.

YAQIN TARTIB - moddaning kichik hajmlari ichida qo‘shni zarra-larning nisbatan tartiblangan joylashuvi

YAQIN TARTIB O‘ZARO TA‘SIRLARI - moddani tashkil qiluvchi qo‘shni zarralar orasidagi o‘zaro ta‘sirlar

YARIMEMIRILISH DAVRI - radiofaol yadrolar miqdori o‘rtacha ikki marta kamayadigan vaqt oralig‘i

YARIMMETALL - atomlari kristall panjaraga va metall kristallga nisbatan 10^2 - 10^3 marta kam elektron o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan qattiq jism

YARIMO‘TKAZGICH DETEKTOR - asosiy elementi yarimo‘t-kazgich kristalidan iborat bo‘lgan zarralarni qayd qilish asbobi

YARIMO‘TKAZGICH FOTODIOD - elektrik o‘tishga, ikkita chi-qishga ega fotoelektrik yarimo‘tkazgich asbob

YARIMO‘TKAZGICH FOTOELEMENT - ishlashi fotogalvanik-samaradan foydalanishga asoslangan fotoelektrik yarimo‘tkazgich asbob

YORUG‘LIK - inson ko‘zi sezadigan takroriyliklar oralig‘idagi elektrmagnitik to‘lqinlar

YORUG‘LIK KVANTI - foton energiyasi

YORUG‘LIK MANBAI - spektrning ko‘rinuvchi ultrabinafsha va infraqizil sohalarida elektrmagnitik energiya nurlangichi

YORUG‘LIK NURI - yorug‘lik energiyasi tarqaladigan chiziq

YORUG‘LIK NURLOVCHI DIOD (YORUG‘DIOD) - elektrik e-nergiyani elektrlyuminessensiya yordamida yorug‘lik nurlanishi energiya-siga aylantiruvchi yarimo‘tkazgich diod

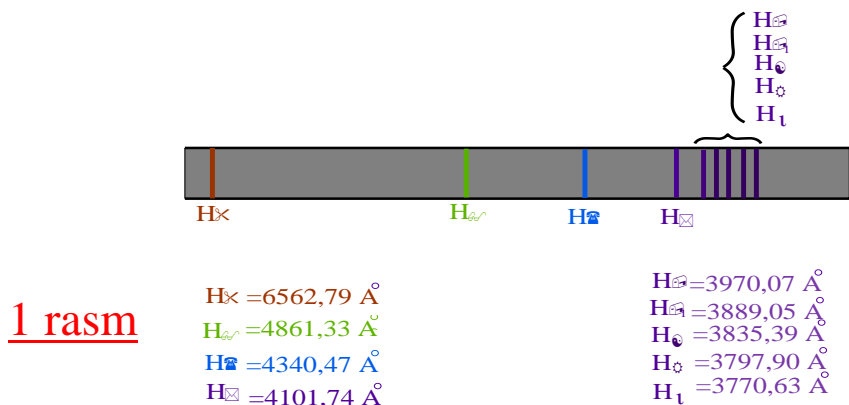
YORUG‘LIK TO‘LQINI - o‘z tarkibida uzunliklari 0,4-0,76 mkm oraliqda bo‘lgan sinusoidal elektrmagnitik to‘lqinlar

YORUG‘LIK TO‘LQINI UZUNLIGI - yorug‘liklar tebranishining bir davri davomida monoxromatik yorug‘lik to‘lqinining tarqalish uzunligi

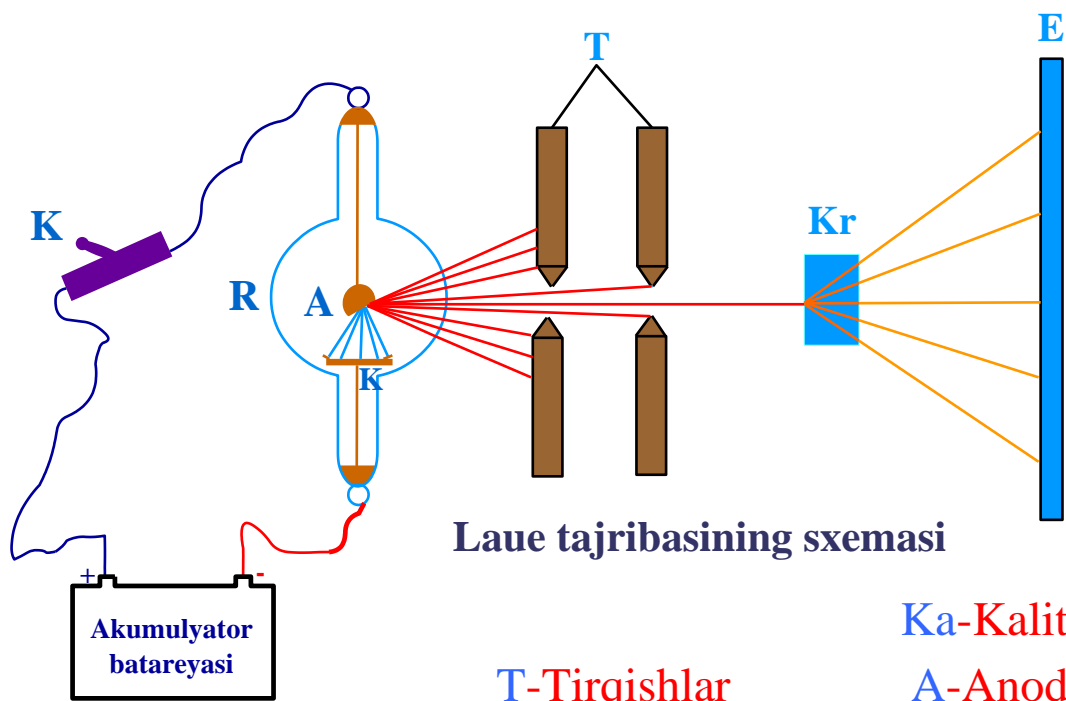
**ATOM YADROSI VA
ELEMENTAR ZARRALAR
FIZIKASI FANIDAN
TARQATMA
MATERIALLAR**

Rentgen tajribasi

Tormozlanuvchi nurlanishni elektromagnit nazariya asosida tushuntirish mumkin. Elektronning kinetik energiyasi anodda tormozlanish natijasida K_1 dan K_2 qiymatga

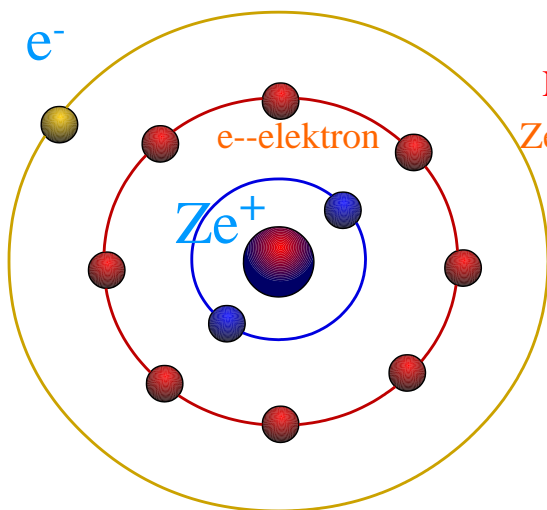


Vodorod atomining spektrlari



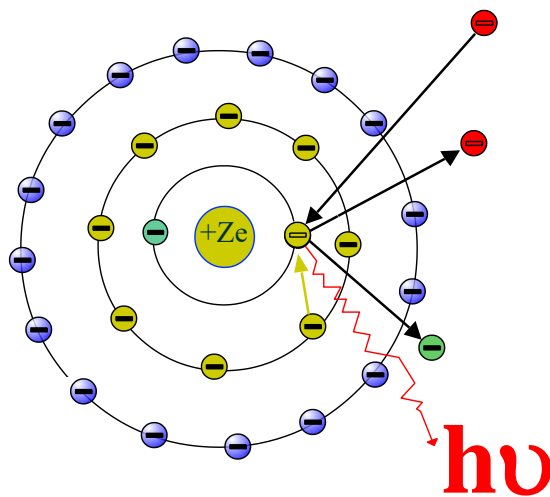
- Ka-Kalit
- A-Anod
- K-Katod
- R-Rentgen trubkasi
- T-Tirqishlar
- Kr-Kristall
- E-Ekran

2 rasm



Na-atomning yadro va elektronlarning joylashishi
 $Z=11$ - atom raqami
 $Ze+$ -proton yoki atom yadrosi

3 rasm

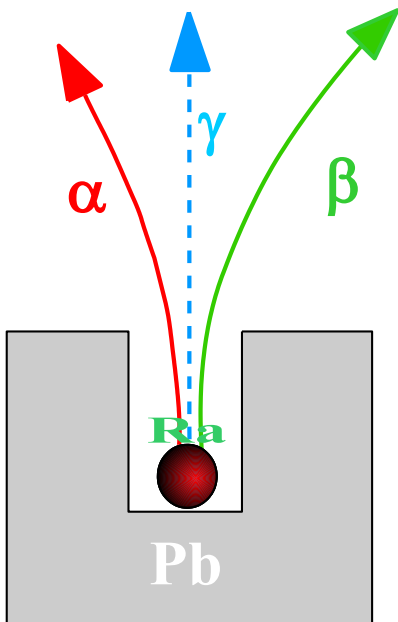
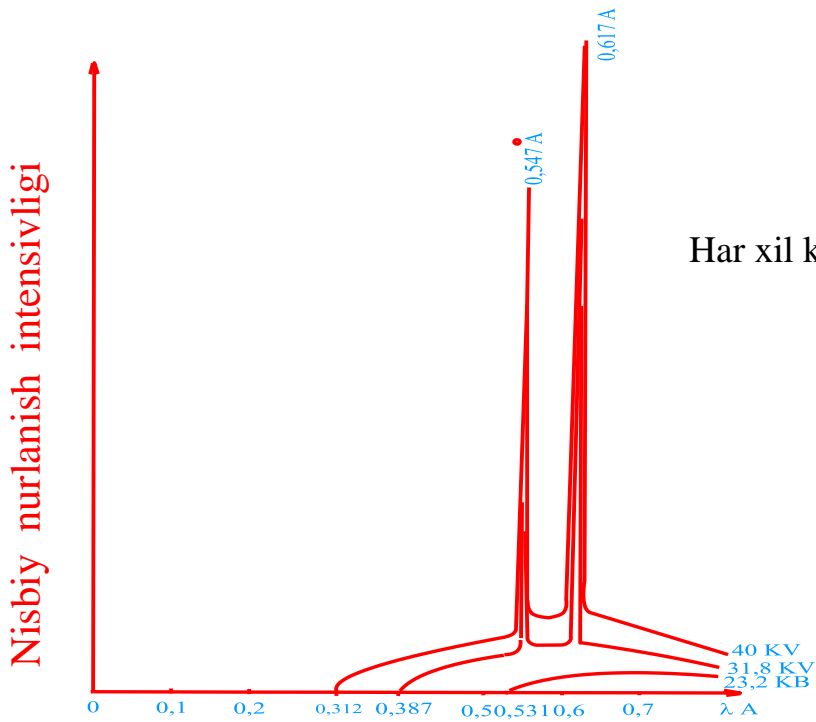


4 rasm

Xarakteristik spektrning hosil bo`lish sxemasi.

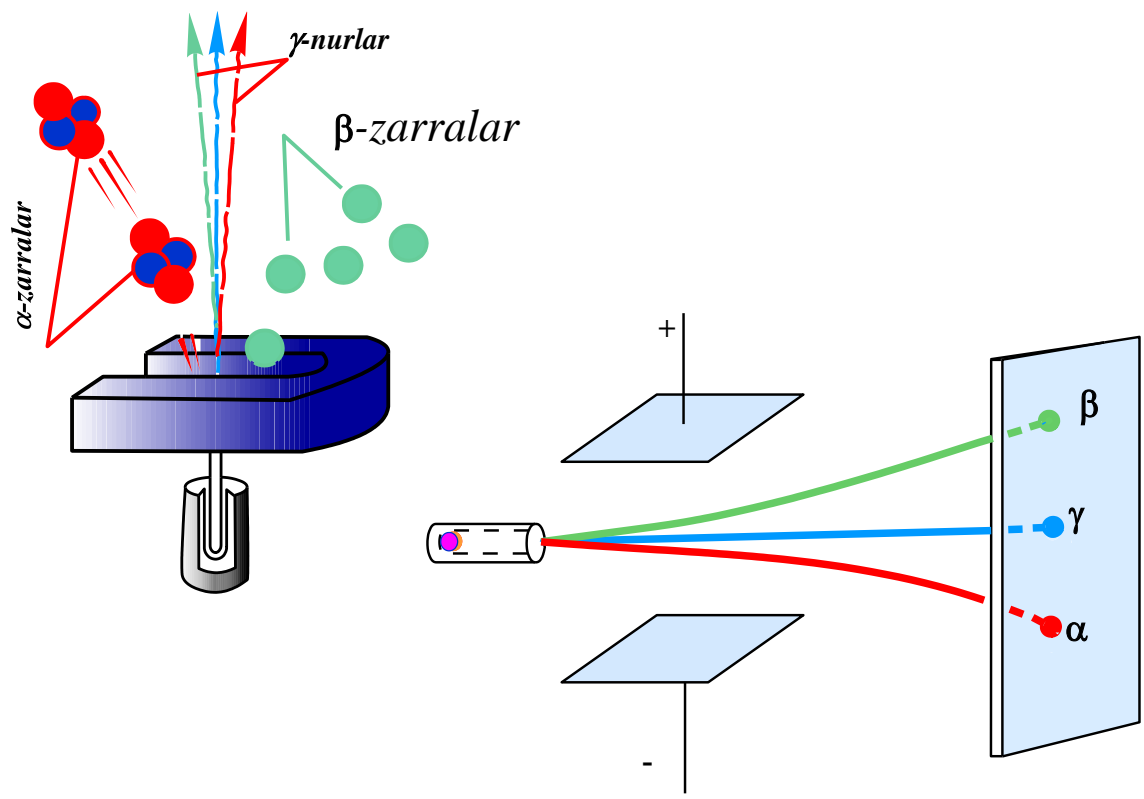
1 – elektron anod bilan to`qnashib, 2 – elektronni urib chiqaradi 2^1 .
 Vaqt o`tishi bilan u joyga 3 – elektron o`tadi va $h\nu$ –kvant chiqaradi.

Radioaktivlik



6 rasm

Pb- Qo`rg`oshin g`ilof ichida Ra radiy radioaktiv moddasi joylashtirilgan. U parchalanish jarayonida o`zidan α , γ , β -nurlar chiqaradi. Nurlarni alohida ko`rish uchun elektr yoki magnit maydoni bilan ta`sir ettiriladi.



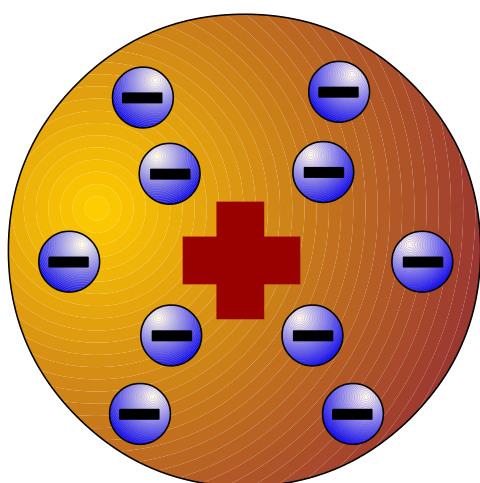
7 rasm

R- Radiativ manba, M- O`zgarmas taqasimon magnit manbasi, K- Kondensator
 1-Radiativ zarralarga magnit maydoni ta`sir qiladi.
 2-Radiativ zarralarga elektr maydoni ta`sir qiladi.
 Ikki holda ham γ nurlar yo`nalishlarini o`zgartirmaydi.

4. Rezerford tajribasi

1911 yilda E.Rezerford atomning Dj.Tomson modelini tekshirish maqsadida radioaktiv moddadan chiquvchi musbat zaryad bilan atomni bombardimon qildi. Tajriba o'tkazish sxemasi 12-rasmda keltirilgan.

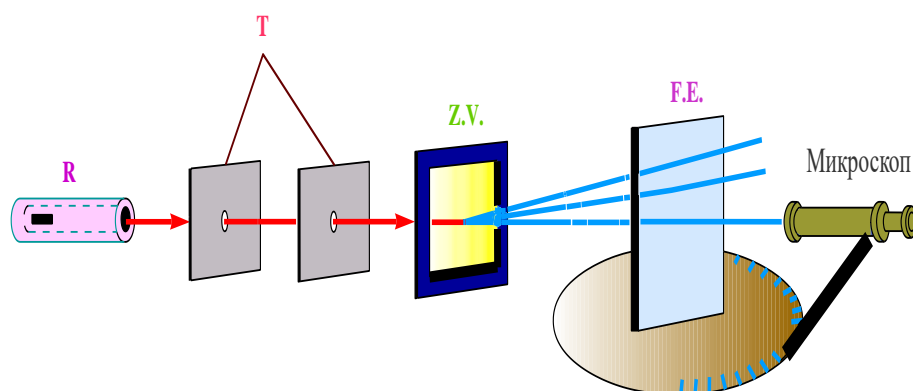
Agarda atom Dj.Tomson modeliga mos kelsa α -zarra (R_0-214 olingan) oltin o'tishda zarvaraقدan har xil burchaklarga ozadi (12-rasm). Zarvaraقدan o'tgan α -zarrani kuzatish uchun ZnS qoplangan ekran va uning atrofida aylana bo'ylab harakat qiladigan mikroskopdan foydalangan. Ekranga α -zarra urilganda, undan yorug'lik nuri chiqadi. Yorug'lik nurini mikroskop yordamida kuzatiladi.



Atomning Tomson modeli

Musbat zarralangan shar ichida manfiy zarralar suzib yuradi.

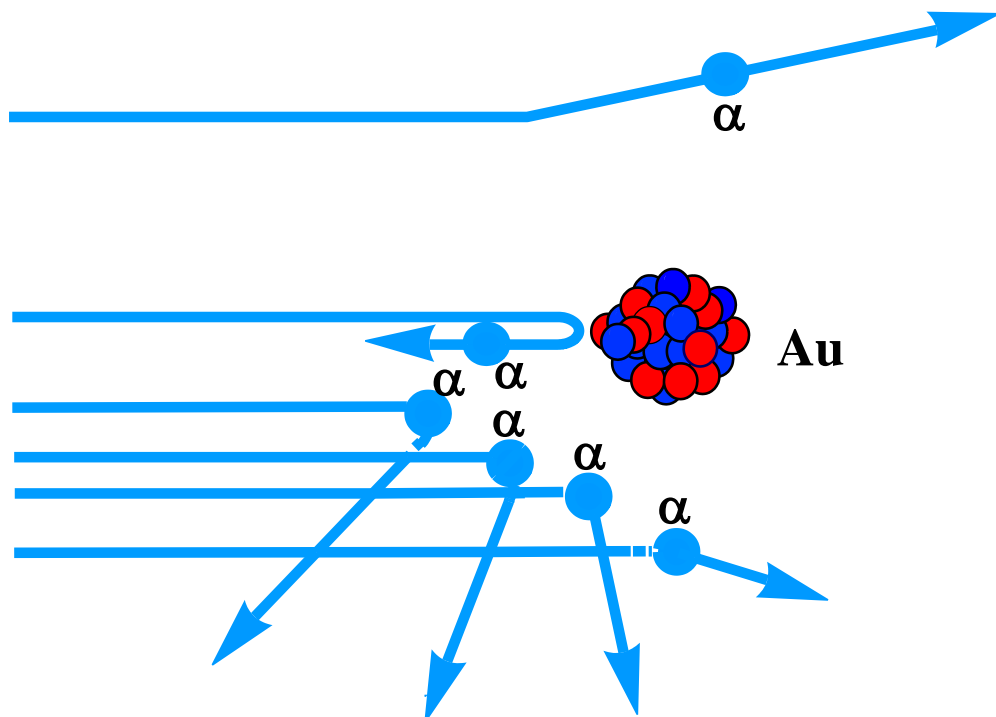
8 rasm



9-rasm

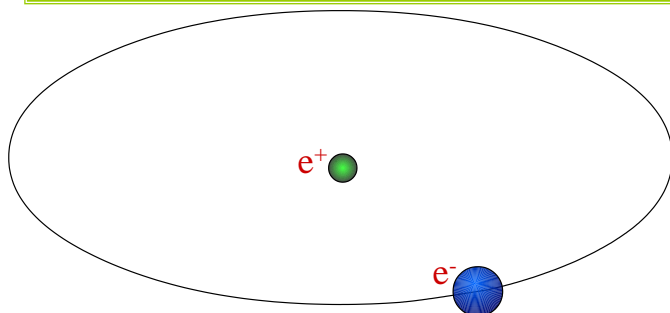
Rezerford tajribasi

R- Qo'rg'oshin g'ilofda joylashtirilgan radiaktiv modda
T-aniq zarralar yo'nalishini hosil qilishda tirqishlar turkumi
Z.V.- Zarvaraқ
F.E.-Fluorensseyali ekran



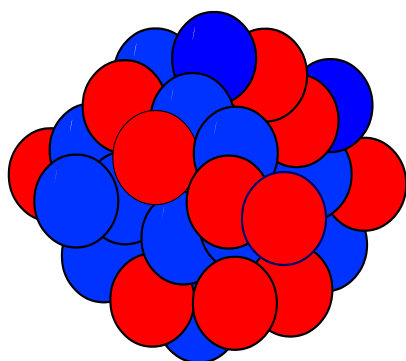
10 rasm

Rezerford tajribasida α - zarraning oltin zarvaraقدan qaytish yo`llari
 Au - oltin yadrosi
 α - alfa zarralari. uning Au- vadrosi bilan to`nashuv extimolligi iuda kichik.



11 rasm

Vodorod atomining planetar modeli
 e^+ -proton aylananing markazida joylashgan
 e^- -Elektron ma`lum masofada proton atrofida aylana bo`ylab harakat qiladi.



Kimyoviy elementlarning nuklonlari, protonlar va neytronlar yig`indisidan iborat.

● - Protonlar
● - Neytronlar.

Kimyoviy elementning massa soni A, protonlar soni Z va neytronlar soni N yig`indisiga teng,

$A=Z+N$

12 rasm

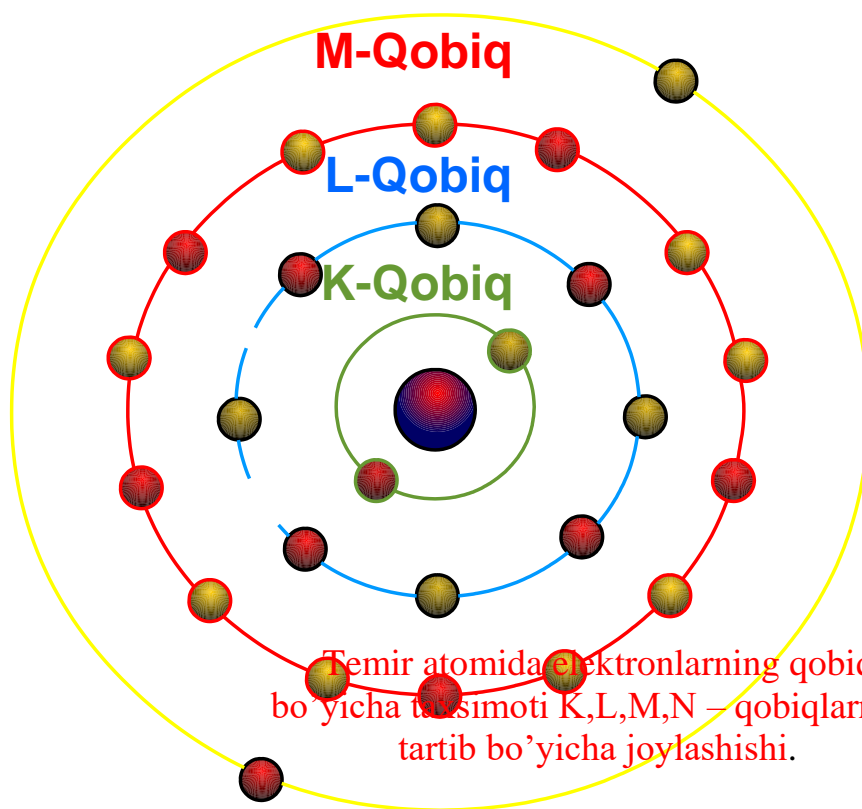
N-Qobiq

13 rasm

M-Qobiq

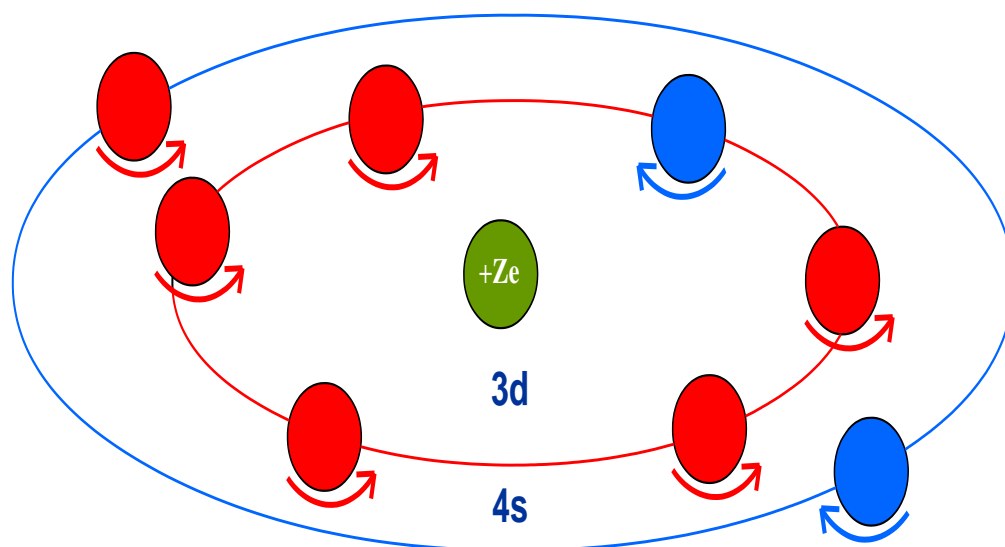
L-Qobiq

K-Qobiq



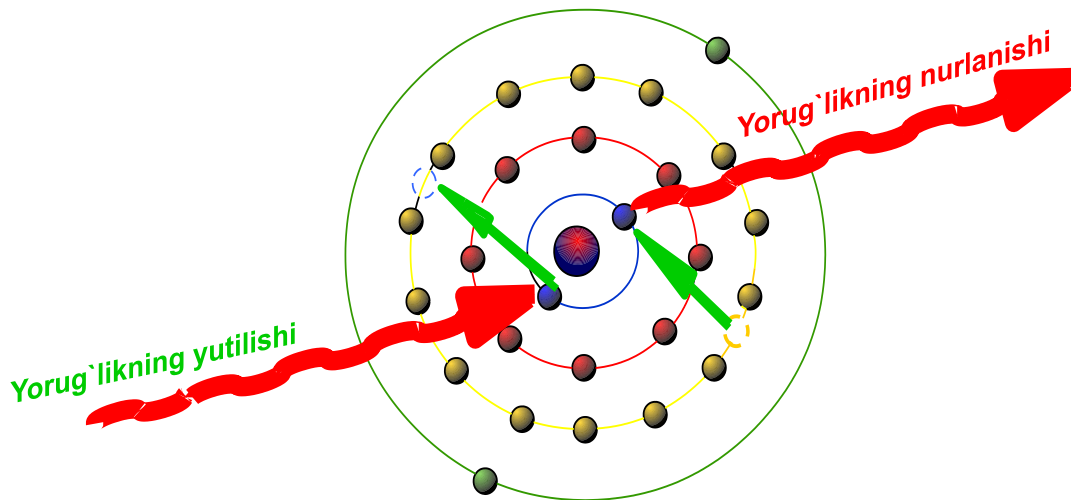
Temir atomida elektronlarning qobiqlar bo'yicha taqsimoti K,L,M,N – qobiqlarning tartib bo'yicha joylashishi.

14 rasm



Temirning 3d energetik sathida 6 elektronlar bo'lib, uning 5 tasi "chap" spinli va bittasi "o'ng" spinlidir.

Bor postulatları



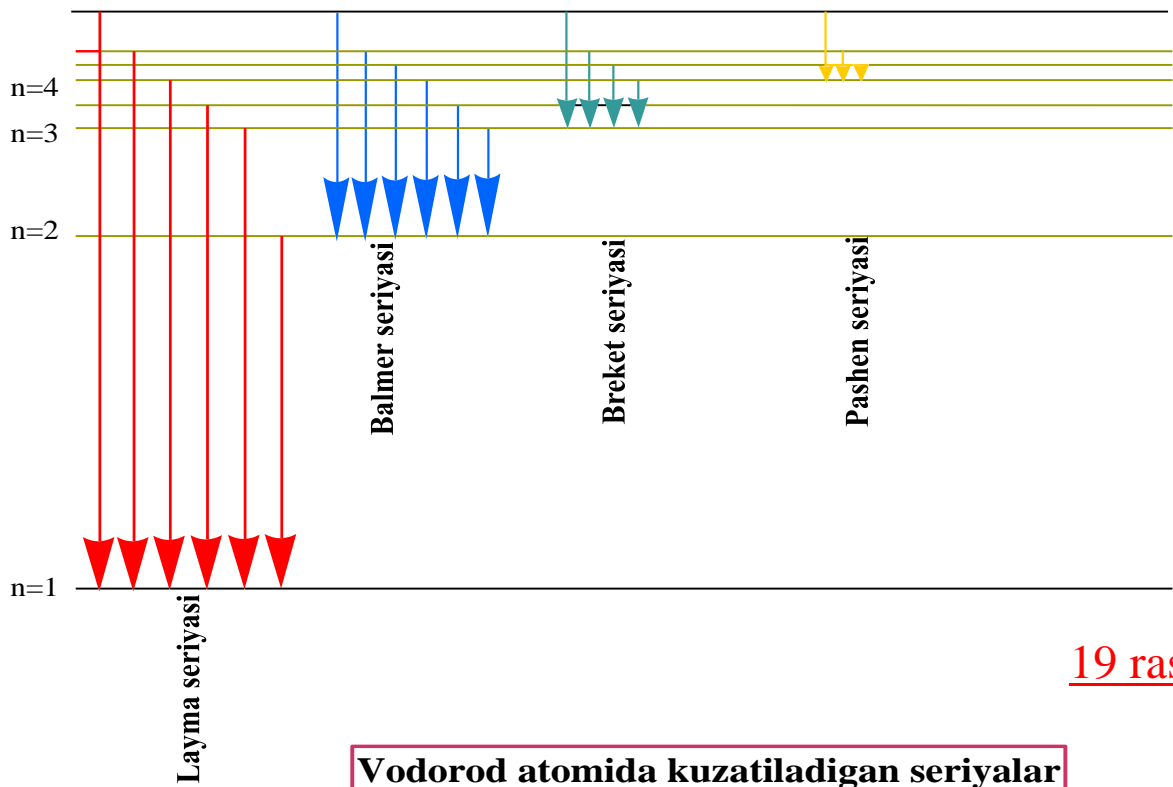
15 rasm

Simob atomining yorug'likni yutish va o'zidan yorug'lik chiqarish sxemasi

e⁻ elektron uchinchi orbitadan to'rtinchi orbitaga yorug'lik yutish tufayli chiqadi, $\nu = \frac{E_4 - E_3}{h}$ chastotali nur yutadi.

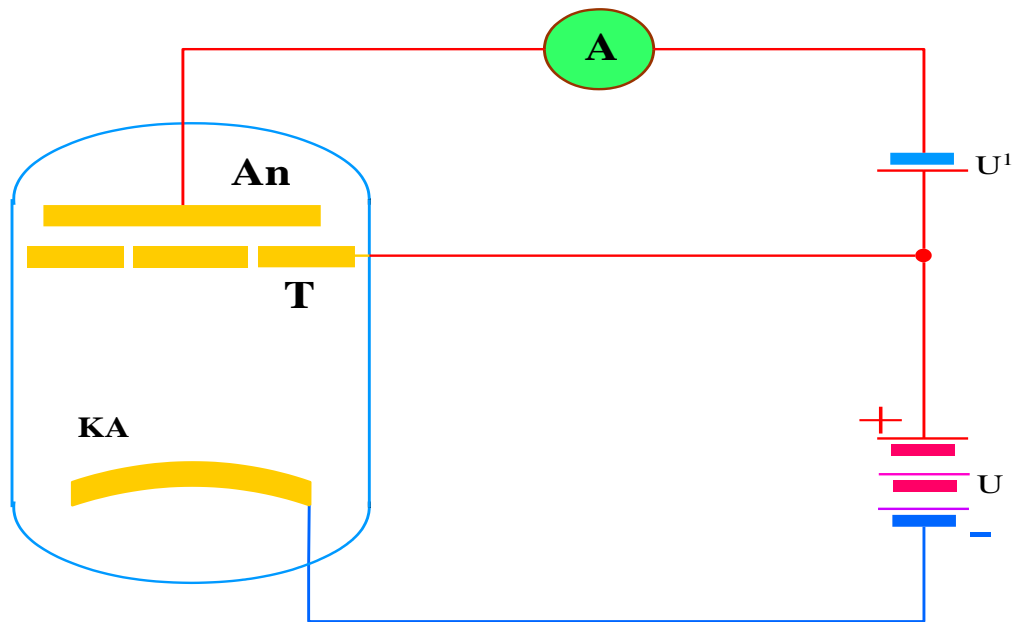
e⁻ elektron to'rtinchi orbitadan uchinchi orbitaga o'tganda simob atomi nur chiqaradi, uning chastotasi $\nu = \frac{E_4 - E_3}{h}$

Frank va Gers tajribasi



19 rasm

Vodorod atomida kuzatiladigan seriyalar



K-Katod

T-To'r

An -Anod

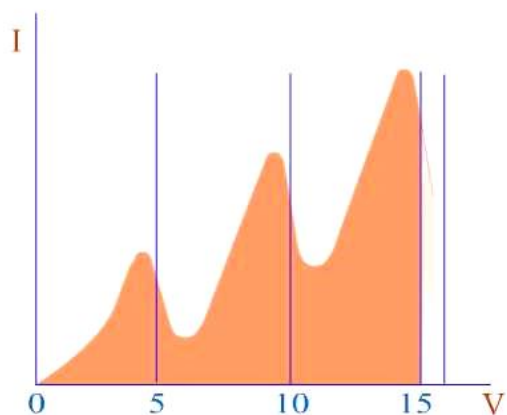
U -O'zgaras tok manbayi

y katod va to'r oralig' idagi kuchlanishnin ta'minlaydi.

U^1 -anod va to'r oralig' idagi kuchlanishni ta'minlaydi.

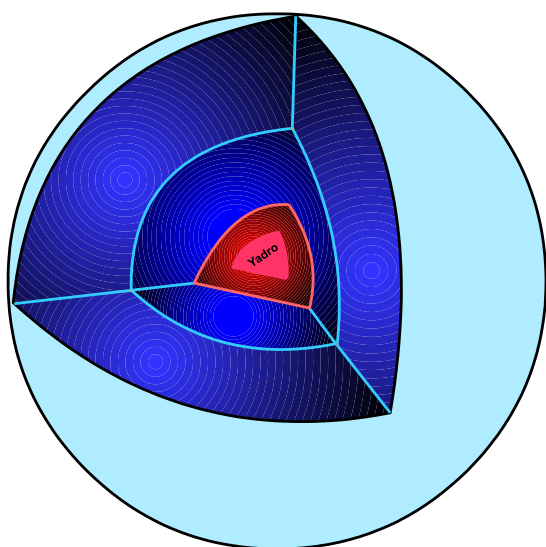
A -Ampermetr

16 rasm



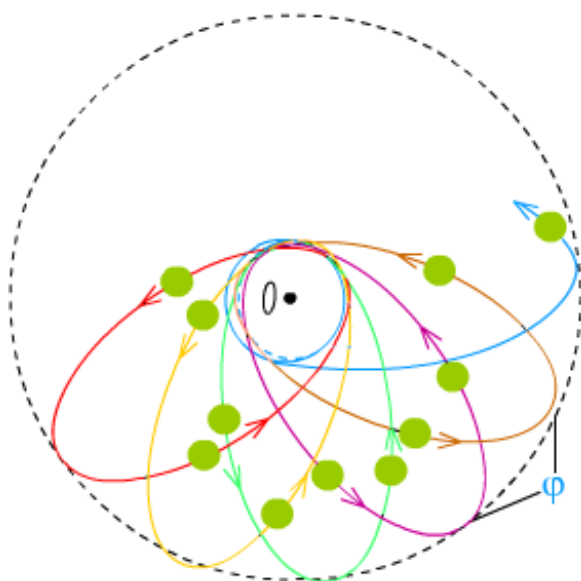
Frans Gers tajribasida volt-ampere xarakteristikasi.
 Bu=4.9 V teng bo`lganda I tok kuchi katta qiymatlarga erishadi.

17 rasm



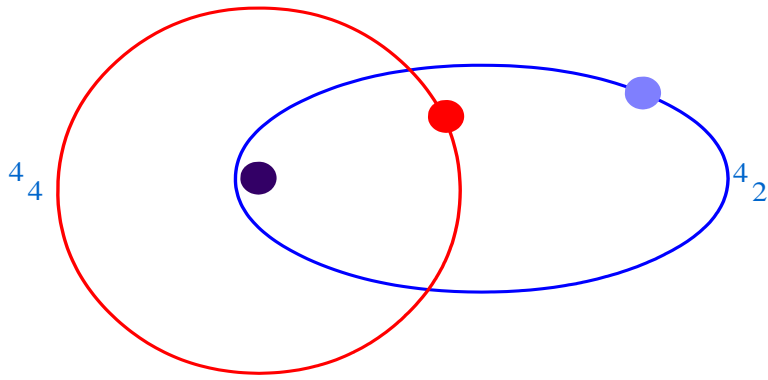
Yadro atrofida qobiqlar bo`yicha elektronlarning taqsimoti. U sferaning xar bir qatlamida xar xil taqsimlangan. Markazdan uzoqlashgan sari elektronlarning soni kamayadi.

18 rasm



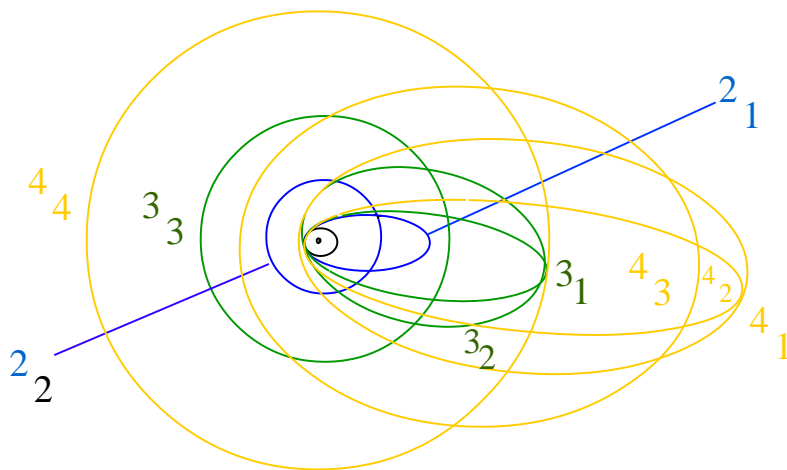
Elektron yadro atrofida ma`lum tekislikda pretsessiyali harakat qiladi. Elektronlar harakat tekisliklari bir biridan $\delta\phi$ burchakka farq qiladi.

19 rasm



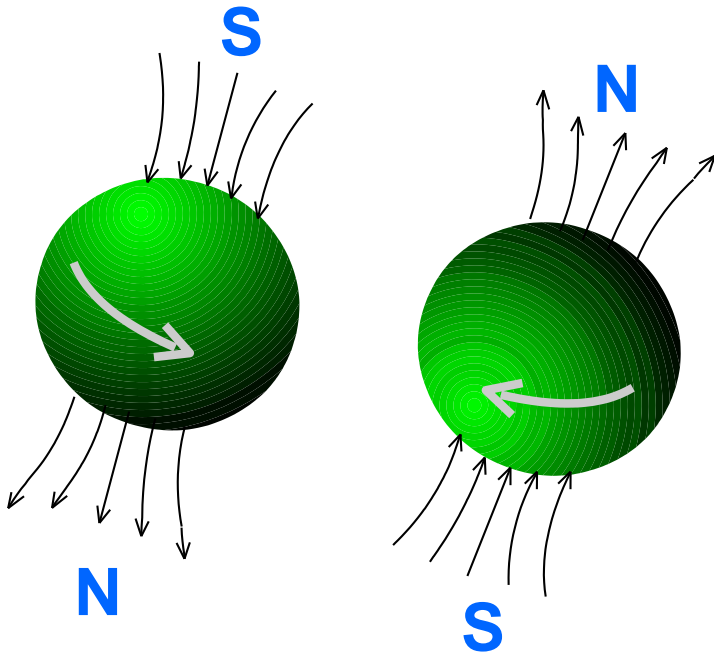
24 rasm

Energiyasi bir hil bo'lgan elektronlar aylana va elliptik orbitalar bo'yicha harakatlanadi. Aylana orbitani S harfi bilan, elliptik orbitani "l" harfi bilan belgilanadi. Chizmada S teng 4ga l teng 2ga. Bosh kvant soni "n" teng 4ga.



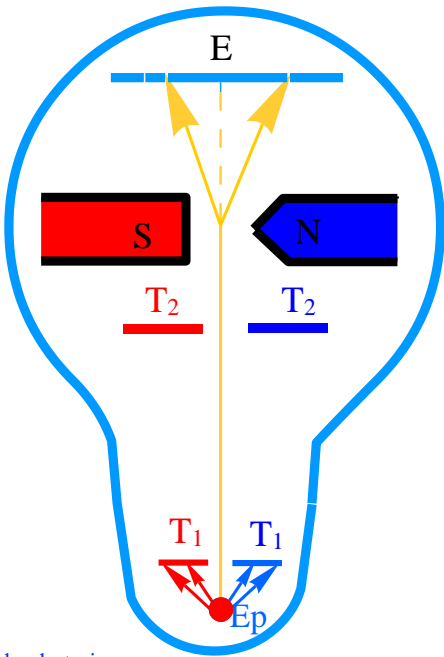
Vodorod atomidan elektronning bosh kvant soni n va orbital kvant soni l bo'yicha harakatlari keltirilgan. Raqamlar bosh kvant sonlar tartibiga, indeksleri orbital kvant sonlar tartibiga tegishlidir.

25 rasm



Tashqi magnit maydonda elektron spinnig yo`nalishi.

26 rasm

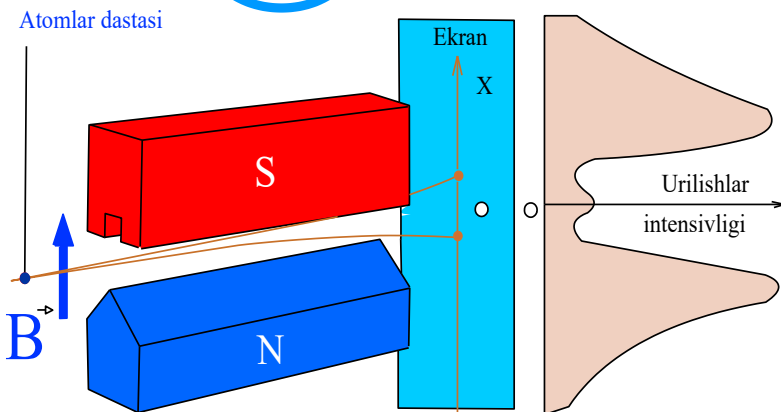


Shtern va Gerlax tajribasi

E.n. –Elektr pech

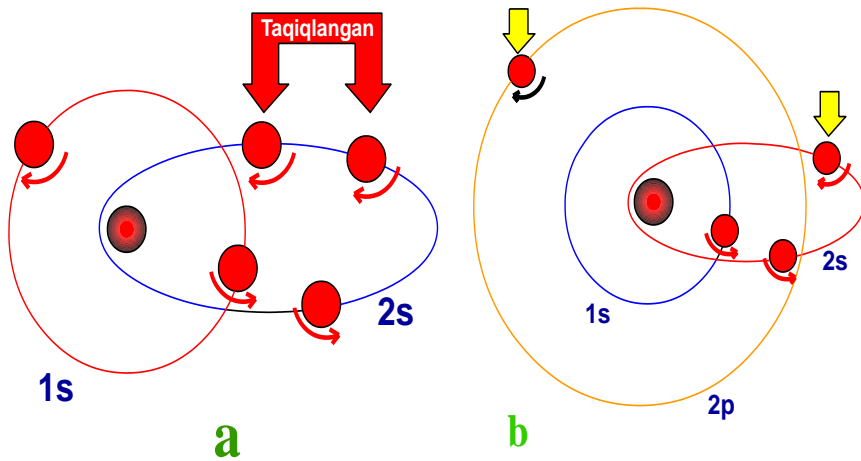
T₁, T₂ –dumaloq tirgichlar

27 rasm



Ingichka atomlar dastasi magnit maydondan o`tganda ikki yo`nalishlarga ajraladi. Ularning taqsimoti keltirilgan.

28 rasm



Pauliy tamoyilini Bor atomiga tadbiqi.
 3-ta elektronlar bir vaqtning o'zida 2s orbitada bo'lishi mumkin emas (a), 3-elektron 2p orbitada joylashishi shart (b).

29 rasm

	m	-2	-1	0	1	2		
M-qobiq n=3	d						l=2	10
	P						l=1	6
	S						l=0	2
N-qobiq n=2	P						l=1	6
	S						l=0	2
K-qobiq n=1	S						l=0	2

30 rasm

Pauli tamoyiliga asosan atomdagi elektronlarning qobiqlar, yani bosh kvant sonlar n , orbital kvant sonlar l , magnit kvant sonlar m va spinlar bo'yicha joylashish tartiblari.

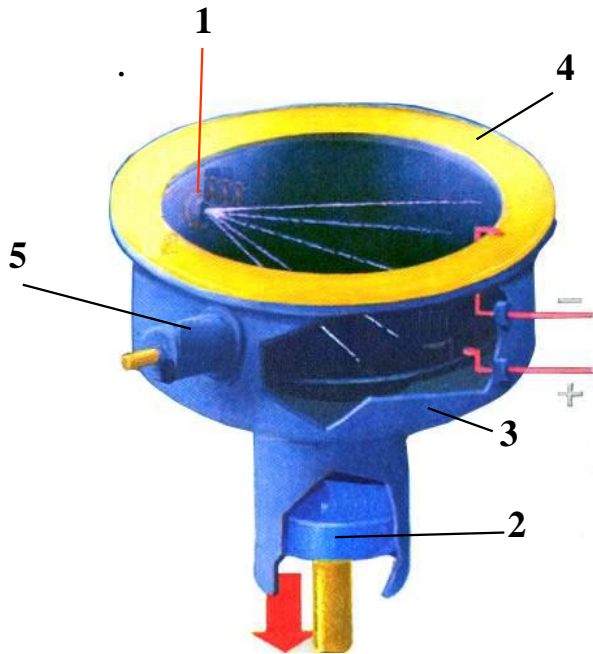
SODDA TREK KAMERASI (VILSON KAMERASI)

1 – α zarralar manbasi

2 - Porshen

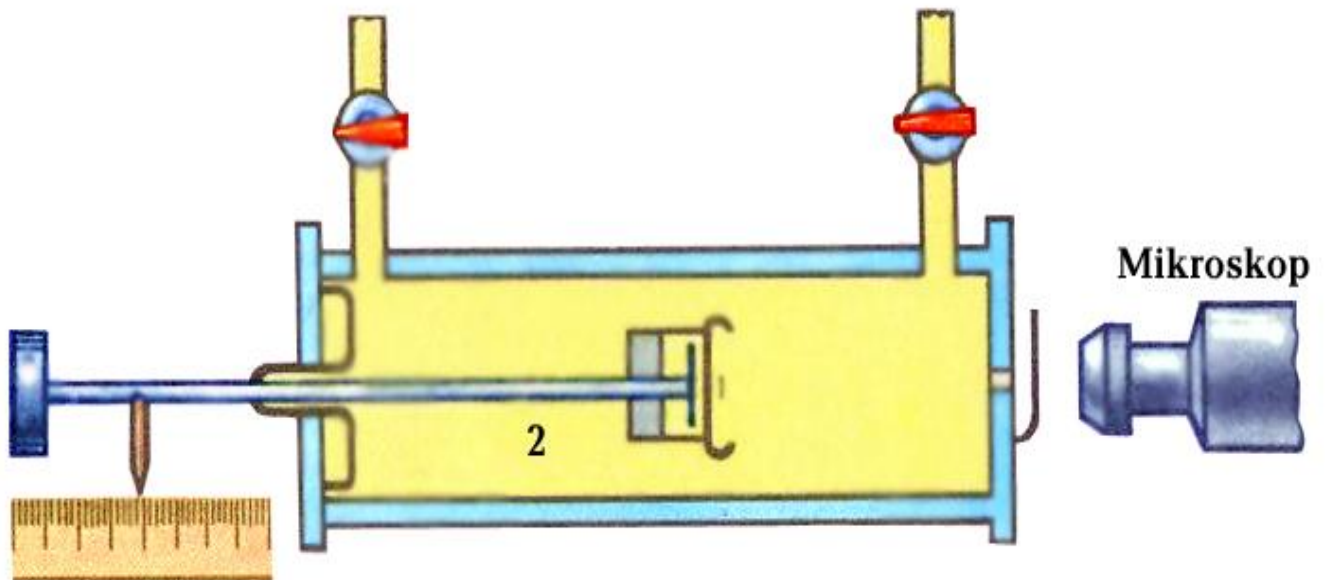
3 - Tunuka elektrod

4 - Halqasimon simli elektrod



Vilson kamerasida zaryadlangan zarralar trekini bevosita ko`rish mumkin. Kamera ichida to`yingan suyuqlik bug`I ko`ndensatsiya markazi bo`lib, ionlarni izini qoldiradi.

31 rasm

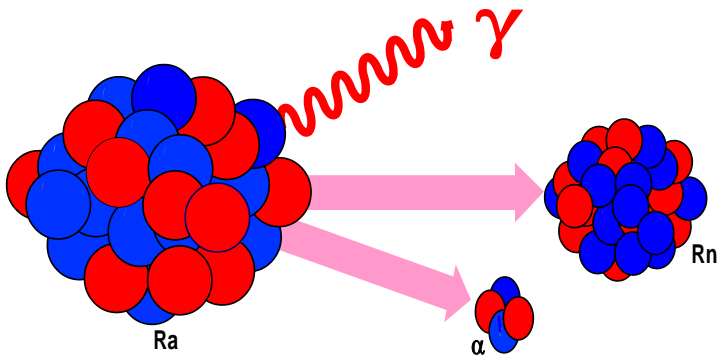


1919 yil. Rezerford tajribasining sxemasi.

α nur manbasini 1-diska yupqa qatlam qilib joylashtirgan. α zarralar oqimini sink sulfitli ekran tomonga yo`naltirilgan. 2-kamerani kislorod yoki karbonat angidrid gazi bilan to`ldirganda diskdan ma`lum masofada nurlanish kuzatilmaydi. α zarralar bu gazlardan yutiladi. Agarda kamerani azot bilan to`ldirilsa stisillatsiya (nurlanish) kuzatiladi.

31 rasm

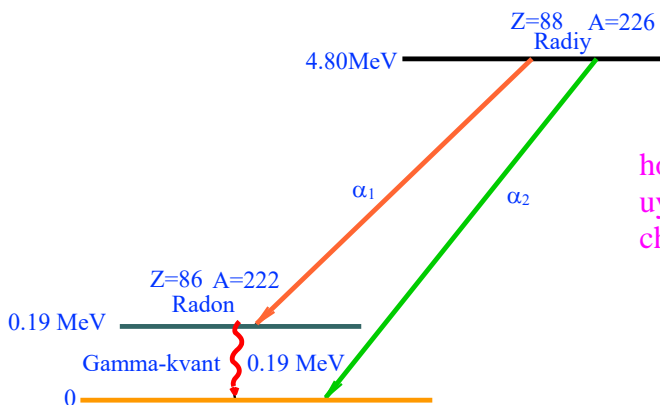
α - β - γ - parchalanishlar



Radiy yadrosining α zarralariga parchalanishi
Radiy yadrosi α zarra chiqarganda 4 ta nuklon yo`qotib radioaktiv Radonga o`tadi. Radon ham α zarralar manbasi.

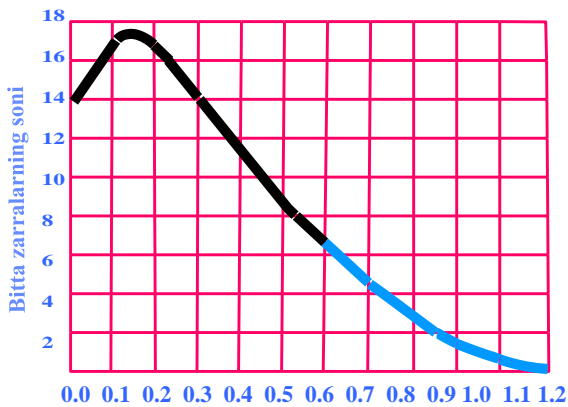
33 rasm

Yadroning sun`iy parchalanishi



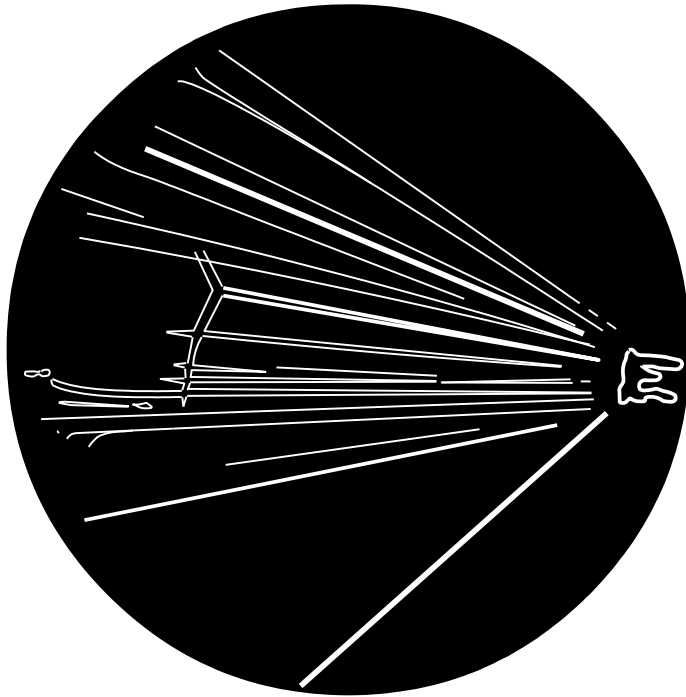
Radiy yadrosi o`zidan α zarra chiqarib, radon yadrosini hosil qiladi. Agarda radiy α_1 zarra chiqarsa, radon yadrosi uyg`ongan holatga o`tadi. U o`zidan gamma-kvant chiqarib asosiy holatga o`tadi.

34 rasm



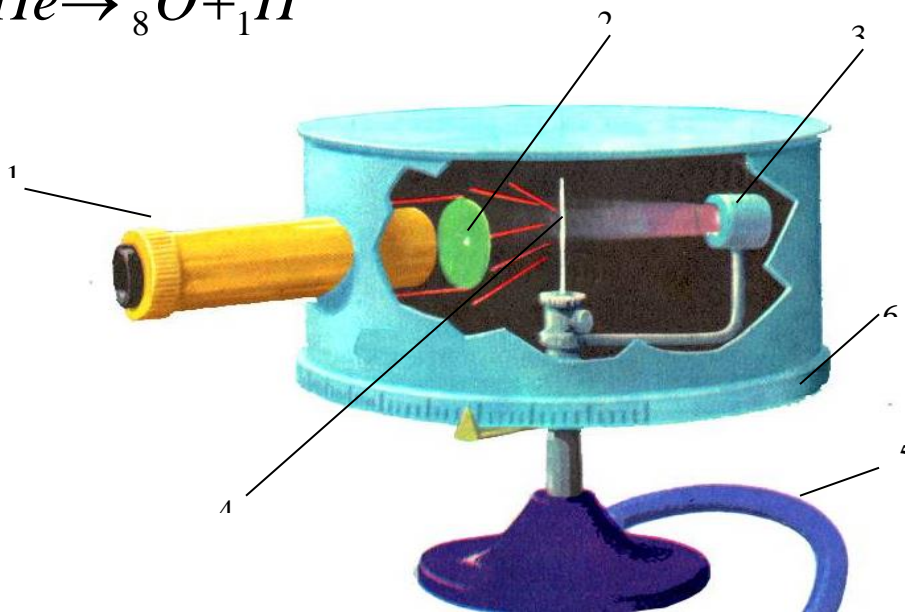
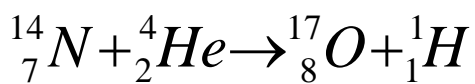
35 rasm

Magnit spektrogarsfida kuzatilgan beta- zarraning energetik taqsimoti. Energetik taqsimotdan ko`rinadi, beta-zarraning energiyasi uzluksiz maksimum qiymatgacha o`zgaradi.



36 rasm

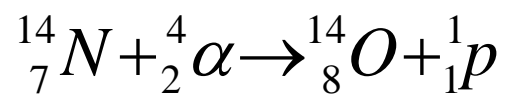
Rezerford tajribasida hosil bo`lgan α zarralarning treklari. Trekning tarmoqlangan joyida yangi zarra (proton) hosil bo`ladi. Tarmoqlangan joydagi yadroviy o`tish reaksiyasi quyidagicha.



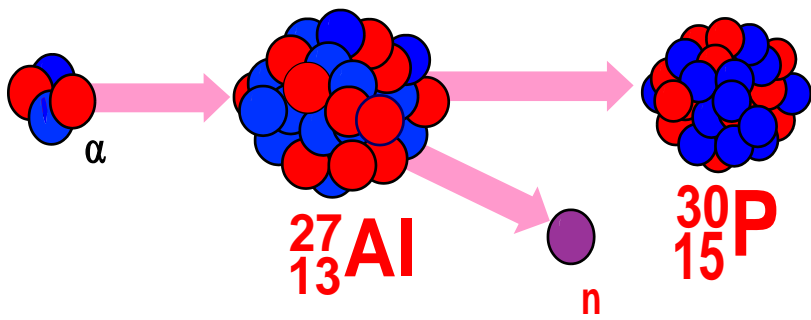
37 rasm

α zarralarni tekshirish uchun Rezerford uskunasi.

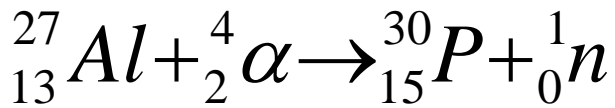
- 1 - mikroskop
- 2 - fluessensiyalanuvchi ekran.
- 3 - qo`rg`oshin g`ilofda joylashgan radiy
- 4 - sim nishon
- 5 - vakum nasosiga ulovchi shlang
- 6 - Korpus



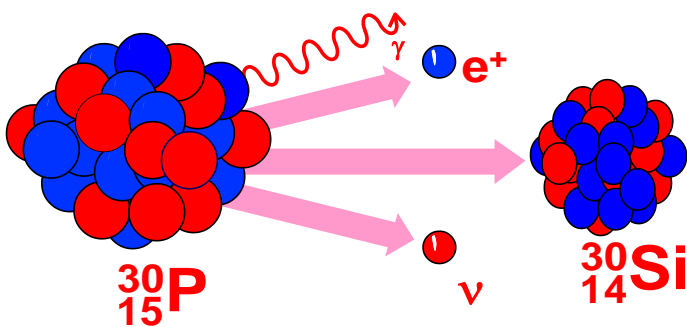
Shu uskuna yordamida 1919 yil Rezerford quyidagi reaksiyani kuzatgan.



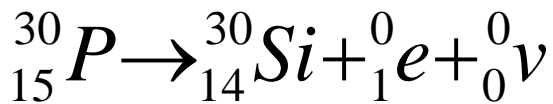
Jolio – Kyuri tajribasida kuzatilgan yadroviy parchalanishlar. Alyuminiy yadrosini α zarra bilan bombardemon qilganda, u n neutron chiqarib, radioaktiv fosforgia o`tdi.
Reaksiya ko`rinishi



38 rasm

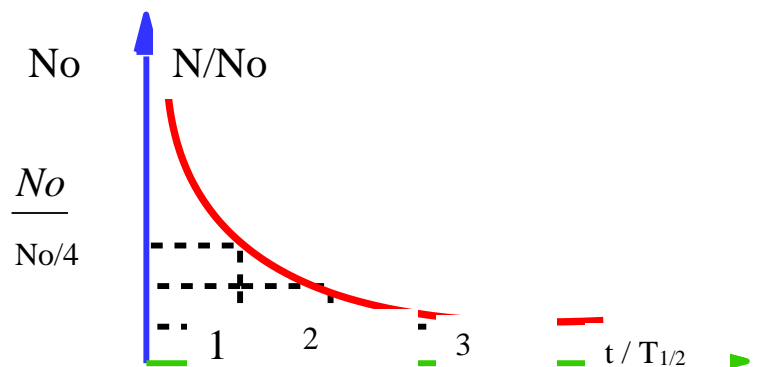


2.53 minut o`tgach fosfor yadrosi o`zidan pozitron, neytrino va gamma nurlarini chiqarib, kremniy yadrosiga o`tdi.
Reaksiya ko`rinishi



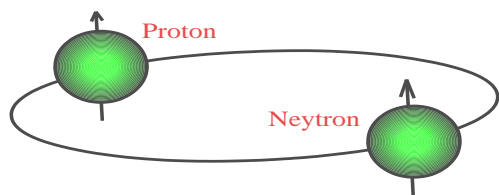
39 rasm

Radioaktiv yemirilish qonuni



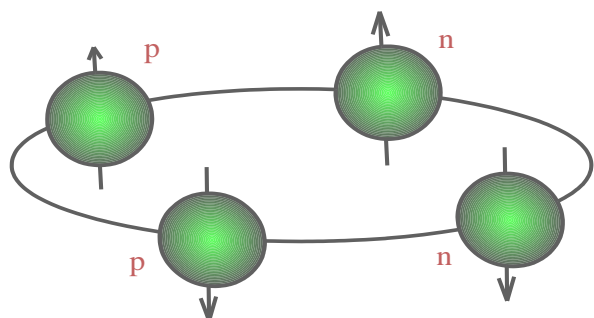
40 rasm

Yadroning tomchi modeli



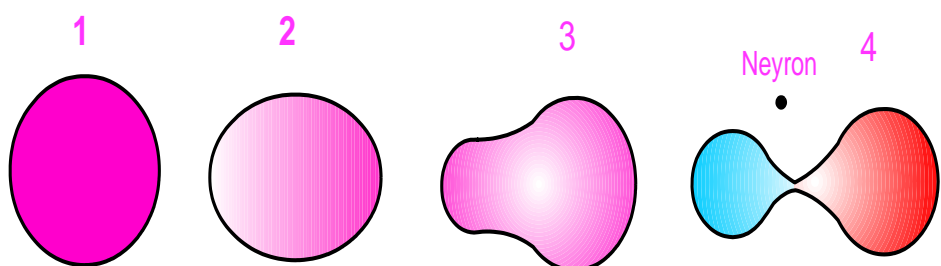
Deyteriy yadrosida proton va neytron spinlari bir xil yoʻnalgan

41 rasm



α -zarra modeli. Protonlar va neytronlarning spinlari qarama-qarshi yoʻnalgan

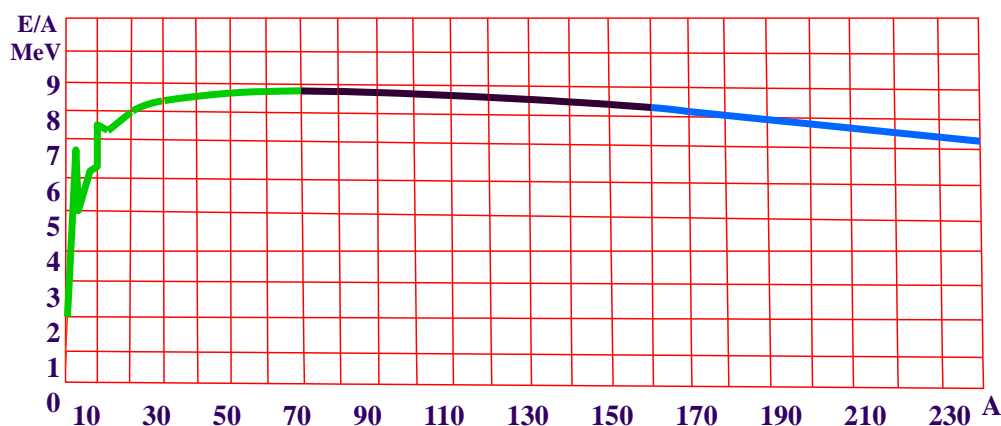
42 rasm



Yadro boʻlinishining ketma-ket bosqichlari. Yadro energiyani biror zarrani yutishda oladi. Bunda ajralgan energiya tomchi – yadrosining tebranishiga, uning shaklining oʻzgarishiga, choʻzilish va parchalanishiga yetarli boʻlishi kerak.

43 rasm

Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi



44 rasm

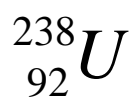
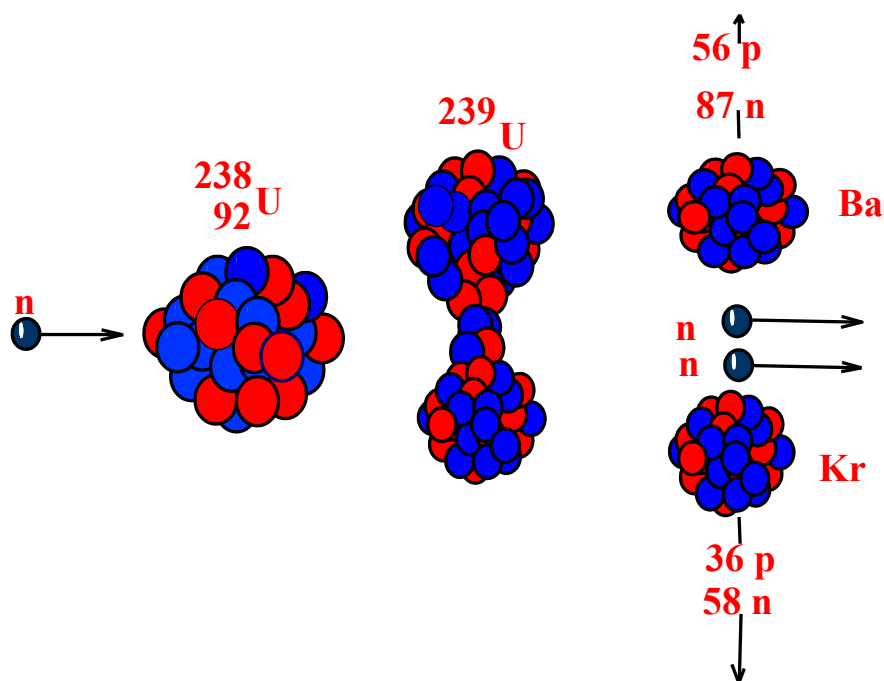
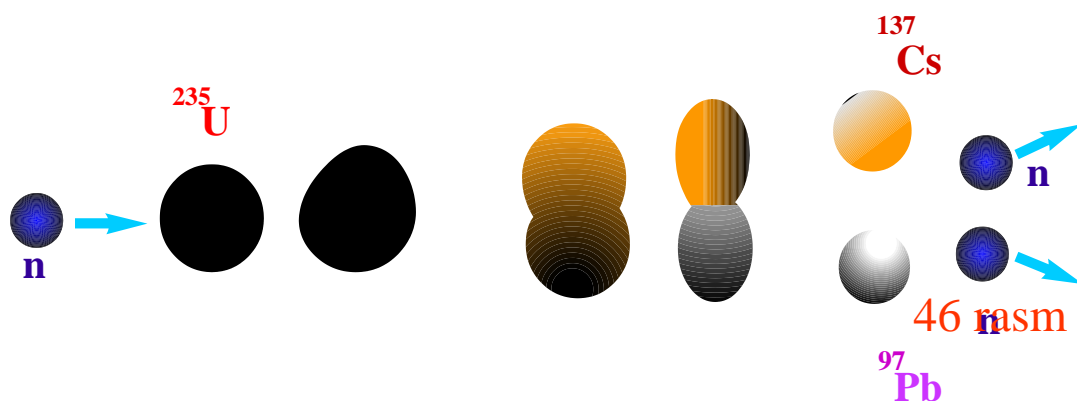
Bir nuklonga mos keluvchi bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liq grafigi.

Grafikdan ko'rinadiki:

- Har-hil elementlarning bog'lanish energiyasi bir biridan farq qiladi;
- Massa sonlari 40dan –100 gacha bo'lgan yadrolarga solishtirma energiyaning katta qiymatlari mos keladi;
- Yengil yadrolarda solishtirma energiya yadro nuklonlari soni kamayishi bilan kamayadi, og'ir yadrolarda nuklonlar soni oshishi bilan oshadi.

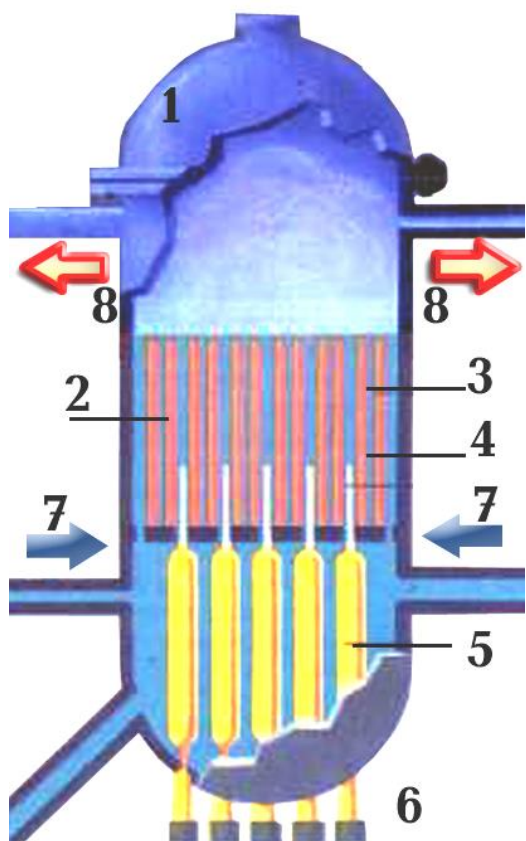
Rasmdan ko'rinadiki egri chiziqning maksimumi nikel yadrosiga mos keladi. U Mendeleev jadvalining o'rtasida joylashgan kimyoviy element. Bundan shunday xulosa chiqarish mumkin: energiyaning ajralib chiqishiga sabab, ikki xil yadroviy reaksiyalarning mavjudligi. Uning biri og'ir yadro parchalanish jarayonida yengil atomlar hosil bo'lish bilan birgalikda energiya ajralib chiqsa, ikkinchisi, ikki yengil atomlarning qo'shilishi natijasida og'ir yadro hosil bo'lib, energiya ajralishidir.

Parchalanish reaksiyasi



Uran yadrosi sekinlashgan neytronni n yutib, urannig radioaktiv izotopiga o`tadi. Ikki qismga parchalanib (Ba va Kr yadrolariga), ikkita neytron chiqaradi.

Yadro reaktori



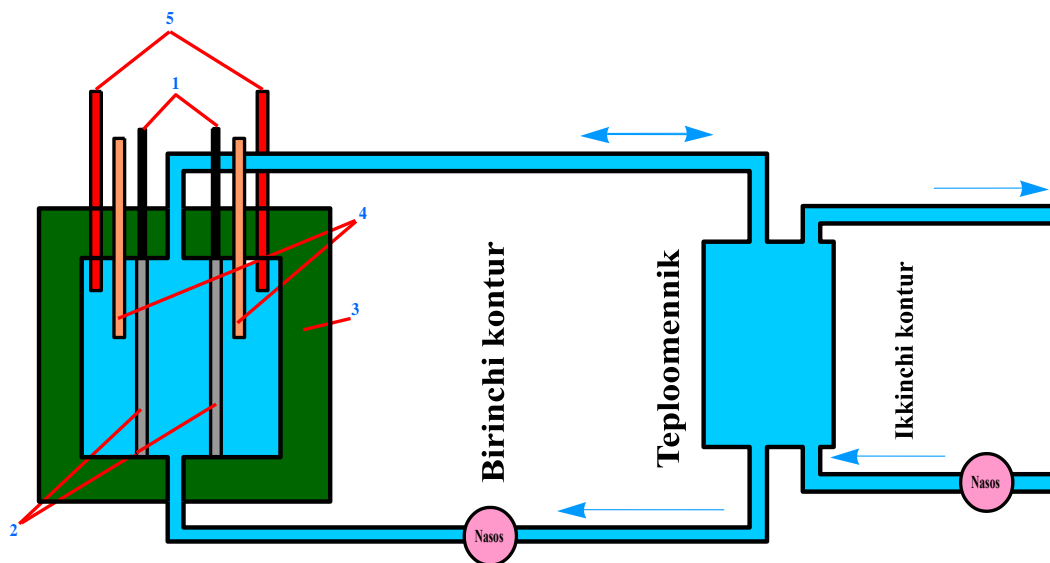
Issiq suvli reaktor sxemasi.

- 1 Yuqori bosimli qozon.
- 2 286 C xaroratli va 72 atmosfera bosimli suv qoplama.
- 3 Issiqlik ajratuvchi element.
- 4 Boshqaruvchi sterjenlar.
- 5 Boshqaruvchi sterjenlarni tutib turuvchi qoziqlar.
- 6 Tutib turuvchilarning asoslari.

47 rasm

7. Suvning kirish yo'llari.
8. Bug'ning chiqish yo'llari.

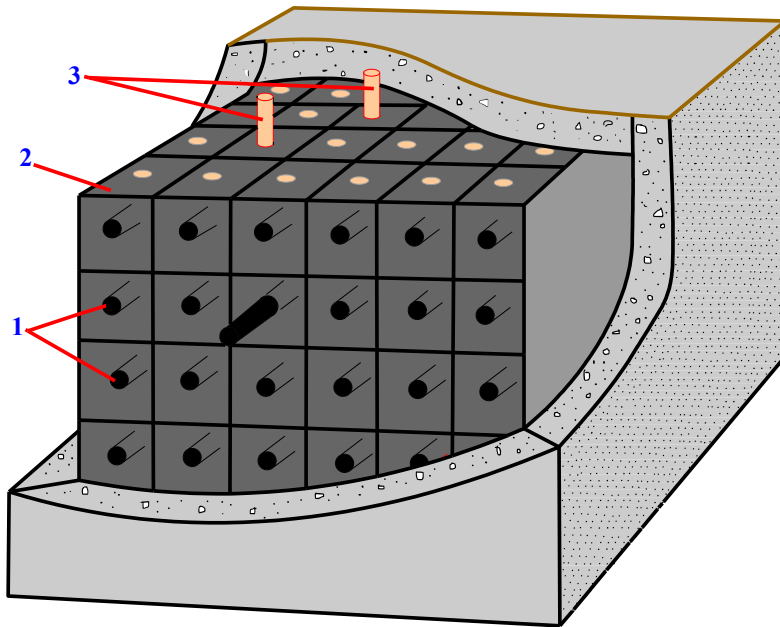
Mustahkam qozon oddiy suv bilan shunday to'ldiriladiki, yadroviy yoqig'li element suvga to'la botib turadi. Suv bir vaqtning o'zida neytronlarni sekinlashtiradi va ajralgan issiqlik energiyasini reaktordan chiqaradi. Yuqori bosimli suv bug'lari teploobmennik yordamida sistemaga kiradi va issiqlik energiyasini ikkinchi konturga uzatadi. Ikkinchi kontur esa bug' mashinasiga ulangan.



Sekinlashtirilgan neytronlarga ishlaydigan yadro reaktori.

- 1 - Uran tayoqchalari.
- 2 - Germetik po'lat trubalar.
- 3 - Neytronlarni qaytargichlar.
- 4 - Neytronlarni yutuvchi tayoqchalar.
- 5 - Favqulot holatda ishga tushiriladigan tayoqchalar.

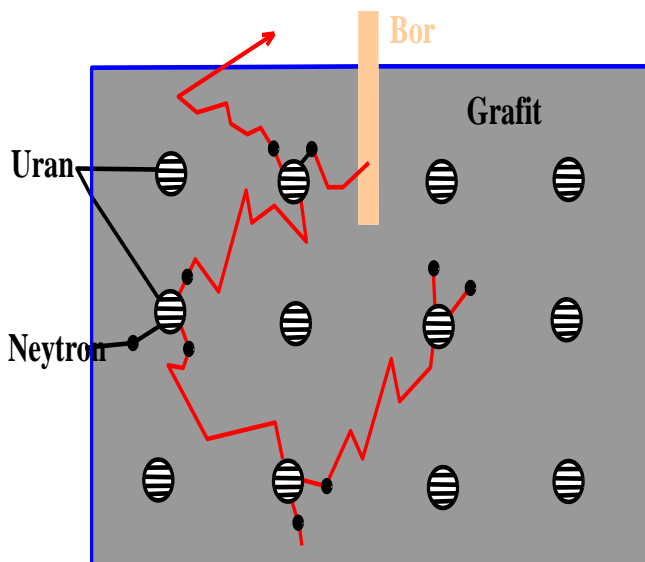
48 rasm



Uran reaktorini sxemasi.

- 1 - Uran tayoqchalari
- 2 - Katta massali grafit.
- 3 - Bor metaldan qilingan tayoqchalar, ular reaktivning aktivligini bosqaradi.

49 rasm



Uran reyaktorida neytronlar bilan bo`ladigan jarayonlar. Har bir parchalanishda ikkita neytronlar hosil bo`ladi. Neytronlar trayektoriyasining o`zgarishiga sabab, ularning grafit yadrosi bilan to`qnashishidir.

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY TA’LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI
NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

“TASDIQLAYMAN”

o‘quv ishlari bo‘yicha prorektor

_____ **D.Xolmatov**

“ _____ ” _____ **2023-yil**

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR
ZARRALAR FIZIKASI
fanining

O‘QUV DASTURI

3-kurs, kunduzgi ta’lim shakli uchun

Bilim sohasi: 500000 – Tabiiy fanlar, matematika va statistika

Ta’lim sohasi: 530000 – Fizika va tabiiy fanlar

Ta’lim yo‘nalishi: 60530900 – Fizika

Namangan – 2023

Fan/modul kodi AYVEZF0610		O'quv yili 2023/2024	Semestr 6	EKTS-Kreditlar 6+4=10
Fan/modul turi <u>Majburiy</u>		Ta'lim tili <u>O'zbek</u>		Haftadagi dars soatlari <u>6-semestr 6+4 soat</u>
1	Fanning nomi	Auditoriya mashg'ulotlari (soat)	Mustaqil ta'lim (soat)	Jami yuklama (soat)
	Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi	150	150	300

I. FANNING MAZMUNI:

Fanni o'qitishning maqsadi - atom yadrosining tuzilishi, xususiyatlari, modellari va radioaktiv parchalanishlar, yadro reaksiyalari, yadro nurlanishlarining modda bilan o'zaro ta'siri, elementar zarralar, olamning yagona nazariyasi haqida talabalarga bilim berishdan iborat.

Fanning vazifasi atom yadrosi, yadro reaksiyalari, radioaktiv parchalanishlar, yadro nurlanishlarining modda bilan o'zaro ta'siri va elementar zarralar xususiyatlari haqida ma'lumotlar berish va bu xususiyatlarni ifodalovchi kattaliklarni xisoblashni o'rgatishdan iboratdir. Talabalar atom yadrosi va zarralar fizikasi fani o'rganish jarayonida yadro tuzilishi va xususiyatlarini o'rganishadi.

II. ASOSIY NAZARIY QISM (MA'RUZA MASHG'ULOTLARI)

II.1. Fan tarkibiga quyidagi mavzular kiradi:

1-Mavzu: Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari. Yadro va elementar zarralar fizikasining asosiy rivojlanish bosqichlari. Mikroduyo hodisalari masshtabi, zarralarning relyativistik xususiyatlari. Zarralarning kvant xususiyatlari.

2-Mavzu: Atom yadrosining asosiy xususiyatlari. Yadro tarkibi. Yadroning zaryadi va barion zaryadi. Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi. Yadroning massasini o'lchash metodlari.

3-Mavzu: Yadro radiusi. Yadro o'lchami va zichligi. Yadro spini. Yadroning magnit dipol momenti. Yadroning elektr kvadrupol momenti. Statistika va juftlik.

4-Mavzu: Yadro kuchlari. Yadro kuchlarining umumiy tavsifi va hossalari. Yadroviy kuchlarning o'rganish metodi. Deytron. Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi.

5-Mavzu: Yadroviy kuchlarning hususiyatlari. Yadroviy kuchlar mezon nazariyasi. Zarralar va yadrolarning izotopik spini. Yadro kuchlarining izotopik invariantligi.

6-Mavzu: Yadro modellari. Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi. Yadro modellari klassifikatsiyasi. Tomchi modeli.

7-Mavzu: Fermi-gaz modeli. Qobiq modeli. Umumlashgan yadro modeli.

8-Mavzu: Radioaktivlik. Radioaktivlik xodisasini mohiyati. Radioaktiv yemirilishning asosiy qonunlari. Ketma-ket parchalanish.

9-Mavzu. Alfa yemirilishi. Alfa yemirilishi nazariyasi Beta yemirilishi. Beta yemirilishi. Nazariyasi. Yadrolarning gamma nurlanishi

10-Mavzu: Tanlash qoidalar. Ichki konversiya. Messbauer effekti va uning qo'llanilishi. Og'ir yadrolarning bo'linishi. Ekzotik radiaktiv yemirilishlar

11-Mavzu: Klaster yemirilishlar. Radiaktiv fon. Kosmogen va texnogen radionuklidlar. Radiatsion ekologiya

12-Mavzu: Yadro nurlanishlarining modda bilan o‘zaro ta’siri. Zaryadlangan zarralarning muhit bilan o‘zaro ta’siri. Zaryadlangan og‘ir zarralarning modda orqali o‘tishi.

13-Mavzu: Zarra energiyasining atomlarni ionizatsiyalash va uyg‘otishga sarf bo‘lishi. Zaryadlangan zarralarning yugurish uzunligi

14-Mavzu: Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o‘tishi. Elektronlarning radiatsion tormozlanishi. Vavilov-Cherenkov nurlanishlari.

15-Mavzu: Gamma nurlanishlar va neytronlarning modda bilan o‘zaro ta’siri. Gamma nurlanishlarning modda bilan o‘zaro ta’siri. Neytronlarning modda bilan o‘zaro ta’siri

16-Mavzu: Neytronlarni sekinlashtirish. Nurlanishlarning biologik ta’siri va undan himoyalashning dolzarb muammolari

17-Mavzu: Yadro reaksiyalari. Asosiy tushunchalari va ta’rifi. Kulon uyg‘otishlari. Yadro reaksiyalarining kinematikasi.

18-Mavzu: Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari. Yadro reaksiyalarining kesimi va chiqishi. Yadro reaksiyalarining mexanizmi.

19-Mavzu: To‘g‘ridan to‘g‘ri yuz beradigan yadro reaksiyalar. Optik model. Fotoyadro va elektroyadro reaksiyalar.

20-Mavzu: Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalar. Og‘ir ionlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va o‘ta og‘ir elementlarni sun‘iy sintez qilish. Mezon yadro reaksiyasi.

21-Mavzu: Elementar zarralar. Elementar zarralarning asosiy xususiyatlari va klassifikatsiyasi. Elementar zarralarning manbalari: kosmik nurlar, zamonaviy tezlatgichlar.

22-Mavzu: Zarra va anti zarralar. Elementar zarralarning saqlanish qonunlari. Kuchli o‘zaro ta’sir. Kvarklar.

23-Mavzu: Koinot. Katta portlash. Koinotning birinchi daqiqalari. Barion assimetriyasi. Yulduzlar evolyutsiyasi haqida qisqacha ma’lumot.

24-Mavzu: Quyosh neytrinosi muammosi. Nukleosintez. Pratonlarning geliyga aylanishi jarayoni. Yulduzlarda yadrolar sintezi.

25-Mavzu: Og‘ir elementlarni hosil bo‘lishi Neytron yulduzlar va qora tuynuklar. Kosmik nurlar ta’sirida nukleosintez jarayoni. Kosmik nurlar.

II.2. MA’RUZA MAVZULARINING TAQSIMLANISHI

№	Mavzular	Soati
1	Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari. Yadro va elementar zarralar fizikasining asosiy rivojlanish bosqichlari. Mikroduyo hodisalari masshtabi, zarralarning relyativistik xususiyatlari. Zarralarning kvant xususiyatlari.	2
2	Atom yadrosining asosiy xususiyatlari. Yadro tarkibi. Yadroning zaryadi va barion zaryadi. Yadroning massasi va bog‘lanish energiyasi. Yadroning massasini o‘lchash metodlari.	2
3	Yadro radiusi. Yadro o‘lchami va zichligi. Yadro spini. Yadroning magnit dipol momenti. Yadroning elektr kvadrupol momenti. Statistika va juftlik.	2
4	Yadro kuchlari. Yadro kuchlarining umumiy tavsifi va hossalari. Yadroviy kuchlarning o‘rganish metodi. Deytron. Yadro kuchlarining spinga bog‘liqligi.	2
5	Yadroviy kuchlarning xususiyatlari. Yadroviy kuchlar mezon nazariyasi. Zarralar va yadrolarning izotopik spini. Yadro kuchlarining izotopik invariantligi.	2
6	Yadro modellari. Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi. Yadro modellari klassifikatsiyasi. Tomchi modeli.	2

7	Fermi-gaz modeli. Qobiq modeli. Umumlashgan yadro modeli.	2
8	Radioaktivlik. Radioaktivlik xodisasini mohiyati. Radioaktiv yemirilishning asosiy qonunlari. Ketma-ket parchalanish.	2
9	Alfa yemirilishi. Alfa yemirilishi nazariyasi Beta yemirilishi. Beta yemirilishi. Nazariyasi. Yadrolarning gamma nurlanishi.	2
10	Tanlash qoidalar. Ichki konversiya. Messbauer effekti va uning qo'llanilishi. Og'ir yadrolarning bo'linishi. Ekzotik radiaktiv yemirilishlar.	2
11	Klaster yemirilishlar. Radiaktiv fon. Kosmogen va texnogen radionuklidlar. Radiatsion ekologiya.	2
12	Yadro nurlanishlarining modda bilan o'zaro ta'siri. Zaryadlangan zarralarning muhit bilan o'zaro ta'siri. Zaryadlangan og'ir zarralarning modda orqali o'tishi.	2
13	Zarra energiyasining atomlarni ionizatsiyalash va uyg'otishga sarf bo'lishi. Zaryadlangan zarralarning yugurish uzunligi.	2
14	Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o'tishi. Elektronlarning radiatsion tormozlanishi. Vavilov-Cherenkov nurlanishlari.	2
15	Gamma nurlanishlar va neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri. Gamma nurlanishlarning modda bilan o'zaro ta'siri. Neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri.	2
16	Neytronlarni sekinlashtirish. Nurlanishlarning biologik ta'siri va undan himoyalashning dolzarb muammolari.	2
17	Yadro reaksiyalari. Asosiy tushunchalari va ta'rifi. Kulon uyg'otishlari. Yadro reaksiyalarining kinematikasi.	2
18	Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari. Yadro reaksiyalarining kesimi va chiqishi. Yadro reaksiyalarining mexanizmi.	2
19	To'g'ridan to'g'ri yuz beradigan yadro reaksiyalar. Optik model. Fotoyadro va elektroyadro reaksiyalar.	2
20	Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalar. Og'ir ionlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va o'ta og'ir elementlarni sun'iy sintez qilish. Mezon yadro reaksiyasi.	2
21	Elementar zarralar. Elementar zarralarning asosiy xususiyatlari va klassifikatsiyasi. Elementar zarralarning manbalari: kosmik nurlar, zamonaviy tezlatgichlar.	2
22	Zarra va anti zarralar. Elementar zarralarning saqlanish qonunlari. Kuchli o'zaro ta'sir. Kvarklar.	2
23	Koinot. Katta portlash. Koinotning birinchi daqiqalari. Barion assimetriyasi. Yulduzlar evolyutsiyasi haqida qisqacha ma'lumot.	2
24	Quyosh neytrinosi muammosi. Nukleosintez. Pratonlarning geliyga aylanishi jarayoni. Yulduzlarda yadrolar sintezi.	2
25	Og'ir elementlarni hosil bo'lishi Neytron yulduzlar va qora tuynuklar. Kosmik nurlar ta'sirida nukleosintez jarayoni. Kosmik nurlar.	2
	Umumiy jami	50

III.2. AMALIY MASHG'ULOT MAVZULARINI TAQSIMLANISHI

Kursda amaliy mashg'ulotlar sifatida nazariy olingan bilimlar asosida yadro fizikasi qonuniyatlari va ularni yechish va taxlil qilishga doir amaliy masalalar bajariladi. Mashg'ulotda muhim mavzularni

talabalar bilan chuqur o'rganiladi. Bunda talabalar bilimlarini namoyish qilishadi va mashg'ulotda faol ishtirok etadilar.

№	Amaliy mashg'ulot mavzulari	Soati
1	Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi. Yadro spini. Yadroning magnit dipol momenti.	2
2	Yadro o'lchami va zichligi. Yadroning elektr kvadrupol momenti.	2
3	Zarralar va yadrolarning izotopik spini. Yadro kuchlarining izotopik invariantligi.	2
4	Yadro modellari. Tomchi modeli. Fermi-gaz modeli. Qobiq modeli. Umumlashgan yadro modeli.	2
5	Radioaktiv yemirilishning asosiy qonunlari. Ketma-ket parchalanish.	2
6	Alfa yemirilishi. Beta yemirilishi. Radioaktiv qatori va transuran elementlar.	2
7	Yadrolarning gamma nurlanishi. Gamma-o'tishlar tavsifi. Tanlash qoidalari.	2
8	Zaryadlangan og'ir va yengil zarralarning modda bilan o'zaro ta'siri. Neytronlarning modda bilan o'zaro ta'siri.	2
9	Neytronlarning sekinlashishi. Gamma-nurlanishlarning modda orqali o'tishi.	2
10	Nurlanishlarning biologik ta'siri va undan himoyalashning dolzarb muammolari.	2
11	Yadro reaksiyalarining kinematikasi. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari.	2
12	Yadro reaksiyalarining kesimi va chiqishi.	2
13	Yadro reaksiyalarining mexanizmi.	2
14	To'g'ridan to'g'ri yuz beradigan yadro reaksiyalar.	2
15	Fotoyadro va elektroyadro reaksiyalar.	2
16	Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalar.	2
17	Og'ir ionlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari.	2
18	Elementar zarralarning asosiy xususiyatlari va klassifikatsiyasi.	2
19	Zarra va antizarralar. Elementar zarralar va saqlanish qonunlari.	2
20	Kvarklar. Yengil barion va mezonlarning kvark strukturasi.	2
	Umumiy jami	40

IV. LABORATORIYA MASHG'ULOT MAVZULARINI TAQSIMLANISHI

Laboratoriya mashg'ulotlaridan ko'zlangan maqsad va vazifalar - bu fan bo'yicha olingan nazariy bilimlar asosida turli tajribalar o'tkazish, olingan natijalarni qayta ishlash va tahlil qilish, tahlil natijalari bo'yicha ilmiy asoslangan xulosalar chiqarish ko'nikmalarini shakllantirishdan iborat.

№	Laboratoriya mashg'ulot mavzulari	Soati
1	Beta nurlanish intensivligining masofaga bog'liqligini tekshirish	6
2	Seziy – 137 radioizotopining yarim yemirilish davrini aniqlash	6
3	Yadroviy jarayonlarning statistik xarakterini o'rganish	6
4	Sinsilatsion stchotchik yordamida gamma-nurlanishlarni aniqlash	6
5	Beta-radioaktiv manbaning aktivligini aniqlash	6
6	Gamma nurlar energiyasini yutilish usuli bilan aniqlash	6
7	Uzoq yahsovchi radioaktiv izotopning yarim yemirilish davrini aniqlash	6
8	Kosmik nurlar tarkibini o'rganish	6
9	Dozimetriya asoslari	6
10	Kaliy-40 radiaktiv izotopining aktivligini aniqlash	6

	Umumiy jami	60
--	--------------------	-----------

V.1. MUSTAQIL TA'LIM VA MUSTAQIL ISHLAR	
1.	Yadro o'lchami va zichligi
2.	Tabiatda o'zaro ta'sir turlari
3.	Yadroning elektr kvadrupol momenti va shakli.
4.	Yadro massasini aniqlash usullari
5.	Mikrodunyo hodisalari ko'lami
6.	Yadro radiuslarini aniqlash usullari
7.	Deytron
8.	Quyida energiyada neytron-proton sochilishi
9.	Quyida energiyada nuklon sochilishi
10.	Izotopik invariantlik
11.	Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi
12.	Yadroviy kuchlarning hususiyati
13.	Yadroviy kuchlar nazariyasi
14.	Umumlashgan yadro modeli
15.	Yadroni modellar orqali tasavvur qilish zarurligi
16.	Yadro modellari klassifikatsiyasi
17.	Yadro modellarining yechilmagan muammolari
18.	Umumlashgan yadro modeli. Radioaktivlik xodisasini mohiyati
19.	Ketma-ket parchalanish Al'fa yemirilishi. Beta yemirilishi
20.	Og'ir ionlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari va o'ta og'ir elementlarni su'niy sintez qilish
21.	Radioaktiv qatorlar va transuran elementlar
22.	Gamma kvantlarning rezonans sochilishi
23.	Yadro fizikasining dolizarb va yechilmagan muammolar
24.	Yadro yemirilishini sun'iy tezlashtirish
25.	Radioaktiv fon. Texnogen radionuklidlar
26.	Radiatsion ekologiya va unning dolzarb va yechilmagan muammolari
27.	Neytronlarni sekinlashtirish Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari
28.	Kvant xromodinamikasi va kuchlarning umumlashgan nazariyasi
29.	Elementar zarralar va yadro astrofizikasi. Koinotning birinchi daqiqalari
30.	Yuqori va o'ta yuqori energiyali koinot nurlarini zarralar va yadrolar bilan ta'siri

VI. FAN O'QITILISHINING NATIJALARI (SHAKLLANADIGAN KOMPETENTSIYALAR)
- ushbu fan yadro fizikasi jarayonlarining asosiy mexanizmlari va qonuniyatlarining umumiyligi haqida zamonaviy g'oyalar sohasida kasbiy bilimlarni va dunyoqarashning umumiy tamoyillarini shakllantiradi.
- bu fanni o'zlashtirish natijasida olingan bilimlar nafaqat atrof-muxitda, balki jamiyatda ro'y beradigan murakkab dinamik jarayonlarni taxlil qilish uchun turli usullar va amaliy yondashuvlarni qo'llashda talabalarning umumiy ilmiy dunyoqarashlarini kengaytiradi.
- dunyoning zamonaviy ilmiy manzarasi haqidagi bilimlaridan o'quv va kasbiy faoliyatda foydalanish, ma'lumotlarga matematik ishlov berish, nazariy va eksperimental tadqiqotlar usullaridan foydalanish ko'nikmalariga ega bo'lishi.

- Yadroviy jarayonlarni eksperimental o'rganishda yuzaga keladigan muammoni qayd etish va xal qilishni bilishi kerak.

- Yadroviy jarayonlarning asosiy printsiplari va qonuniyatlarini fizik va matematik **modellari yaratish va ularni qo'llashni bilish malakalariga ega bo'lishi kerak.**

VII. TA'LIM TEXNOLOGIYALARI VA METODLARI

✓	Maruzalar
✓ mashg'ulotlar	Amaliy
✓	Guruhda ishlash
✓ qilish	Taqdimotlarni
✓ ishlash va himoya qilish uchun loyihalar	Jamoa bo'lib
✓ loyihalar	Individual

VIII. KREDITLARNI OLISH UCHUN TALABLAR

Fanga ajratilgan kreditlar talabalarga semestr bo'yicha nazorat turlaridan ijobiy natijalarga erishilgan taqdirda taqdim etiladi.

Fan bo'yicha talabalar bilimini baholashda oraliq (ON) va yakuniy (YaN) nazorat turlari qo'llaniladi. Nazorat turlari bo'yicha baholash: 5 – “a'lo”, 4 – “yaxshi”, 3 – “qoniqarli”, 2 – “qoniqarsiz” baho mezonlarida amalga oshiriladi.

Oraliq nazorat fanni muayyan bo'limidan so'ng ikki marta yozma ish shaklida o'tkaziladi.

Talabalar fanga ajratilgan amaliy, laboratoriya mashg'ulotlarda muntazam, har bir mavzu bo'yicha baholanib boriladi va o'rtachalanadi. Bunda talabaning amaliy va, laboratoriya mashg'ulot hamda mustaqil ta'lim topshiriqlarini o'z vaqtida, to'laqonli bajarganligi, mashg'ulotlardagi faolligi inobatga olinadi.

Shuningdek, amaliy va, laboratoriya mashg'ulot va mustaqil ta'lim topshiriqlari bo'yicha olgan baholari oraliq nazorat turi bo'yicha baholashda inobatga olinadi. Bunda har bir oraliq nazorat turi davrida olingan baholar o'rtachasi oraliq nazorat turidan olingan baho bilan *qayta o'rtachalanadi*.

O'tkazilgan oraliq nazoratlardan olingan baho *oraliq nazorat natijasi* sifatida qaydnomaga rasmiylashtiriladi.

Yakuniy nazorat turi semestrlar yakunida tasdiqlangan grafik bo'yicha *yo'zma ish* shaklida o'tkaziladi.

Oraliq (ON) va yakuniy (YaN) nazorat turlarida:

Talaba mustaqil xulosa va qaror qabul qiladi, ijodiy fikrlay oladi, mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **5 (a'lo) baho**;

Talaba mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **4 (yaxshi) baho**;

Talaba olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **3 (qoniqarli) baho**;

Talaba fan dasturini o'zlashtirmagan, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunmaydi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega emas, deb topilganda – **2 (qoniqarsiz) baho** bilan baholanadi.

Asosiy adabiyotlar:	
1.	Mo‘minov T.M., A.B.Xoliqov, Sh.X.Xolmurodov. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O‘zbekiston faylasuflari jamiyati, 2009 yil.
2.	Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Uchob. Posobiye: Dlya vuzov. V 5 t. T.V. Atomnaya i yadernaya fizika. - M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. -784 s.
3.	Muhin K.N. Eksperimentalnaya yadernaya fizika. V 3-x tt. T. 1. Fizika atomnogo yadra, SPb.: Lan, 2009. -384 s.
4.	Krane K.S. Introductory nuclear physics. Oregon State University, John Wiley and Sons, New York, 1988, 872 pages.
Qo‘shimcha adabiyotlar:	
1.	Sh.M.Mirziyoyev. “Erkin va farovon, demokratik o‘zbekiston davlatini birgalikda barpo etamiz”. – Toshkent: “O‘zbekiston”, 2016.-56 b.
2.	Sh.M.Mirziyoyev. “Tanqidiy tahlil, qat’iy tartib – intizom va shahsiy javobgarlik – har bir rahbar faoliyatining kundalik qoidasi bo‘lishi kerak”. – Toshkent: “O‘zbekiston”, 2017.-104 b.
3.	Sh.M.Mirziyoyev. “Qonun ustvorligi va inson manfaatlarini ta’minlash – yurt taraqqiyoti va xalq farovonligining garovi”.– Toshkent: “O‘zbekiston”, 2017.-48 b.
4.	Sh.M.Mirziyoyev. “Buyuk kelajagimizni mard va oliyanob xalqimiz bilan birga quramiz”.– Toshkent: “O‘zbekiston”, 2017.-488 b.
5.	Polvonov S.R., Bozorov E.X. Amaliy yadro fizikasi. O‘quv uslubiy qo‘llanma. T.: O‘zR FA YFI, 2007. – 208 b.
6.	Polvonov S.R., Kanakov Z., Qorahodjeyev A., Ro‘zimov Sh.M. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O‘quv qo‘llanma. T.: O‘zMU, 2002. -148 b.
7.	Shirokov Yu.M., Yudin N.P. Yadernaya fizika. M.: Nauka, 1980. – 728 c.
8.	Irodov I.E. Sbornik zadach po atomnoy i yadernoy fizike. Uch. Pos. M.: Atomizdat, 1971. – 216 s.
9.	Teshaboyev Q.T. Yadro va elementar zarralar fizikasi. T.: O‘qituvchi, 1992.
10.	Bekjonov R.D. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O‘qituvchi, 1994. – 576 b.
11.	Kanakov Z., Karaxodjaev A., K.R. Nasriddinov, Polvonov S.R. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O‘quv qo‘llanma. T.: O‘zMU, 2006. – 148 b.
Elektron manbalar:	
12.	http://uzmueomk.uz/
13.	https://www.researchRate.net/
14.	https://physics.itmo.ru/ru/course
15.	http://zivonet.uz
16.	http://e.lanbook.com/books/ Elektronno-bibliotechnaya sistema

Namangan davlat universiteti tomonidan ishlab chiqilgan va tasdiqlangan:

- “Fizika” kafedrasining 2023-yil, “___”-iyundagi № ___-sonli majlisida muhokama qilingan va tasdiqqa tavsiya etilgan.

- Fizika fakulteti kengashining 2023-yil, “___”-iyuldagi № ___-sonli majlisida ma’qullangan va tasdiqqa tavsiya etilgan.

- NamDU o‘quv-uslubiy kengashining 2023-yil, “___”-iyuldagi № ___-sonli majlisida muhokama qilingan va tasdiqlangan.

Fan/modul uchun mas’ul:

D.A.Alijanov - NamDU, Fizika kafedra katta o‘qituvchisi, PhD

Taqrizchi:

A.Xalmirzayev – NamDU Fizika kafedra dotsenti, f.-m.f.n.

P.Usmonov – NamMTI Fizika kafedra professori, f.-m.f.d.

NamDU o‘quv-uslubiy boshqarma boshlig‘i

X. Mirzaaxmedov

Fizika fakulteti dekani

O.Ismanova

Fizika kafedra mudiri

B.Abdulazizov

Tuzuvchi

D.Alijanov