

7 - Ma'ruza

Moddaning kvant va to'liqin tabiati

Ma'ruzaning rejasi:

Maks Plank, kvant tushunchasi.

Barionlar, mezonlar, leptonlar

Shredinger tenglamasi

Geyzenbergning noaniqlik printsipi.

Issiqlik nurlanishi

Nurlanishlar turli xil bo'ladi. Masalan, oksidlanayotgan fosforning nurlanishi, gazlardan elektr toki o'tish jarayonida vujudga keladigan nurlanish, vujudga kelishi tabiati bilan ajralib turadi. Lekin, har qanday nurlanish jarayonida ham energiyaning biror turi nurlanish energiyasiga aylanadi. Xususan, issiqlik xaotik harakat energiyasining bir qismi elektromagnit to'liqin tarzida nurlanadi. Bu nurlanish absolyut noldan farqli barcha temperaturadagi jismlarda kuzatiladi va temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi. Biror yuz orqali nurlanishning oqimi deganda birlik vaqtda shu yuz orqali o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.

$$\Phi = \frac{d\omega}{dt}$$

Bunda $d\omega$ -beriladigan yuz orqali dt vaqt ichida o'tgan nurlanish energiyasi.

Nurlanish oqimi quvvat birliklarida Vt da o'lchanadi.

Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan hamma yo'nalishi bo'ylab (2P fazoviy burchak ichida) chiqarayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yoritguvchi R , deb ataladi.

Jismning birlik sirtidan $d\omega$ chastotalari intervalida chiqarayotgan energiya oqimining $dR_{\omega} d\omega$ ga proporsional bo'ladi.

$$dR_{\omega} = r_{\omega} d\omega$$

r_{ω} – kattalik jismning chiqarish qobiliyati deyiladi. Tajribadan ma'lum bo'lishicha, chiqarish qobiliyati jismning temperaturasiga kuchli bog'liqdir. Demak, r_{ω} chastota va temperaturaning funktsiyalaridir.

Energiyaviy yorutuvchanlik

$$R_{\omega m} = \int dR_{\omega t} = \int^{\infty} r_{\omega t} d\omega$$

Nurlanish chastota o'rniga to'liq uzunligi bilan xarakterlanish mumkin.

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega}$$

ifodani diferentsiallab

$$dx = \frac{2\pi c}{\omega^2} \quad d\omega = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega$$

$$dR_{\lambda} = r_{\lambda} d\lambda$$

$$r_{\omega} d\omega = r_{\lambda} d\lambda$$

$$r_{\omega} = r_{\lambda} \frac{2\pi c}{\omega} = r_{\lambda} \frac{\lambda^2}{2\pi c}$$

chi ifoda yordamida ω dan λ ga va aksincha o'tishi mumkin. Jism sirtning elementar yuziga $d\omega$ chastota intervalida bo'lgan elektromagnit to'lqinlarning nurlanish energiya oqimi $d\Phi_{\omega}$ tushayotgan bo'lsin. Bu $d\Phi_{\omega}$ oqimning qismining jism yutadi. Quyidagi

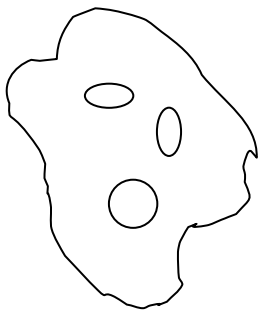
$$a_{\omega T} = \frac{d\Phi_{\omega}}{d\Phi_{\omega}^0}$$

o'lchamsiz kattalikni jismning yutish qobiliyati deb ataladi. $a_{\omega T}$ yutish qobiliyati ham chastota va temperaturaning funktsiyasidir.

$a_{\omega T}$ birdan katta bo'lishi mumkin emas. Tushayotgan hamma chastotali nurlanishni to'lqin yuta oladigan jismlar uchun bunday jism absolyut qora jism deb ataladi.

$a_{\omega T} = \text{const} < 1$ bo'lganda jismlar kulrang jismlar deb ataladi. O'zgarmas T temperaturali qobiq ichidagi havo so'rib olingan. (1-Rasm), demak, jismlar o'zaro va qobiq bilan faqat

elektromagnit to'lqinlarni chiqarish va yutish bilan energiya almashishlar mumkin. Tajribadan ma'lum bo'lishicha bunday sistema biror vaqt o'tishi bilan issiqlik muvozanati holatiga keladi. Hamma jismlar qobiqning T temperaturasiga teng bo'lgan temperaturani oladi. Tajribani ko'rsatishicha, nurlanuvchi jism bilan muvozanat holatda



bo'luvchi nurlanish faqat bitta, u ham bo'lsa issiqlik nurlanishidir. Jismlarning temperaturasi o'zgarmaganligi sababli ko'p energiya chiqaruvchi jism ko'p energiyani yutishi, ya'ni a_{wr} ga ega bo'lishi lozim.

Shunday qilib jismlarni $r_{\omega r}$ chiqarish qobiliyati qancha katta bo'lsa uning yutish qobiliyati ham shuncha katta bo'ladi. Bundan quyidagi munosabat kelib chiqadi

$$\left(\frac{q_{\omega t}}{d_{\omega t}} \right)_1 = \left(\frac{q_{\omega t}}{d_{\omega t}} \right)_2 = \left(\frac{q_{\omega t}}{d_{\omega t}} \right)_3 = \dots$$

Kirgof quyidagi qonunni ta'riflagan: chiqarish va yutish qobiliyatining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun (to'lqin uzunligi) hamda temperaturasining birday universal funktsiyasi hisoblanadi.

$$\frac{q_{\omega t}}{a_{\omega t}} = f(\omega, t)$$

Absolyut qora jism uchun ta'rifiga ko'ra $a_{\omega t} T = 1$. Demak, (5) formuladan bunday jism

Uchun $r_{\omega t}$ ning $f(\omega, T)$ ga tengligi kelib chiqadi.

Shunday qilib Kirgofning $f(\omega, T)$ universal funktsiyasi absolyut-Qora

Jismning chiqarish qobiliyatining o'zginasidir.

Stefan Boltsman va Vin Qonuni

Stefan (1879) eksperimental natijalarni analiz qilib, istalgan jismning R_2 energiyaviy yorituvchanligi absolyut temperaturaning to'rtinchi darajaga proporsional degan xulosaga keladi. Boltsman termodinamik muloxazalarga

asoslanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani nazariy yo'l bilan topdi:

$$R^* = \int_0^\infty f(\omega, t) d\omega = GT^4$$

Absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi bilan absolyut temperature orasidagi (1) munosabat Stefan Boltsman qonuni deb atalgan.

G – ga Stefan-Boltsman doimiysi deb ataladi.

$$G = 5.7 * 10^{-8} \text{ Wt/m}^2 \text{ grad}^4$$

1. Absolyut Qora jismning nurlanish spektri uzluksizdir.

2. Har bir temperaturaga oid bo'lgan nurlanishning energetik taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq maksimum mavjud bo'lib, u temperatura oshgan sari qisqa to'lqin uzunliklar soxasida siljiydi.

Vinning siljish qonuni deb atalgan ikkinchi qonun ana shu maksimumlarga taaluqli: absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi to'lqin uzunligining absolyut temperaturaga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir, ya'ni

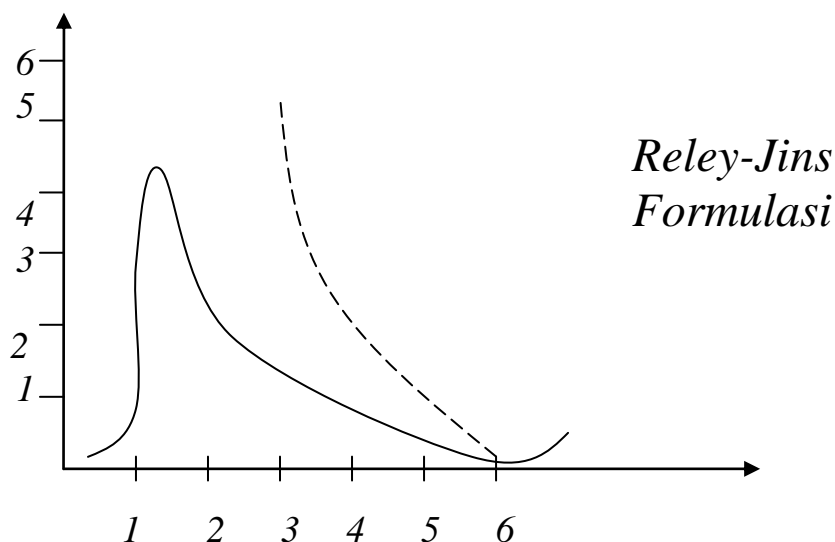
$$\lambda_m T = b$$

b - Vin doimiysi $b = 2.898 \text{ M.K}$

Reley va Jins issiqlik nurlanishga statistik fizika metodlarini tadbiq etib, absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati uchun.

$$f(\omega, t) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (3) \text{ ifodani hosil qildi.}$$

Rele Jins formulasi faqat katta to'lqin uzunliklari uchungina tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'lqin uzunliklari uchun esa tajriba natijalaridan keskin farq qiladi.



3 – rasm

(3) ifodani ω buyicha 0 dan ∞ gacha R_7^* cheksiz katta qiymatlarni qabul qiladi. Ultrabinafsha xalokati deb nom olgan bu natija tajriba natijalariga ziddir.

1900 yilda Plank $f(\omega, T)$ funktsiyaning tajriba natijalariga mos keluvchi ko`rinishni topishga muvoffaq bo`ladi. Buning uchun klassik tasavvurlarga mutlaqo zid bo`lgan farazni ilgari surishga, ya`ni elektrmagnit nurlanish alohida ε energiya portsiyasi (kvanti) shaklida tarqaladi deb faraz qilishga majbur bo`ladi.

Kvant miqdori nurlanish chastotasiga proporsional

$$\varepsilon = \hbar\omega$$

$$\varepsilon = n\hbar\omega \cdot (n = 0, 1, 2, \dots)$$

$$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \quad \text{jc} = 1,054 \cdot 10^{-24} \quad \text{erg.sek}$$

Reley-Jins formulasiga kT ni

$$\varepsilon = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

ifoda bilan almashtirib, Plank topgan formulani hosil qilamiz.

$$f(\omega, T) = \frac{6\omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{6\omega/kT} - 1}$$

Bu formulani chastotani 0 dan ∞ gacha bo'lgan hamma intervalda tajriba natijalariga mos keladi. U Vinning kriteriysini qanoatlantiradi.

$$\frac{6\omega}{kT} < 1$$

kichik chastotalar katta to'lqin uzunligi shart bajarganda, $e^{6\omega/kT}$ ni tarkibidan $1 + 6\omega/kT$ ga teng deb olish mumkin, (5) formula Reley-Jins formulasiga o'tadi.

Kvant mexanikasining asosiy g'oyalari.

XIX asrning boshlarida fizika fanining ko'p soxalarida to'plangan eksperimental faktlarni, ayniqsa elektronlarning to'lqin xususiyatlariga, atom spektrlariga bog'liq bo'lgan natijalarning to'planib qolishi klassik mexanikaning elektronlar xossalari tushuntirib bera olmasligini ko'rsatdi.

Shu sababli mikrozarrahchalarni o'rganishga butunlay boshqacha yondoshish lozim bo'lib qoldi, bu zaruriyat kvant mexanikasining paydo bo'lishiga olib keldi.

Shredinger tenglamasi. Kvant mexanikasida klassik mexanikaga qarama-qarshi o'laroq zarrachalarning to'lqin xususiyatlari hisobga olinadi. Klassik mexanikada jismlarning koordinatalari va ularning tezligini ma'lum vaqt ichida o'zgarishi

bo'lganliklari uchun zarrachalarni fazoning ma'lum nuqtasida bo'lishini aniq koordinatali emas, balki shu nuqta atrofidagi soxada ma'lum vaqt ichida topilish ehtimoli beriladi, xolos. Kvant mexanikasida harakatlanuvchi ob'ektning holati to'lqin funktsiyasi (yoki psi-funktsiya) bilan xarakterlanadi. Bu funktsiya koordinata va vaqtga bog'liq bo'lib, $\varphi(x, y, z, t)$ simvoli yordamida yoziladi. Bu funktsiya kvant mexanikasini yaratgan avstriya fizigi E. Shredinger nomi bilan yuritiladi. Shredinger φ – funktsiyani aniqlashning umumiy metodini yaratdi va potentsial maydonda harakatlanuvchi mikrozarrahalar uchun tuzilgan masalalarni hal qilish yo'llarini ko'rsatdi. Shredinger tenglamasi o'zining muhimligi jihatidan fizikada Nyutonning ikkinchi qonuni bilan bir qatorda turadi. Kvant mexanikasi qonunlari murakkab matematik formulalar orqali ifodalanadi. Shredinger tenglamasi esa

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi + U \varphi = i \hbar \frac{d\varphi}{dt} \quad (19,9)$$

ko'rinishiga ega. Bu formulada i – mavhum birlik son, ($i^2 = -1$), \hbar – Plank doimiysi h ning 2π ga bo'lingan qiymati, Δ -Laplas operatori, U – zarrachalarning potentsial energiyasi, m – zarrachaning massasi. Bu tenglamaning yechilishini φ funktsiyani, ya'ni zarrachaning potentsial maydondagi holatini aniqlaydi.

Geyzenberg aniqmasligi munosabati haqida. Avvalo, shuni qayd qilish kerakki, φ – funktsiya kompleks xarakterga ega bo'lganligi sababli uni ob'ektiv fizik reallik deb hisoblab bo'lmaydi. Klassik mexanikada esa to'lqin tarqalishini ob'ektiv fizik reallik, ya'ni real muhitning harakati deb qaraladi. Shu sababli kvant mexanikasida φ – funktsiya modulining kvadrati $|\varphi|^2$ xaqiqiy son bo'lib, fizik mohiyatga ega deb qaraladi. Shu

muloxazalarga asosan φ – funktsiya bilan xarakterlanuvchi zarrachaning ΔV xajmda bo'lish ehtimoli

$$\Delta W \propto \varphi^2 \Delta V \quad (19.9')$$

ko'rinishda ifodalanadi. Shuni qayd qilish kerakki, agar elektronlar va boshqa mikrozzarrachalar atom, molekula va qattiq jismlarda qaralsa, ularning energiyasi diskret (uzlukli) qiymatga ega bo'ladi. Bu xulosa kvant mexanikasi kursida Shredinger tenglamasini yechish yordamida isbot qilinadi.

Elementar zarracha (masalan, elektron) to'lqin xususiyatiga ega bo'lganligi uchun ma'lum vaqtda fazodagi holatini (koordinatasini yoki traektoriyasini) Aniq topib bo'lmaydi. Agar qandaydir g'ayri tabiiy metod bilan zarrachaning shu momentdagi fazodagi holati aniq topilsa, u holda shu zarrachaning shu momentdagi impulsini aniq topib bo'lmaydi. Demak, qandaydir aniqmaslik yuzaga kelib, aniqmaslik birinchi marta nemis olimi Geyzenberg bo'lib, u

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h \quad (19.10)$$

ko'rinishida yozildi. Bu formulada h – Plank doimiysi, Δx , Δp koordinata va impulsni topishdagi aniqmaslik. Bu aniqsizlik shar qanday elementar zarrachalar harakati uchun qo'llaniladi. Geyzenberg aniqmasligi (19.10) formulada impuls va koordinata tasavvurida yozilgan. Kvant mexanikasida esa bu aniqmasliqni va energiya tasavvurida quyidagicha yoziladi:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h, \quad (19.10)$$

bu formulada ΔE va Δt energiya va vaqt qiymatlarini topishdagi aniqmaslik. (19.10) va (19.10) formulalarda ko'rinishidagi, mikrojismlar mexanikasida ular to'lqin xususiyatiga ega

bo'lganliklari uchun, agar bir kattalik aniq topilsa, ikkinchi noaniq topiladi va aksincha.

Buni quyidagi misolda yanada yaqqolroq ko'rishimiz mumkin. Kvant mexanikasiga asosan elektron traektoriyaga ega emas. Uni $\Delta x = 10^{-8}$ sm, ya'ni atom o'lchamidagi fazoda

6

bo'lish ehtimoli 1 ga teng desak, u holda $\Delta p = \frac{m \cdot \Delta v}{\Delta x}$

bo'ladi. Tezlikni hisoblash aniqligi $\Delta v = 0,75 \cdot 10^7$ m/s bo'ladi.

Energiya hisoblash aniqligi

$$\Delta E = \frac{m \cdot \Delta v^2}{2} \approx 2,2 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$

Vodorod atomi. Vodorod atomidagi elektronning energiyasi kvant mexanikasida Bor tasavvuridagi yordam beradi. Lekin kvant mexanikasi spektral chiziqlar o'zgarishining sabablarini tushuntirib bera oladi. Kvant mexanikasida vodorod atomidagi elektron masalasi uch bosqichda hal qilinadi:

1. elektron energiyasining qiymatini aniqlash;
2. Shredinger tenglamasini yechib, φ - funktsiyasini aniqlash;
3. fazoning har xil soxasida φ – funktsiya modelining kvadratiga asosan elektronning joylashish ehtimolini topish.

Bor nazariyasiga asosan vodorod atomidagi elektron energiyasi bosh kvant soni n ga bog'liq holda quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$E = - \frac{m_0 Z^2 e^4}{8 \epsilon_0 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (19.11)$$

Lekin to'liq funktsiyaning qiymati faqat kvant bosh soni bilan belginlanmay, azimutal kvant soni l , magnit kvant soni m bilan belgilanadi va simvolik ravishda

$\varphi_{n,l,m,s}$ ko'rinishda yoziladi. n, l, m, s kvant sonlari φ funktsiya ko'rinishini, ya'ni elektronning atomdagi (holati) konfiguratsiyasini aniqlaydi.

Azimutal kvant soni elektron harakatining orbital harakat miqdori absolyut qiymati L ni

$$L = |L| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (19.12)$$

bu formulada:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1; \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (19.13)$$

Orbital harakat miqdorining koordinata o'qlari bo'yicha proektsiyalari, masalan, OZ o'qi bo'yicha proektsiyasi:

$$L_z = m\hbar \quad (19.14)$$

Bu yerda: m – magnit kvant soni bo'lib, $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots; \pm l$ qiymatlarni qabul qiladi va orbital harakat miqdorining biror o'qqa bo'lgan proektsiyasi miqdorini ko'rsatadi. Spin kvant soni s haqida keyinroq to'xtalib o'tamiz.

Odatda elektron yadro atrofida aylanib aylanma tok hosil qiladi deb faraz qilinadi. Bu tok magnit maydon hosil qilib, uni elektron hosil qilgan magnit momentining absolyut qiymati

$$M_l = \frac{e\hbar}{2m_0c} \sqrt{l(l+1)} \quad (19.16)$$

ga teng bo'lar ekan. Bu formulada $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; e , m elektronning zaryadi va tinchlikdagi massasi, l – azimutal kvant soni; $\frac{e\hbar}{2m_0c}$ - Bor magnetoni deyilib, elektronning magnit momentini xarakterlaydi.

Magnit M_l va mexanik L orbital momentlarning nisbati:

$$\frac{M_l}{L} = \frac{l}{2m_0c} \quad (19.17)$$

giromagnit nisbat deyiladi va elektronning atomdagi shar qanday holati uchun o'zgarmas miqdordir. Demak, atomdagi elektronning energiyasi asosan bosh kvant soni n xarakterlanadi. Shar qaysi ma'lum n kvant soni uchun (19.19) va (19.15) larga asosan ma'lum l, m kvant sonlarining qiymatlari to'g'ri keladi. Masalan: $n=1$ bo'lsa, $l=0$. Bu holatga «aniq» so'zi o'rniga «s» simvoli qabul qilingan: $n=2$ bo'lsa, $l=0, 1$; $l=0$ «s» holatga, $l=1$ esa «bosh» spektr yoki inglizcha «princirle» so'zini o'rniga «p» simvoli qabul qilingan: yoki $n=3$ bo'lsa, $l=0, 1, 2$ va $l=0, 1$ qiymatlarga «s» va «p» simvollar to'g'ri kelsa, $l=2$ «tarqoq» spet ryoki inglizcha «diffusions» so'zi o'rniga «d» - simvoli yoziladi va shokazo.

Elementar zarrachalar

Elementar zarrachalar deganda materiyaning zarrachalari bo'lib, ular maydonlar bilan o'zaro ta'sir etganda o'zini mustaqil tuta oladigan zarrachalarga aytiladi. Bu zarrachalar o'zlarini bir butun shaklda saqlaydilar deb qaraladi

va materiyani tashkil qilib, ularning xususiyatlarini xarakterlaydi.

Elementar zarrachalarga : elektron, proton, neytron, fonon, mezonlar, giperonlar, neytrino va ularning ba'zilarining antizarrachalari kiradi.

Elementar zarrachalarning xossalarini bir-biri bilan ta'sirini va bir-biriga aylanishini o'rganadigan fizikaning bo'limiga elementar zarrachalar fizikasi deyiladi. Elementar zarrachalarni o'rganishdagi eng mo'shim «qurol» eng katta energiyaga ega bo'lgan kosmik nurlanishdir va tezlatgichlardir. Kosmik nurlar yordamida yuqori energiyalar zarrachalar ta'siri ostida elementar zarrachalarni bir-biriga aylanishini sham o'rganish mumkin. Shu sababli kosmik nurlar mavzusiga alohida to'xtalib o'tamiz.

Kosmik nurlar. Kosmik fazoni to'ldiruvchi yuqori energiyali stabil mikro zarrachalarga kosmik nurlar deyiladi. Kosmik nurlar ionizatsion kameralarda, qorong'u sharoitlarda sham ma'lum ionizatsion tok mavjudligi va bu tokning miqdori kamerani 4 km dan balandlikka ko'tarilganida oshib borishining sababi sifatida kashf etilgan. 1910 yilda Gess va Klogerter Yer satxidan 4 km va undan balandlikda ionizatsion kamerada ionizatsion tokning hosil bo'lishini asosiy sababi olam fazodan Yerga yetib kelayotgan korpuskulyar nurlanish – kosmik nurlaridir, deb faraz qildi.

Kosmik nurlar birlamchi va ikkilamchi nurlar bo'ladi. Olam fazodan tushayotgan birlamchi kosmik nurlar – asosan protonlardan iboratdir, bu nurlarning energiyalari 10^{10} eV, ayrim zarrachalarning energiyasi 10^{19} eV ga sham etadi. Bu kosmik nurlar Yer atmosferasiga yetib kelib, ikkilamchi kosmik nurlarni vujudga keltiradi. Bu nurlar tarkibida bizga ma'lum bo'lgan barcha elementar zarrachalar mavjuddir. Birlamchi kosmik nurlarining tarkibi quyidagi jadvalda keltirilgan. Taxminlarga qaraganda kosmik nurlar asosan galaktikadan, hatto energiyasi 10^{17} — bo'lgan nurlar galaktidan

tashqaridan bizgacha yetib keladi. Energiyasi nisbatan kam bo'lgan kosmik nurlar quyosh atrofidan bizga yetib keladi.

<i>Yadrolar gruppasi</i>	<i>Zaryad soni</i>	<i>O'rtacha massa soni, A</i>	<i>Umumiy oqimdagi protsenti</i>
<i>Protonlar</i>	<i>1</i>	<i>1</i>	<i>92,9</i>
<i>Geliy yadrosi (zarracha)</i>	<i>2</i>	<i>4</i>	<i>6,3</i>
<i>Engil yadrolar</i>	<i>3÷5</i>	<i>10</i>	<i>0,13</i>
<i>O'rtacha</i>	<i>6÷9</i>	<i>14</i>	<i>0,4</i>
<i>Og'ir yadrolar</i>	<i>≥ 10</i>	<i>31</i>	<i>0,18</i>
<i>O'ta og'ir yadrolar</i>	<i>≥ 20</i>	<i>51</i>	<i>0,05</i>

Yer satxidan 20 km balandlikdan pastroqda ikkilamchi kosmik nurlari boshlanadi. Birlamchi kosmik nurlar energiyasi katta zarrachalar atmosfera bilan to'qnashib katta gruppalar zarrachalarini shosil qiladi, ya'ni zarrachalar jalasini vujudga keltiradi. Bu jala 1928 yilda akademik Skobeltsin tomonidan Vilson kamerasi yordamida qayd qilingan. Ingliz fiziklari Blekket va Okkialini boshqarish mumkin bo'lgan Vilson kamerasi yordamida elementar zarrachalar jalasini magnit maydon ta'sirida, ikki tomonga og'ishini ko'rsatadi. Dirak nazariyasiga asosan jala tarkibida musbat zaryadlangan elektron-pozitron mavjudligini isbot qilindi.

Pozitron elektronga qarama-qarshi zarracha bo'lib, elementar zarrachalarning hozirgi zamon nazariyasiga asosan hamma elementar zarrachalar o'zlarining qarama-qarshi juftlariga ega, elektron-pozitron, neytrino-antineytrino, proton-antiproton, neytron-antineytron. Agar ikkala juft, ya'ni elektron-pozitron o'zaro to'qnashsa, bir-birini yemiradi (anniglyatsiyalanadi), natijada ikkala zarrachaning tinchligidagi massasiga to'g'ri keluvchi energiya ajralib chiqadi.

Kosmik nurlarni Yer satxida qo'rg'oshinda yutilishi o'rganilib, bu nurning «yumshoq» va «qattiq» komponentlardan

iborat ekanligi eksperimental isbot qilinadi. «Yumshoq» komponent elektronlardan, pozitronlardan, fotonlardan iborat bo'lib, moddalarda (xususan 10 sm qalinlikka ega bo'lgan qo'rg'oshinda) tez yutiladi «qattiq» komponentasi μ -mezonlar ekani isbot qilindi. Mezonlarning massasi $m_{\mu} = 207m_e$ bo'lib, elektronlarga nisbatan moddalarga kamroq yutiladi. Elementar zarrachalar jalasining vujudga kelish protsessii ancha murakkab bo'lib, elementar zarrachalar fizikasining maxsus bo'limlarida o'rganiladi.

Kosmik nurlarning tadqiq qilinishi va eng kuchli tezlatgichlar yordamida olingan yadro reaksiyalarning tadqiq qilinishi massasi proton massasidan kattaroq bo'lgan zarrachalar – giperonlar gruppasining va boshqa zarrachalarning kashf qilinishiga imkon berdi. Elementar zarrachalarning ma'lum bo'lgan ayrim gruppalari quyidagi jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, ikkita zarracha: foton va neytral pion – antizarrachalarga ega emas. Bunday hollarda shu zarrachalarning o'zi antizarrachalar bilan bir xil qiymatga ega. Elementar zarrachalar asosan, fotonlar, leptonlar, mezonlar va barionlar gruppasiga bo'linadi.

Fotonlar – elektromagnit nurlanish kvantlari bo'lib, zaryadlangan elementar zarrachalar bilan o'zaro ta'sir qiladi. Leptonlar – antizarrachalari neytrino, elektron va manfiy ionlar bo'lib, yengil zarrachalardir. Ular o'z-o'zlari va boshqa zarrachalar bilan o'zaro ta'sir qilishlari mumkin. Mezonlarning massalaridan nuklonlar massalaridan kichik, leptonlar massalaridan katta bo'lib, leptonlar va barionlar orasidagi zarrachalardir. Barionlar gruppasi esa nuklon va giperon kabi og'ir zarrachalarni birlashtiradi.

O'zaro ta'sirlarning turlari

Yadro o'zaro ta'sirlarining: kuchli, elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sir ko'rinishlari bor. Kuchli o'zaro ta'sir nuklonlar orasida, mezonlar hosil bo'lishida namoyon bo'ladi.

Kuchli o'zaro ta'sir zaryadlarga bog'liq bo'lmaydi. U qisqa vaqtli ta'sir bo'lib, $\sim 10^{15}$ m dan kichik masofalardan mavjuddir. Masalan, yadro-dagi nuklonlar o'zaro ta'siri nuklonlar zaryadiga bog'liq emas. Lekin yadro-dagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit o'zaro ta'sir neytral va zaryadlangan zarrachalar massalari har xil bo'lishiga olib keladi. Kuchli ta'sir ko'p sonli yadro reaksiyalarining ro'y berishiga va katta energiyali zarrachalar to'qnashganda π va κ mezonlarini vujudga kelishiga olib keladi. Yadro ta'sir jarayonlari juda kichik vaqtda (10^{-24} s) yuz beradi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir esa yadro-dagi protonlarning o'zaro ta'sirlarini, elektron-pozitron juftlari hosil bo'lishi anniglyatsiyalanishi kabi protsesslarni xarakterlaydi. Elektromagnit o'zaro ta'sir kuchi kuchli ta'sir kuchidan ~ 137 marta kichikdir.

Kuchsiz elektromagnit o'zaro ta'sir esa ko'pincha myuonlarning yadrolar bilan o'zaro ta'siri paytida, yadro-dan chiqayotgan yemirilish protsessii paytida namoyon bo'lib, bu o'zaro ta'sir kuchi kuchli ta'siri kuchidan 10^{10} marta kichik. Kuchsiz protsesslar $10^{-8} \div 10^{-10}$ s vaqt oralig'ida kechadi va kuchsiz ta'sir radiusi juda kichik bo'lib, hozirgacha o'lchanmagan, lekin kuchli ta'sir doirasidan bir necha ming marta kichik bo'lib, $\sim 10^{-17}$ m deb ta'min qilinadi.

Yuqorida keltirilgan o'zaro ta'sirlar yordamida eksperimental va nazariy yadro fizikasida uchraydigan ko'pgina effektlar tushuntiriladi.