

**O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O`RTA MAXSUS TA`LIM VAZIRLIGI**

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

Qo`lyozma huquqida
UDK 539.12-17

BARATOVA YANGLISH BAXTIYAROVNA

**KOINOT ILK DAVRLARIDA YADRO
REAKSIYALARINI MODELLASHTIRISH**

**5A440106-Atom yadrosi va elementar zarrachalar fizikasi
mutaxassisligi**

**Magistr
akademik darajasini olish uchun yozilgan**

DISSERTATSIYA

Ish ko`rib chiqildi va himoyaga
ruxsat berildi.

«Atom va yadro fizikasi»
kafedrasi mudiri:

Ilmiy rahbar:
prof.R.M.Ibadov _____

prof.R.M.Ibadov _____

“__” _____ 2012 yil

M.O`.

SAMARQAND-2012

MUNDARIJA

KIRISH.....	3
I BOB. KOINOTNING ILK DAVRLARI HAQIDA	
MA'LUMOT.....	7
1.1. Olam modellari. Kosmologiya.....	7
1.2. Masshtab faktori. Xabbl qonuni.....	12
1.3. Kengayuvchi Koinot modellari.....	14
1.4. Qaynoq Koinot modeli. Koinot evolyutsiyasining standart ssenariysi.....	16
1.5. "Katta portlash" nazariyasi.....	23
1.6. O'zaro ta'sirlashuv.....	28
II BOB. KOINOTNING ILK DAVRLARIDAGI YADRO REAKSIYALARI TO'G'RISIDA MA'LUMOTLAR.....	35
2.1. Yadro reaksiyalari.....	35
2.2. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari.....	37
2.3. Yadro reaksiyalarining kesimi.....	44
2.4. Koinot ilk davrlaridagi yadrolarning birlamchi sintezi.....	47
III BOB. YADRO REAKSIYALARINI KOMPYUTERDA MODELLASHTIRISH.....	51
3.1. Nuklonlar va adronlarni tashkil etuvchi kvark va gluonlar.....	51
3.2. Fotonning elektronda sochilishi.....	55
3.3. Pi mezon bilan proton to'qnashishining differensial kesimi....	62
3.4. Kompyuter modellashtirishlarida qo'llaniladigan dasturlar.....	64
XULOSA.....	77
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI.....	78

KIRISH

Mustaqillik yillarida ta'lim tizimini rivojlantirish eng muhim jarayonlardan biri hisoblanmoqda. Bu borada mamlakatimizda “Jamiyatni axborotlashtirish va axborot texnologiyalarini yanada rivojlantirish to'g'risida”gi qarori, “Ta'lim to'g'risida”gi qonun va “Kadrlar tayyorlash Milliy Dasturi”ning yakuniy bosqichini amalga oshirishda axborot texnologiyalarini ta'lim jarayoniga tadbqiq etish bo'yicha bajarilishi lozim bo'lgan vazifalarning naqadar dolzarbligidan dalolat beradi. Bugungi kunda mamlakatimizda yoshlar ta'lim-tarbiyasiga katta e'tibor qaratilmoqda. Chunki Prezidentimiz Islom Karimov ta'kidlaganidek “Kelajak yoshlar qo'lida”. Yuqori malakali, rivojlangan mamlakatlar bilan raqobatbardosh bo'ladigan kadrlarni yetishtirib chiqarish, albatta oliy ta'lim tizimiga katta mas'uliyat yuklaydi. Bu mas'uliyatni bajarish uchun esa zamonaviy innovatsion texnologiyalar muhim ahamiyat kasb etadi.

Mavzuning dolzarbligi. Yadro fizikasi sohasi bugungi kunda dunyoning dolzarb muammolarini hal qilishga yordam bermoqda. Shuning uchun ham bu fanning ma'no-mohiyatini, asosini talabalar tushuna olishlari shart.

Ma'lumki, yadro fizikasi – atom yadrosining tuzilishi, uning xususiyatlari, yadro kuchlarining tabiati, yadro ichidagi zarralarning o'zaro ta'sir qonunlari va yadrolarning parchalanishi, o'zgarishi haqidagi fandır. Yadro fizikasi fizikaning shiddat bilan rivojlanayotgan tarmog'i hisoblanadi. Fizikadan mutlaqo uzoq bo'lgan kishilar ham bu ajoyib soha yutuqlariga befarq qaray olmaydilar.

Har qanday jarayonning tarixiy taraqqiyot bosqichini o'rganish bu jarayonning zamonaviy fan asosidagi rivojlanish darajalarini belgilaydi. Shu nuqtai nazardan, bugungi kunda ma'lum bo'lgan yadro reaksiyalari ham Koinot dastlab paydo bo'lgan holatda qanday yuz berganligi va u vaqtlarda qanday jarayonlar bo'lib o'tganligini bilish juda muhim hisoblanadi.

Koinotning ilk davrlaridagi jarayonlar tabiatning eng birlamchi “qurilish g'ishtlari”ning paydo bo'lishi va vaqt o'tishi bilan murakkab sistemalar (og'ir

elementar zarralar, yadrolar, atomlar va molekulalar) hosil bo'lishiga olib kelgan. Koinotning ilk davrlaridagi jarayonlarni o'rganishda asosan Katta portlash nazariyasi, Qaynoq Koinot modeli, Buyuk birlashtirish nazariyasi asosiy o'rinni egallaydi.

Zamonaviy fan asosida Koinotning shakllanishida va evolyutsiyasida "Katta portlash" standart model qilib olingan. Bu model asosida qo'qqisdan bo'lgan "Katta portlash" bizning dunyoning yaralishiga sabab bo'ldi. Shuning uchun bu fakt bizni o'rab turgan butun borliqning sababidir. Bunday portlash natijasida cheksiz zichlik va temperatura, ya'ni umumlashtirib aytganda vakuumni integrallash xarakteristikasi vujudga keldi.

"Katta portlash" sodir bo'lgan dastlabki vaqtlarda elektron va kvarklar paydo bo'lgan. Vaqt o'tgani sayin kvarklar birlashib proton va neytronlarni hosil qilgan. Koinot paydo bo'lganining 1-sekundida vodorod va geliy yadrolari, keyinchalik esa vodorod va geliy atomlari tashkil topgan. Biz o'rganishimiz kerak bo'lgan jarayonlar 3-minutda sodir bo'lgan yadro reaksiyalari hisoblanadi. Bu vaqtda sodir bo'lgan yadro reaksiyalari dastlab vodorod va geliy yadrolari hosil bo'lishiga olib kelgan va keyinchalik ular ishtirokida yuz bergan.

Masalan, yulduzlarning paydo bo'lish jarayonlarida shu narsa ta'kidlanadiki, yulduzlardek katta massali jismlarning bag'rida bosim benihoya oshib ketganida temperatura juda ko'tarilib, yadro reaksiyasi yuz berishi mumkin. Reaksiya vaqtida atom yadrolari qaytadan tuziladi. Bunday reaksiyalardan eng yaxshi o'rganilgani – vodorod atomlaridan geliy atomlari hosil bo'lish reaksiyasidir. Bunday reaksiya vaqtida juda ko'p miqdorda energiya ajralib chiqadi. Umuman olganda, osmon jismlarining barchasining tarkibini vodorod va geliy elementlari tashkil qiladi. Ushbu ma'lumotdan ham bilish mumkinki, Koinotning ilk davrlarida paydo bo'lgan eng birinchi elementlar vodorod va geliy elementlari hisoblanadi.

Tadqiqotning maqsad va vazifalari. Ushbu tadqiqotda ko'zda tutilgan maqsad Koinotning ilk davrlarida yuz bergan jarayonlar, ularning tahlil masalalarini o'rganish, ilk davrlarda sodir bo'lgan yadro reaksiyalarni zamonaviy fan asosi hisoblangan kompyuter texnologiyasi asosida modellashtirishdan iborat.

Ushbu tadqiqot o'z oldiga quyidagi vazifalarni qo'yadi:

- Koinotning ilk davrlari haqida ma'lumot berish;
- Koinotning ilk davrlarida sodir bo'lgan yadro reaksiyalarining o'rganilishi;
- Yadro reaksiyalari haqida ma'lumot berish;
- Koinotning ilk davrlarida yuz bergan yadro reaksiyalarini kompyuter texnologiyasi asosida modellashtirish.

Muammoning ishlab chiqilish darajasi. Ushbu muammo nazariy fizikada eng dolzarb bo'lib kelmoqda. Bizdan ilgari ham ko'p olimlar ilmiy izlanishlar olib borishgan. Ammo, Koinotning ilk vaqtlarida mavjud bo'lgan yadro reaksiyalarining kesimlari modellashtirilmagan.

Ishning ilmiy yangiligi tanlangan mavzuning dolzarbligi va ushbu mavzu tadqiqiga o'ziga xos tahlil nuqtai nazaridan yondoshilayotganligi bilan belgilanadi. Dissertatsiya Koinotning ilk davrlarida yuz bergan yadro reaksiyalarini REDUCE va Maple dasturlarida modellashtirish bilan xarakterlanadi.

Tadqiqot predmeti va ob'yekti. Fotonning elektronda sochilishi, pi - mezon bilan proton to'qnashishi differensial kesimlarini REDUCE va Maple dasturlari orqali kompyuterda modellashtirish.

Magistrlik dissertatsiya ishining strukturasi. Ushbu magistrlik dissertatsiya ish kompyuterda terilgan. Hajmi 80 sahifadan iborat. Bunda kirish, uch bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat.

Kirish qismida ish mavzusi dolzarbligi, tadqiqotning maqsad va vazifalari va ilmiy yangiligi keltirilgan. Birinchi bob Koinotning ilk davrlari haqida, Olam modellari, Kosmologiya, masshtab faktori, Xabbl qonuni, kengayuvchi Koinot

modellari, shu jumladan qaynoq Koinot modeli, Koinot evolyutsiyasining standart ssenariysi va “Katta portlash” nazariyasidan ma’lumotlar keltirigan. Ikkinchi bobda Koinotning ilk davrlaridagi yadro reaksiyalari, yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari, yadro reaksiyalarining kesimi, Koinot ilk davrlaridagi yadrolarning birlamchi sintezlari to’g’risidadir. Uchinchi bobda yadro reaksiyalarini kompyuterlarda modellashtirish, nuklonlar va adronlarni tashkil etuvchi kvark va glyuonlar to’g’risida ma’lumotlar, fotonning elektronda sochilishi, π - mezon bilan proton to’qnashishi differensial kesimi, kompyuter modellashtirishlarida qo’llaniladigan REDUCE va Maple dasturlari keltirilgan. Xulosa qismida esa magistrlik dissertatsiyasida olingan natijalar keltirilib, adabiyotlar qismida esa foydalanilgan adabiyotlar ro’yxati keltirilgan.

Ishning ilmiy-amaliy ahamiyati. Ushbu ilmiy izlanishlar natijalari Koinot evolyutsiyasini tushuntirishda, yangi tezlatgichlar loyihasini tuzishda, yadro fizikasi fanining rivojlanishida qo’llanilishi mumkin.

I BOB. KOINOTNING ILK DAVRLARI HAQIDA MA'LUMOT

1.1. Olamning modellari. Kosmologiya

Kosmologiya olamning to'la, katta masshtablarda va uzoq muddat davomidagi xususiyatlarini o'rganadi. Kosmologiya uchun xarakterli vaqt (masofa) milliard yillarni (yorug'lik yilini) tashkil qiladi.

Hozirgi kosmologiya Eynshteynning 1917 yildagi ilmiy ishida tug'ildi. Umumiy nisbiylik nazariyasining birinchi natijalaridan Quyosh yaqinidagi fazo – vaqt geometriyasini o'rganishda foydalanilgan edi. Bu soha olamning juda kichik bir qismi bo'lib, Nyutonning klassik tortishish nazariyasini tekshirish uchun ham ob'yekt bo'lib xizmat qilgan.

Egri fazo to'g'risidagi tasavvur fanning barcha sohalarida kuchli aks-sado berdi. U olamning geometrik xususiyatlari to'g'risida qiziq, bahslarga to'la g'oyalarga asos bo'ldi. Nisbiylik nazariyasini butun Koinot – Olamga qo'llash uchun birinchi urinishni Eynshteynning o'zi boshladi. U moddaning kuchli darajada to'plangan joylari fazoni qanchalik egrilanishiga qiziqib qoldi.

Hisoblashlar uchun fazodagi moddaning zichligi haqidagi ma'lumotlar zarur edi. Shuni aytish kerakki, hozirgi vaqtga qadar fazoning egriligiga bog'liq bo'lgan masalalar eng oddiy hol uchun – butun fazodagi modda zichligi bir tekis bo'lgan hol uchungina nazariy aniqlikka ega edi. Modda bilan bir tekis to'ldirilgan cheksiz fazoda Nyuton mexanikasi cheksiz tortishish kuchi hosil bo'lishini talab qiladi. Bu ma'noga ega emas. Bu yerda Nyuton mexanikasini qo'llab bo'lmaydi.

Eynshteyn eng oddiy usulni tanladi: u butun Olamda materiya bir tekis, hech qanday bo'shliqlarsiz va quyuqlik (tugun) larsiz taqsimlangan, deb faraz qildi. Birinchi marta qaraganda bu bizning Olam to'g'risida to'plangan hamma bilimimizga teskaridir. Aksincha, bizning tajribamizdan ma'lumki, Olam – nihoyatda xilma-xil jismdir. Moddaning deyarli hammasi bir-biridan aql yetmas uzoqliklarda joylashgan yulduzlarda to'plangan. Yulduzlararo bo'shliqlardagi

zichliklar nohoyatda kichikdir, bo'shliqlar siyraklashgan kosmik gaz va changdan iborat, xolos. Milliardlarcha yulduzlar birlashib yulduz to'plamlari – galaktikalarni hosil qiladi. Ular bir-biridan yana ham uzoq, o'nlab va yuzlab yorug'lik yili bilan o'lchanadigan masofalarda joylashgan.



Rasm 1. Albert Einstein

Albatta, buning hammasi Eynshteynga ma'lum edi. Lekin, u oqilona, bundan ham yuksakroq darajada fikr yuritar edi. Axir, galaktikalar, galaktikalararo masofalar va hajmlardan ancha katta masshtabda turib gapirsak moddaning har xil taqsimoti to'g'risida gapirishning ma'nosi yoq-ku! Qo'limizga qo'rg'oshin parchasini olib, biz uni ilma-teshik deb, ya'ni u haqiqatda qanday bo'lsa, shundayligicha tasavvur qilmaymiz. Elektron qobiqlari va yadrolar orasidagi, atomlar va molekulalar orasidagi masofalar makrodunyo masshtablarida shunchalik kichikki, biz predmetni shubhasiz, butun va uzluksiz deb hisoblaymiz.

Xuddi shuningdek, boshqa o'tagalaktik masshtablarda Olam ham uzluksiz bo'lib ko'rinadi; hajmlarni yanada kattalashtirsak, Olamdagi modda zichligi butunlay bir xil bo'lib qoladi.

Bu, yetarli darajada katta masshtablarda fazo o'zgarmas egrilikka ega, deb hisoblashga imkon beradi. Fazoning egriligi to'g'risida gapirish juda g'alati ko'rinishi mumkin. Bir tomondan fazo chegarasiz deb uqtirilsa, ikkinchi tomondan uning o'zgarmas egriligi va, demak, radiusi bor deyiladi. Qarama-qarshilik paydo

bo'lganda doimo yangi xususiyat axtarish kerak. egrilangan fazo uchun “cheksiz” va “chegarasiz” degan tushunchalar ayniy emas. Biz ikki o'lchovli fazo bilan o'xshatishimizni davom ettiramiz. Agar bizning elastik sirtimiz (uni yana cheksiz keng deb tasavvur qilamiz) har bir nuqtada bir xilda egilsa, bu narsa uni sharga aylanishiga olib keladi. Sharning sirti yopiq, uning chegaralari yo'q, lekin kattaligi bo'yicha u chekli sharning sirti kabi doimiy musbat egrilikka ega – u hamma yerda bir xild qavariqdir. Riman geometriyasi xuddi shu yopiq uch o'lchovli fazoning metrikasini ifodalaydi. Bunday fazoning chegarasi yo'q, lekin u chekli. Aksincha, doimiy manfiy egrilikka asoslangan, butunlay teng kuchli geometriya ham bo'lishi mumkin. Bu geometriyada ifodalanadigan fazo hamma joyda egarsimon xarakterga ega. Bu – Lobachevskiy fazosi bo'lib, faqat cheksizgina bo'lib qolmay, balki chegarasiz hamdir.

Olamni turg'un, ya'ni materiya taqsimoti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi deb hisoblab, Eynshteyn bu taxminlarning o'z tenglamalariga zid kelishini ko'rdi.

Umumiy nisbiylik nazariyasi nuqtai nazarida olamning turg'un modeli noto'g'riga o'xshab qoldi. Lekin aslida unday emas, chunki Eynshteyn tenglamalari faqat oddiy umumlashtirishgagina imkon beradi. Tenglamalarga λg_{ik} hadni qo'shish ham mana shu asosida yotadi. Buning bilan nazariyaga yangi λ had qo'shiladi; tortishish tenglamalaridagi yangi had yoki kosmologik λ had nomini oldi λ hadli g_{ik} maydonning tenglamalari endi vaqtga bog'liq bo'lmagan yechimga ega. Fazoning egrilik radiusi $R_e = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$, materiyaning o'rtacha zichligi esa

$$\rho_e = \frac{c^2 \lambda}{4\pi G}, \text{ ya'ni}$$

$$R_e = \frac{c}{\sqrt{4\pi G \rho_e}}.$$

Eynshteyn dunyosi o'zgarmas musbat egrilikka ega bo'lgan uch o'lchovli fazo, uch o'lchovli sfera. Ko'rinib turibdiki, Eynshteyn dunyosining hech qanday

“chegarasi” yo’q, lekin ikki o’lchovli sferaning sirti chekli bo’lganidek uning hajmi ham chekli ($V_e = 2\pi^2 R^3$).

Olamning egrilik radiusini o’lchash uchun milliard yorug’lik yiliga teng bo’lgan masofani o’lchab chiqish kerak. Shuning uchun olamning egrilik radiusi o’lchanmaganligi va umuman uning hajmi chekli ekanligi isbot qilinmaganligi ajablanarli hol emas. Lekin olamning hajmi chekli bo’lsa (bunday bo’lishi mumkin), bizning davrimizda dunyoning egrilik radiusi $\approx 10^{-29} \text{ g/sm}^3$. Shunday qilib, Eynshteyn modeli yopiq, chekli hajmga ega bo’lgan, o’rta hisobda bir jinsli va vaqt ichida o’zgarmaydigan dunyodan iborat. Ammo bu modelning haqiqatga to’g’ri kelmasligi aniqlandi, chunki olam turg’un emas – uning xususiyatlari vaqt o’tishi bilan o’zgarib turadi, olam kengayadi. Turg’unmas modellar birinchi marta 1922 va 1924 yillarda A.A.Fridman (1888-1925) tomonidan yaratildi.

Koinotning bir butun holdagi evolyutsiyasi haqidagi fizik nazariya – *kosmologiya* va uni tashkil etuvchi ob’yektlar (gallaktikalar, yulduzlar, Quyosh va planetalar) ning paydo bo’lishi, tuzilishi va rivojlanishi haqidagi hozirgi zamon fani – *kosmogoniya* asosan XX asrda yaratildi. A.Eynshteyn tomonidan 1916 yilda yaratilgan umumiy nisbiylik nazariyasi (UNN) Koinot tuzilishi va rivojlanishi haqidagi fanning nazariy asosi hisoblanadi. Ikkinchi tomondan, eksperimental astronomiyaning keyingi yutuqlari – gallaktikalar tabiatining aniqlanishi, gravitatsion qizil siljishning kashf etilishi, radioastronomiya va astrofizik tekshirishlarning yangi metodlari asosida erishilgan yutuqlar kosmologiyaning eksperimental asosini yaratdi. Koinot rivojining umumiy qonuniyatlari turli kosmologik modellar tuzish asosida o’rganiladi. Bu, asosan, umumiy nisbiylik nazariyasi tenglamalariga asoslangan holda atom va yadro fizikasi hamda elementar zarrachalar fizikasining muhim natijalariga, shuningdek, eksperimental astronomiyaning eng so’nggi yutuqlariga tayanib amalga oshiriladi. O’z vaqtida Koinotning juda ko’p modellari yaratilgan, ammo hozirgi vaqtda ko’pchilik tomonidan tan olingan kengayuvchi Koinot modelining yaratilishi

A.A.Fridmannning 1922-1924 yillarda bajargan ishlaridan boshlanadi. U Eynshteyn tenglamalarini yechish asosida tortishish kuchlari ta'sirida moddaning Koinotdagi harakatining matematik modellarini yaratdi. Uning ko'rsatishicha, Koinot statsionar bo'la olmaydi, u kengayishi yoki torayishi, binobarin, Koinotdagi modda zichligi yo kamayishi yoki ortishi kerak. Shu tariqa Koinot global evolyutsiyaning zarurligi va muqarrarligi nazariy kashf etildi. Bu natija mutlaqo yangi va kutilmagan natija edi. Masala shundaki, o'sha vaqtgacha yaratilgan Koinot modellarining ko'pchiligi statsionar bo'lib, ularda asosan Koinot tuzilishining turli sxemalarigina beriladi, ammo Koinotning paydo bo'lish va rivojlanish jarayonlari aks ettirilmaydi, Koinotning o'zgarmasligi o'z-o'zidan ma'lum, odatdagi hol deb hisoblanar edi. Shuning uchun ham bir butun holdagi Koinot evolyutsiyasi haqidagi fikr ma'nosiz tuyulib, olimlar ongiga sekinlik bilan kirib bordi. Hatto umumiy nisbiylik nazariyasining yaratuvchisi A.Eynshteyn ham bu fikrni birdaniga qabul qilmadi. Eynshteyn o'z nazariyasining kosmologiyadagi ahamiyatini yaxshi tushunar edi. Shuning uchun ham u nazariya yaratilgandan keyinroq tenglamalarning vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan Koinotni ifodalovchi, statik yechimlarini topishga urindi. Chunki Eynshteyn Koinotning aynan ana shunday statik modelini tuzish zarur deb hisoblar edi. Ammo UUN ning tenglamalari butun Koinot uchun bunday yechimlar bermadi. Statik Koinot g'oyasiga nihoyatda ishongan Eynshteyn o'z tenglamariga ishonchsizlik bilan qaray boshladi va ularni o'zgartirishga urindi. Koinotning statikligi haqidagi fikrning bu qadar singib ketishiga sabab, o'sha davrdagi astronomik asboblardan kuzatilgan osmon sferasining tuyulma statsionarligi, astronomik jismlar va sistemalar – Quyosh sistemasi, yulduzlar, yulduz to'plamlari va gallaktikaning o'zgarmasligi edi. Hozirgi kunda barcha osmon jismlarining tadrijiy rivojlanishi to'liq aniqlangan, Koinotning bir butun holdagi evolyutsiyasiga hech qanday shubha yo'q. Ammo asrimizning boshida Eynshteyn o'z tenglamariga kosmologik hadni qo'shish bilan, ya'ni tabiatda tortishish kuchlaridan tashqari qandaydir

gipotetik itarishish kuchlari ham mavjud deb hisoblash bilan Koinotning statik modelini tuzdi. Koinotning nostatsionarligini isbotlovchi Fridman ishlarini xato deb hisobladi. Ammo Fridmanning Eynshteynga bergan yozma ravishdagi tushuntirishlaridan keyingina, u Fridman xulosalarining to'g'riligiga to'lig'icha ishondi va o'zining statik Koinot modelidan voz kechdi. Nihoyat, E.Xabbl (AQSh) tomonidan 1929 yili ko'p sondagi kuzatishlar asosida *kosmologik qizil siljishning* kashf etilishi va bu asosda Koinotning hozirgi kunda kengayayotganligining aniqlanishi nostatsionar Koinot g'oyasining uzil-kesil g'alabasini ta'minladi. Shu tariqa Koinotning global evolyutsiyasi isbotlandi. Bu kashfiyot inson aql-zakovatining ulkan yutuqlaridan biri bo'lib qoldi. Ammo Koinot kengayishining aniqlanishi evolyutsiyani tekshirishdagi boshlang'ich qadam edi xolos. Kengayuvchi Koinotda yuz berayotgan aniq fizik jarayonlarni o'rganish asosida, uzoq o'tmishda, Koinotdagi moddaning holati hozirgidan sezilarli farqlangan vaqtlarda, yuz bergan jarayonlarni va uncha uzoq bo'lmagan o'tmishda – osmon jismlari paydo bo'lgan davrlarda yuz bergan hodisalarni, shuningdek, hozirgi kunda va kelajakda yuz beruvchi jarayonlarni o'rganish kerak edi. Koinotning paydo bo'lishi, tuzilishi, rivojlanishi va taqdiri haqida aniq xulosalarga kelish kerak edi. Keyingi yillarda bu yo'lda ulkan ishlar qilindi. Nostatsionar Koinotning qator modellari yaratildi.

1.2. Masshtab faktori. Xabbl qonuni

Kengayuvchi Koinot, J.Gamovning obrazli tasvirlashicha, sirtida ko'p sondagi nuqtalar (yulduzlar, yulduz to'plamlari, gallaktikalar) bo'lgan ulkan ballonga o'xshaydi. Ballon uzluksiz ravishda shishib boradi, natijada uning o'lchamlari, shuningdek, turli nuqtalari (gallaktikalar) orasidagi masofa doimo ortib boradi. Bunday Koinot “berk” bo'lsa ham chegarasiz (Koinot chegarasiz, ammo chekli!). UNN ning Riman geometriyasi va tenzor hisobiga tayanuvchi

murakkab matematik apparatini aylanib o'tib, oddiy mulohaza va hisoblashlar asosida kengayuvchi Koinotning ayrim modellarini tushunishga harakat qilamiz.

Kengayuvchi Koinot xossalarini ifodalash maqsadida uning har bir nuqtasi (gallaktika) ning kuzatuvchiga nisbatan ixtiyoriy berilgan t momentidagi holatini aniqlovchi

$$r(t) = r_0 R(t) \quad (1.1)$$

masofa koordinati kiritiladi. Bunda $r_0 - t_0$ kuzatish momentida nuqtaning holatini aniqlovchi (o'lchab topilgan) kattalik, $R(t)$ – o'lchamsiz kattalik bo'lib, *masshtab faktori* deb yuritiladi ($t = t_0$ da $r = r_0$ bo'lgani uchun $R(t_0) = 1$ bo'ladi). U holda aytilgan nuqta (gallaktika) ning kuzatuvchidan uzoqlashish tezligi ($r(t) = r$, $R(t) = R$ deb oldik)

$$v = \frac{dr}{dt} = r_0 \frac{dR}{dt} = \frac{r}{R} \frac{dR}{dt} \quad (1.2)$$

bo'ladi. Ikkinchi tomondan kuzatuvchidan uzoqlashayotgan manbalar uchun Doppler effektiga ko'ra

$$v = v' \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad \text{yoki} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = z \quad (1.3)$$

munosabatlarni yozish mumkin ($v = \frac{c}{\lambda}$; $v' = \frac{c}{\lambda'}$; z – qizil siljish kattaligi).

Kuzatishlardan $\Delta\lambda = \lambda - \lambda' > 0$ ekani, ya'ni haqiqatan ham uzoq yulduz to'plamlari va gallaktikalar bizdan katta $v = cz$ tezlik bilan uzoqlashishi aniqlandi. Bu hodisa (gravitatsion qizil siljishdan farqlab) *kosmologik qizil siljish* deb nomlandi. Uzoq gallaktikalargacha bo'lgan masofalarni o'lchash va ulardan kelayotgan yorug'likdagi $\Delta\lambda$ qizil siljish kattaligini aniqlash natijalarini solishtirish asosida Xabbl 1929 yili gallaktikalarning uzoqlashish tezligi ulargacha bo'lgan masofaga proporsional ekanini aniqladi:

$$v = cz = Hr \quad (1.4)$$

(1.4) *Xabbl qonuni* bo'lib, undagi H *Xabbl doimiysi* deb yuritiladi. (1.2) va (1.4) larni o'zaro taqqoslab, Xabbl doimiysi

$$H = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.5)$$

ga teng ekani topiladi. Ko'ramizki, $H(t)$ Xabbl doimiysi berilgan vaqt momentida Koinotning hamma nuqtalarida bir xil, ammo vaqt o'tishi bilan o'zgarishi mumkin. t vaqtning o'zi esa *kosmologik vaqt* deb yuritiladi va Koinotning turli nuqtalaridagi ob'yektlar evolyutsiyasini taqqoslash uchun ishlatiladi. Xabbl doimiysining kattaligini aniqlash ustida ko'p tekshirishlar o'tkazilgan va munozaralar yuritilgan, hozirgi kunda ko'pchilik tomonidan $H = (50 \div 75) \text{ km/s. Mps}$ deb qabul qilingan. Har qanday Yer jismining harakati tezlik bilan birga tezlanishga ham ega. Xuddi shuningdek, Koinotni tashkil etuvchi gallaktikalar ham tezlanishga ega bo'lishi mumkin, ya'ni Koinotning kengayish jarayoni tezlanuvchan yoki sekinlanuvchan bo'lishi mumkin. Shuning uchun kuzatish natijalari masshtab faktori $R(t)$ ning o'zgarish tezligini xarakterlovchi H Xabbl doimiysigagina bog'liq bo'lmasdan, $R(t)$ o'zgarishining tezlanishini xarakterlovchi

$$q = -\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} \quad (1.6)$$

tezlanish parametriga ham bog'liq bo'ladi. Uning $t = t_0$ hozirgi vaqt momentidagi qiymati $q(t_0) = q_0$ tarzida belgilanadi. Turli kosmologik modellar uchun q_0 ning qiymati turlicha bo'lib, u kuzatish natijalariga tayangan holda, aniq bir modelni tanlash imkonini beradi.

1.3. Kengayuvchi Koinot modellari

Koinotning kosmologik modelini tuzish – uning ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofaning, ya'ni $R(t)$ masshtab faktorining vaqtga bog'lanib o'zgarish qonunini aniqlashdan iboratdir. Bu masalani hal etishda, odatda, Koinotning *har bir berilgan vaqt momentidagi xossalari uning hamma nuqtalarida va barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil* deb hisoblanadi. Bu Koinotning bir jinsliliigi va izotropligi prinsipi kuzatishlarda tasdiqlangan: katta masshtablarda (100 Mps

tartibidagi) gallaktikalarning taqsimlanishida bir jinslilik va izotroplikdan og'ishlar aniqlanmagan.

Aytaylik, ulkan bir jinsli “gaz buluti” berilgan bo'lib, unda modda ρ zichlik bilan taqsimlangan bo'lsin. Uning markazidan r masofada joylashgan m massali “sinov” zarrasi (gallaktika) ni fikran ajrataylik. Zarraga ta'sir etuvchi tortishish kuchi r radiusli sfera ichidagi modda massasi

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \quad (1.7)$$

bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Zarra v tezlik bilan harakatlansin, bunda uning $E_k = \frac{mv^2}{2}$ kinetik va $W = -\frac{GmM}{r}$ potensial energiyalari yig'indisidan iborat to'liq energiyasi o'zgarishsiz saqlanadi: $E_T = E_k + W = \text{const.}$ So'nggi tezlikni massa birligiga to'g'ri keluvchi E to'liq energiya uchun

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} = \frac{v_0^2}{2} - \frac{GM}{r_0} = \text{const.} \quad (1.8)$$

ko'rinishda yozamiz. Birinchi tenglikni $v = \frac{dr}{dt}$ ga nisbatan yechib, (1.7) ni e'tiborga olsak,

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{2GM}{r} + 2E = \frac{8\pi G}{3}\rho r^2 + 2E \quad (1.9)$$

tenglik kelib chiqadi. Ko'ramizki, agar $E_k > |W|$ ($E > 0$) bo'lsa, sinov zarrasi (gallaktika) bulut markazidan cheksizlikkacha uzoqlashadi, aks holda ($E < 0$), $r_m = \frac{GM}{|E|}$ masofada zarra tezligi nolga aylanadi. Yuqorida aytilgan “gaz

buluti” ko'rish mumkin bo'lgan Koinot – gallaktikalar olami, uning har bir molekulasi esa, gallaktika yoki gallaktikalar to'plami bo'lsin. Koinotning *bir jinsli va izotropligidan* uning hamma nuqtalari teng huquqli, alohida ajratilgan markazi yo'q degan xulosaga kelish mumkin. Ammo biz Yerdan, bizning gallaktikamizdan kuzatamiz. Shuning uchun fikran r radiusli sfera gallaktikamiz atrofida chizilgan

deb hisoblanadi, m massali “sinov” zarrachasi esa, bizdan r masofada yotuvchi boshqa bir gallaktika deb qaraladi va uning harakati tekshiriladi. (1.4) Xabbl qonuniga ko’ra u hozir bizdan $v = Hr$ tezlik bilan uzoqlashmoqda, binobarin, (1.9) ni

$$\frac{8\pi G}{3}(\rho_K - \rho)r^2 = 2E, \quad \rho_K = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.10)$$

ko’rinishda yozish mumkin. Ko’ramizki, agar r radiusli sferadagi (Koinotdagi) moddaning o’rtacha zichligi ρ (1.10) ning ikkinchisi bilan aniqlanuvchi ρ_K kritik zichlikdan kichik bo’lsa ($\rho < \rho_K$), E to’liq energiya musbat ($E > 0$), demak, zarraning harakati (gallaktikalar olamining kengayishi) cheksiz davom etishi mumkin. Aksincha, agar $\rho > \rho_K$ bo’lsa, $E < 0$ bo’ladi – bu holda gallaktikalar maksimal uzoqlashgandan so’ng, yana yaqinlasha boshlashadi.

Yuqorida keltirilgan ayrim tushuntirishlardan so’ng, nihoyat, R masshtab faktorining vaqtga bog’lanib o’zgarishini aniqlashga imkon beruvchi tenglamani quyidagi

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}R^2\rho - k + \frac{1}{3}\Lambda R^2 \quad (1.11)$$

ko’rinishda yozamiz. Bundagi Λ – *kosmologik doimiy* deb nomlangan kattalik. U Koinotda tortishish kuchlardan tashqari itarishish kuchlari ham mavjud bo’lishi mumkinligini hisobga oladi. Agar $\Lambda > 0$ bo’lsa, bu itarishish kuchi, $\Lambda < 0$ – tortishish kuchi bo’ladi. k – model tipini xarakterlovchi doimiy kattalik: $k > 0$ berk modelga, $k = 0$ ochiq Evklid fazosiga, $k < 0$ esa ochiq egrilangan fazoga mos keladi.

1.4. Qaynoq Koinot modeli. Koinot evolyutsiyasining standart ssenariysi

1965-yili kosmologiya uchun juda muhim bo’lgan, koinotning bir jinslilik va izotropik xususiyatini tasdiqlovchi yangilik ochilgan. Yerning sun’iy

yo'ldoshlarida kuzatishga mo'ljallangan asbob yordamida koinotning turli yo'nalishlaridan bir xil intensivlikka ega bo'lgan nurlanish, fonli nurlanish kelayotganligi qayd qilingan.

Hozirgi zamon tajriba natijalariga ko'ra, bu nurlanish foizning bir necha o'n ulushi aniqligida bir jinslidir. Energiyaning spektrida taqsimlanishiga ko'ra, u issiqlik nurlanishi bo'lib, harorati $\sim 3K$ dir. Bunday haroratda nurlanish maksimumi spektrning 1 mm ga teng diapazoniga mos keladi.

Hozirgi paytda koinotda spektrning bunday millimetrlil diapazonda o'ta yuqori izotrop xususiyatiga va Plankli spektr xususiyatiga ega bo'lgan nurlanishlarni hosil qiluvchi mumkin bo'lgan ob'yektlar topilmaganidir. Ana shu asosda 3K haroratli nurlanishni, koinotni qadim zamonlarda o'ta yuqori haroratlarda, muhit noshaqqof bo'lgan paytlarda hosil bo'lgan nurlanishning qoldig'i sifatida talqin etadilar. Vaqt o'tishi bilan muhit kengayishi jarayonida sovib, ionlashgan fazadan neytral fazaga va shaqqof muhitga aylangan. Nurlanish muhit tomonidan boshqa yutilmagan, boshqacha qilib aytganda, muhitdan ajralib hozirgi holatiga kelgan.

Hisoblashlar ko'rsatadiki, muhitning shaqqof muhitga aylanishi uning zichligi 10^{-20} g/sm^3 bo'lganda vujudga kelgan, ya'ni u vaqtlarda muhitning zichligi hozirgisidan milliardlab marta katta bo'lgan. Zichlik masofaning kubiga teskari proporsional ravishda o'zgarganligini hisobga olib, koinotning kengayishini hozirgidek qabul qilib, muhit shaqqoflik davrida koinotda barcha masofalar taxminan 1000 marotaba kichik bo'lganligini topamiz. To'lqin uzunligi ham shuncha marotaba kichik bo'lganligi kelib chiqadi. Shuning uchun hozirgi paytda to'lqin uzunligi 1mm bo'lgan kvantlar vaqtlarida 1 mkm va bundan kichik to'lqin uzunlikka ega bo'lganligi va Plank qonuniga ko'ra harorat 3000-4000K bo'lganligini topamiz.

Kengayuvchi Koinot modeli ko'pchilik tomonidan tan olingan bo'lsa ham, u boshlang'ich momentda qanday holatda – sovuq yoki issiq holatda bo'lganligi

masalasi bir necha o'n yillar davomida hal qilinmay qoldi. Sovuq va qaynoq Koinot modellarining har ikkalasi ham o'z ustunliklari va kamchiliklariga ega edi, har ikkala modelning tarafdorlari ham, tanqidchilari ham bor edi. Ammo asosiy narsa – u yoki bu modelni tasdiqlovchi kuzatish faktlari yetishmas edi. Biroq, *reliktiv* nurlanish kashf etilgandan so'ng, bir necha yillar davom etib kelayotgan bahs “qaynoq Koinot” modeli tarafdorlari foydasiga hal bo'ldi.

A.Penzias va R.Vilsonlar (AQSh) 1965 yili yangi radioteleskopni sinovdan o'tkazish vaqtida kutilmaganda intensivligi kuzatish yo'nalishiga bog'liq bo'lmagan 7,35 sm to'lqin uzunlikdagi radionurlanishni sezishdi. Ko'p o'tmasdan Koinotdan keluvchi kosmik nurlanish tarkibida to'lqin uzunligi $(0,8 \div 73)$ sm intervalda yotuvchi ana shunday radionurlanish borligi aniqlandi. Kuzatishlar asosida bu radio nurlanish intensivligining to'lqin uzunligi bo'yicha taqsimlanishi $T=2,7$ K temperaturadagi *issiqlik nurlanishga* mos kelishi aniqlandi. Shunday qilib, butun gallaktikalararo fazo past chastotali kvantlar bilan to'lganligi isbotlandi. Hisoblashlar asosida bu kvantlarning $T=2,7$ K ga mos keluvchi energiya zichligi $u = a_r T^4 \cong 4 \cdot 10^{-13} \text{ erg/sm}^3$ ga tengligi, bitta kvantning o'rtacha energiyasi $\langle \varepsilon \rangle = kT \cong 10^{-15} \text{ erg}$ ekani, demak, hajm birligidagi kvantlarning o'rtacha soni $\langle N_\gamma \rangle u / \langle \varepsilon \rangle \cong 400 \text{ sm}^{-3}$ ga teng ekani aniqlandi. Ikkinchi tomondan, Koinotdagi moddaning o'rtacha zichligi $\langle \rho \rangle \cong 10^{-30} \text{ g/sm}^3$ ga teng desak, uning hajm birligidagi nuklonlar (barionlar)ning o'rtacha soni uchun $N_{bar} = \langle N_n \rangle = \langle \rho \rangle / m_n \cong 5 \cdot 10^{-7} \text{ sm}^{-3}$ kattalikni topamiz. Demak, Koinotdagi har bir nuklonga 10^9 ga yaqin reliktiv nurlanish kvanti to'g'ri kelar ekan, ya'ni hozirgi kunda Koinot katta $S = \frac{N_\gamma}{N_{bar}} \cong 10^9$ solishtirma entropiyaga ega ekan. Koinotning qandaydir t_1 vaqt momentidan t_0 hozirgi vaqtgacha kengayishi jarayonida, qizil siljish tufayli, har bir kvantning energiyasi

$$v_0(t_0) = v_1(t_1) \cdot \frac{R(t_1)}{R(t_0)} \quad (1.12)$$

qonuniyat asosida kamayadi. Koinot kengayishining boshlang'ich bosqichida $R(t_1) \leq R(t_0)$, demak, $v_1(t_1) \geq v_0(t_0)$ bo'ladi, ya'ni reliktiv nurlanish kvantlarining chastotasi (energiyasi) xohlagancha katta bo'lishi mumkin. Bu esa, Koinotning uzoq o'tmishda qaynoq holatda bo'lganligidan dalolat beradi. A.Penzias va R.Vilsonlar tomonidan kashf etilgan reliktiv radionurlanish buning hozirgi kundagi "guvohi" hisoblanadi. Bu kashfiyot Koinotning har ikki modelidan "qaynoq Koinot" modelini tanlash imkonini berdi. J.Gamovning "katta portlash" nazariyasiga ko'ra Koinotning paydo bo'lishi uzoq o'tmishda $t=0$ vaqt momentida, $R=0$ nuqtada (nuqtaviy singulyarlikda) yuz bergan "ulkan portlashdan" boshlanadi. Eng boshlang'ich paytlarda Koinot nihoyatda katta zichlikdagi elektromagnit nurlanish bilan band bo'lgan juda yuqori temperaturadagi "olovli shardan" iborat bo'lgan. Kengayish jarayonida uning hajmi R^3 ga proporsional ravishda ortadi, demak, undagi modda zichligi

$$\rho_\mu(t) = \frac{\rho(t_0)}{R^3(t)} \quad (1.13)$$

qonuniyat asosida kamayadi $(R(t) = \frac{r(t)}{r_0})$ –masshtab faktori, $r(t)$ va $r(t_0) = r_0$ lar Koinotning uzoq o'tmishdagi va hozirgi kundagi o'lchamlari, demak, $R(t) = \frac{r(t)}{r_0} \leq 1$). Hajm birligidagi fotonlar soni ham shunday qonuniyat asosida o'zgaradi. Nurlanish energiyasining $u(t)$ zichligi esa kosmologik qizil siljish tufayli yana $R(t)$ marta kamayadi, demak,

$$u(t) = \rho_H \cdot c^2 = \frac{B}{R^4(t)}$$

bo'ladi (B – doimiy kattalik).

Koinot kengayishining boshlang'ich bosqichida $R(t) \approx 0$, ρ esa, asosan nurlanish energiyasining zichligiga bog'liq bo'lib, nihoyatda katta bo'ladi. Shuning uchun (1.11) tenglamaning o'ng tomonidagi oxirgi ikkita hadni tashlab, ko'rilayotgan hol uchun

$$R(t) = \left(\frac{32\pi GB}{3c^2} \right)^{1/4} \cdot t^{1/2} \quad (1.14)$$

yechimga ega bo'lamiz, binobarin, nurlanish energiyasining $\rho_H(t)$ zichligi t kosmologik vaqtga bog'lanib

$$\rho_H(t) = \frac{u(t)}{c^2} = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \frac{g}{sm^3} \quad (1.15)$$

qonuniyat asosida o'zgaradi. Agar nurlanish bosimi asosiy rol o'ynasa, $u = ba_r T^4$ bo'ladi, u holda so'nggi tenglikdan kengayuvchi Koinotdagi temperaturaning o'zgarish qonuni uchun

$$T = \left(\frac{3c^2}{32\pi G b a_r} \right)^{1/4} \cdot t^{-1/2} \cong \frac{3,4 \cdot 10^{10}}{\sqrt[4]{b} \cdot \sqrt{t}} K \quad (1.16)$$

formulani topamiz. Bunda b – ko'rilayotgan Koinot hajmida nurlanish bilan muvozanatda bo'lgan nisbatan oz miqdordagi har xil zarrachalar (elektron, myuon, neytrino juftlari hamda nuklonlar) mavjudligini hisobga oluvchi parametr. Temperatura qancha yuqori bo'lsa (t qancha kichik bo'lsa), b ham shuncha katta bo'ladi, xususan, $t = 1s$ da $T \approx 10^{10} K$ kelib chiqadi. Shunday qilib, Eynshteyn nazariyasi hamma hollarda to'g'ri deb hisoblansa, Koinotning paydo bo'lishi formal ravishda, $t \approx 0$ vaqt momentida va $R(t) = 0$ nuqtada yuz beradi, (1.15, 1.16) formulalarga ko'ra bu nuqtada zichlik va temperatura cheksiz katta bo'ladi. Bu holat *singulyarlik* deb yuritiladi. Demak, kengayuvchi Koinot nuqtaviy singulyarlikdan boshlanadi. Kosmologiyada muhim ahamiyatga ega bo'lgan singulyarlik muammosi hali hal etilmagan. “Katta portlashgacha nima bo'lgan edi?”, “Koinotning oxirgi taqdiri nima bilan tugaydi?”, “Materiyaning hozirda bizga ma'lum bo'lgan formalari kelgusida qanday yangi formalar bilan almashadi?” degan savollarga nazariyada hali aniq javob yo'q. Ayrim olimlar bu savollarga quyidagicha javob berishadi: “Koinot materiyaning bizga hozirda ma'lum bo'lgan formalari va holatlari ko'rinishida va o'z qonunlari bilan birgalikda “faqat bir marta” mavjud bo'ladi. Bungacha materiya bizga noma'lum

bo'lgan qandaydir holatdan paydo bo'lgan va hozirgi holatidan keyin, bizga mutlaqo noma'lum bo'lgan, yangi holatiga o'tadi". Boshqa olimlar "portlovchi Koinot" modelining asosiga uch o'lchovli fazoning "*fizik vakuum*" deb nomlangan maxsus holati mavjudligi haqidagi fikrni qo'yishadi: "Fizik vakuum odatdagi formadagi hech qanday modda va nurlanishga ega bo'lmagani holda, o'zining *maxsus virtual holatlarida* bo'lgan zarralarga ega bo'ladi. Agar barcha ana shunday virtual holatlar e'tiborga olinsa, fizik vakuumning "zichligi" nihoyatda katta bo'lishi kerak. Bu vakuum tabiatning barcha qonunlariga bo'ysunishi kerak va unda elementar zarrachalar, atom yadrolari, atomlar va molekulalarni ifodalash uchun zarur bo'lgan barcha simmetriklik va kvant sonlari oldindan mujassamlashgan bo'lishi kerak".

"Fizik vakuum har xil virtual zarracha va antizarrachalar "dengizidan" iborat. Tashqi maydonlar bo'lmaganda bu virtual zarralar real zarralarga aylana olmaydi. Ammo yetarli kuchli yoki o'zgaruvchan (elektromagnit yoki gravitatsion) maydon bunday aylanishni yuzaga keltirishi mumkin... Ammo Koinot kengayishining boshlang'ich momentida kvant effektlari juda kuchli bo'lishi kerak. Hozirgi Koinotning asosiy xislatlari singulyarlik yaqinidagi kvant jarayonlarga bog'liq bo'lishi mumkin". Bunday kvant jarayonlarni o'rganish L.Parker tomonidan 60-yillarda boshlandi, hozirgi kunda esa bu muammo bilan ko'p olimlar shug'ullanmoqda. Keyingi nazariy ishlar shuni ko'rsatadiki, Fridman modeli bo'yicha izotrop kengayishda tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lgan (fotonga o'xshash) zarralar butunlay hosil bo'lmaydi, faqat oz miqdordagi og'ir zarralar yuzaga keladi. L.P.Grishuk va V.N.Lukashalarning ko'rsatishicha, izotrop kengayishda gravitatsion maydon kvantlari – gravitonlar hamda tovush to'lqinlarining kvantlari – fononlar ham hosil bo'lishi mumkin. Anizotrop kengayishda butunlay teskari manzara kuzatiladi: $t \approx 10^{-43}$ s vaqtlarda yuz beruvchi anizotrop kengayishda zarrachalar paydo bo'lishi juda katta sur'atlar bilan yuz beradi. Yangidan hosil bo'lgan zarralarning tortishishi shu darajada kuchli

bo'ladiki, uning ta'sirida o'sha ondayoq anizotrop kengayish izotrop bo'lib qoladi. Keyingi yillarda elementar zarrachalar nazariyasiga oid muhim ishlar bajarildi. Bu ishlarda har xil fizik (gravitatsion, elektromagnit, kuchli va kuchsiz) o'zaro ta'sirlar yagona tabiatga ega ekani, faqat kichik energiyalardagina ular har xil ko'rinishda namoyon bo'lishi, yetarli katta temperaturalarda esa yagona o'zaro ta'sirga birlashishi haqidagi yangi fikrlar ilgari surildi. Elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlar 10^2 GeV (10^{15} K) tartibidagi energiyalarda o'zaro birlashadi. 10^{15} GeV (10^{28} K) energiyalarda esa kuchli, kuchsiz va elektromagnit o'zaro ta'sirlar birlashadi, ya'ni “buyuk birlashuv” yuz beradi. Nihoyat, 10^{19} GeV (10^{32} K) energiyalarda ularga gravitatsion o'zaro ta'sir ham qo'shilishi – “o'ta buyuk birlashuv” sodir bo'lishi mumkin. Boshlang'ich Koinotda zarralar energiyasi juda katta, shuning uchun unda barcha tabiat kuchlarining “buyuk birlashuvi” yuz bergan bo'lishi mumkin, singulyarlik muammosining “kaliti”, balki ana shu “buyuk birlashuvdadir”.

Koinot evolyutsiyasining eng boshlang'ich damlariga, nuqtaviy singulyarlik atrofida yuz berishi mumkin bo'lgan fizik jarayonlarga to'xtalib o'tirmay, hozirgi kunda ko'pchilik olimlar tomonidan qabul qilingan Koinot evolyutsiyasining standart ssenariysi bilan qisqacha tanishamiz.

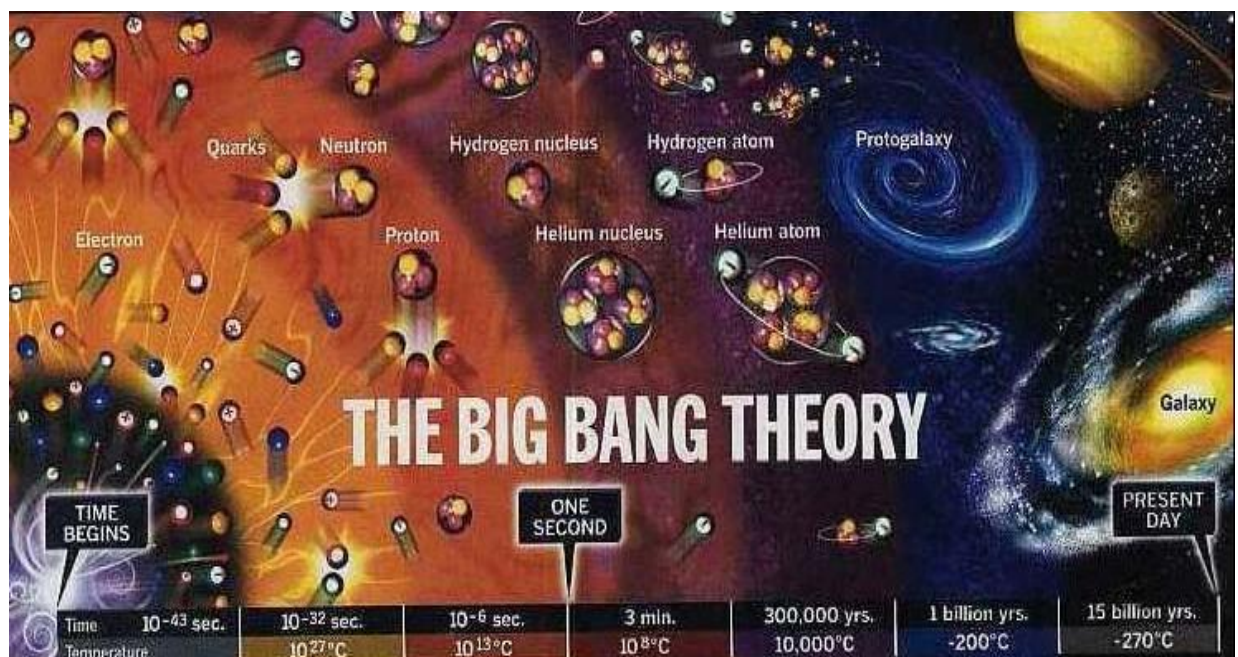
Koinotdagi moddaning hozirgi kundagi zichligi juda kichik bo'lib, $(3 \cdot 10^{-31} \div 10^{-29}) \text{ g/sm}^3$ ga tengligi aniqlangan. Ammo bizga ma'lum bo'lgan gallaktikalarning bir-biridan uzoqlashuv fakti uzoq o'tmishda Koinotdagi modda zichligi nihoyatda katta bo'lganligini ko'rsatadi. Hozirgi kunda $2,7 \text{ K}$ temperaturali reliktiv nurlanishning mavjudligi esa, Koinot moddasi uzoq o'tmishda o'ta qizigan holatda bo'lganligidan dalolat beradi. Hozirgi kunda ma'lum bo'lgan kuzatish ma'lumotlari (reliktiv nurlanish, gallaktika va radiomanbalar taqsimotining izotropligi, gallaktikalar va gallaktik sistemalar taqsimotining katta (100 Mps) masshtablarda deyarli bir jinsli ekanligi 100 Mps masshtablar bo'yicha o'rtachalashtirilganda Koinotdagi modda taqsimoti yetarli aniqlik bilan, bir jinsli

va izotrop ekanligidan dalolat beradi. Ikkinchi tomondan, gallaktikalar va gallaktik sistemalarning mavjudligi kichik masshtablarda bir tekis taqsimlanishdan sezilarli og'ishlar borligini ko'rsatadi. Yuqorida keltirilgan barcha kuzatish ma'lumotlari hozirgi kunda qabul qilingan "qaynoq Koinot" ning standart modeliga mos keladi. Bu modelga ko'ra boshlang'ich momentda Koinot bir jinsli va izotrop tarzda taqsimlangan o'ta qaynoq moddadan iborat bo'lib, bundan 10-20 milliard yil muqaddam kengaya boshlagan. Agar Eynshteyn nazariyasining tadbiq etilish sohasi chegaralanmagan desak, formal ravishda bu kengayish modda zichligi cheksiz katta bo'lgan holatdan (nuqtaviy singulyarlikdan boshlangan deb hisoblash mumkin. Ammo o'lchamliklar nazariyasidan ma'lum bo'lishicha, hech bo'lmaganda $\rho_g \approx \frac{c^5}{\hbar G^2} \cong 10^{93} \text{ g/sm}^3$ da) katta bo'lgan zichliklarda, kuchli kvant-gravitatsion effektlar tufayli, Eynshteynning relyativistik tortishish nazariyasi (UNN) o'rinli bo'lmaydi. Fazo-vaqt egriligining bu zichlikka to'g'ri keluvchi 10^{66} sm^{-2} qiymatlarida fazo-vaqtning strukturasi va xossalari haqidagi odatdagi tasavvurlar tamomila boshqacha bo'lishi ehtimoldan xoli emas. Shuning uchun odatdagi Eynshteyn tenglamari, amalda, Koinotning yetarli katta, ammo chekli ρ_1 zichlikka ega bo'lgan qandaydir t_1 vaqt momentidan keyingi evolyutsiyasini ifodalay oladi. Odatda, $t_1 \geq 10^{-43} \text{ s}$, $\rho_1 \leq 10^{93} \text{ g/sm}^3$ deb olinadi va bu momentda moddaning taqsimoti bir jinsli va izotrop hisoblanadi.

1.5. "Katta portlash" nazariyasi

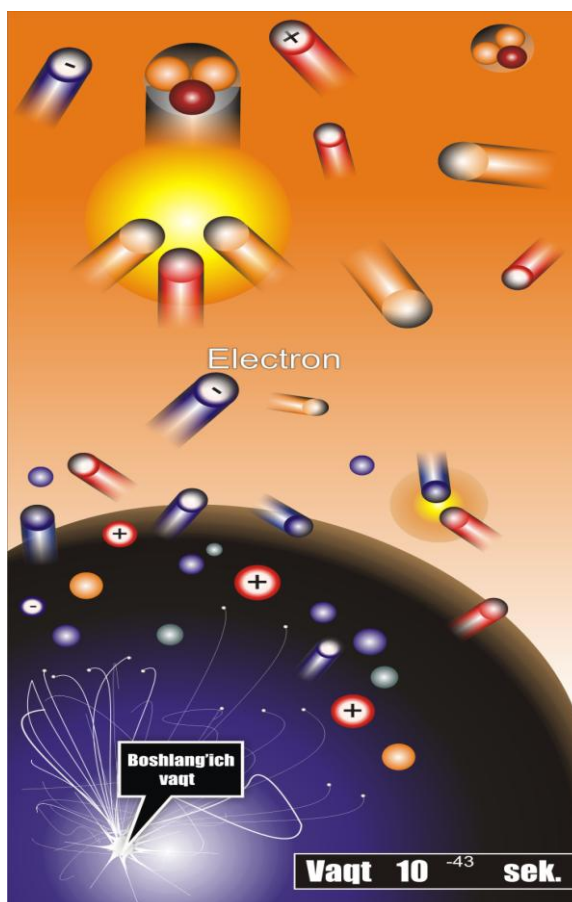
Zamonaviy fan asosida koinotning shakllanishida va evolyutsiyasida "Katta portlash" standart model qilib olingan. Bu model asosida qo'qqisdan bo'lgan "Katta portlash" yoki boshqacha qilib aytganda, teshilish "singulyar nuqta" bizning dunyoning yaralishiga sabab bo'ldi. Shuning uchun bu fakt bizni o'rab turgan butun borliqning sababidir. Bunday portlash natijasida cheksiz zichlik va temperatura, ya'ni umumlashtirib aytganda vakuumni integrallash xarakteristikasi

vujudga keldi. Qiziqarli gipoteza mavjud: bizning Koinot va umuman boshqa koinotlar ko'p miqdorda tug'iladi. Bularning har biri Dirakning "vakuum okeani"dan fluktuatsiya misolida tug'iladi. Shu bilan birga "fluktuatsiya"dan xususiy fazo va vaqt hosil bo'ladi. Agar fluktuatsiya kichik bo'lsa, unda uni vakuum o'ziga tortib oladi, qandaydir strukturaviy tuzilishga ega bo'lolmaydi. Agarda fluktuatsiya katta bo'lsa, unda u tezda katta o'lchamli "qora tuynuk"ka aylanadi. Fluktuatsiya – bu kattalik ehtimollik xarakteriga ega hisoblanadi. Masalan, dunyo konstantasi, kosmologik birlik doimiyligi (bo'sh fazoning energiya zichligi). Bu o'zgarmas kattalik vakuum fluktuatsiyasida turli xil qiymatlarni qabul qiladi. Misol uchun, koinotning tug'ilishida. Agarda bu kattalik musbat va katta qiymatga ega bo'lsa, unda bu itarish kuchiday ta'sir qiladi va bu kuch masofa oshgani sari oshib boradi. Unda bu kuch ta'sirida materiyalar qovushqoq bo'lib, galaktikalar va yulduzlar paydo bo'lishiga sabab bo'ladi. Agar kosmologik konstanta katta va manfiy bo'lsa, unda bu tortish kuchiga sabab bo'ladi va bu kuch masofa oshgani sari oshib boradi. Bunday kuch birdaniga oshib kengaygan koinotni siqadi va galaktikalar, yulduzlar sistemasi va planetalar paydo bo'lishiga sabab bo'ladi.



Rasm 2. Koinotning “Katta portlash” nazariyasiga ko’ra Koinot ssenariysi

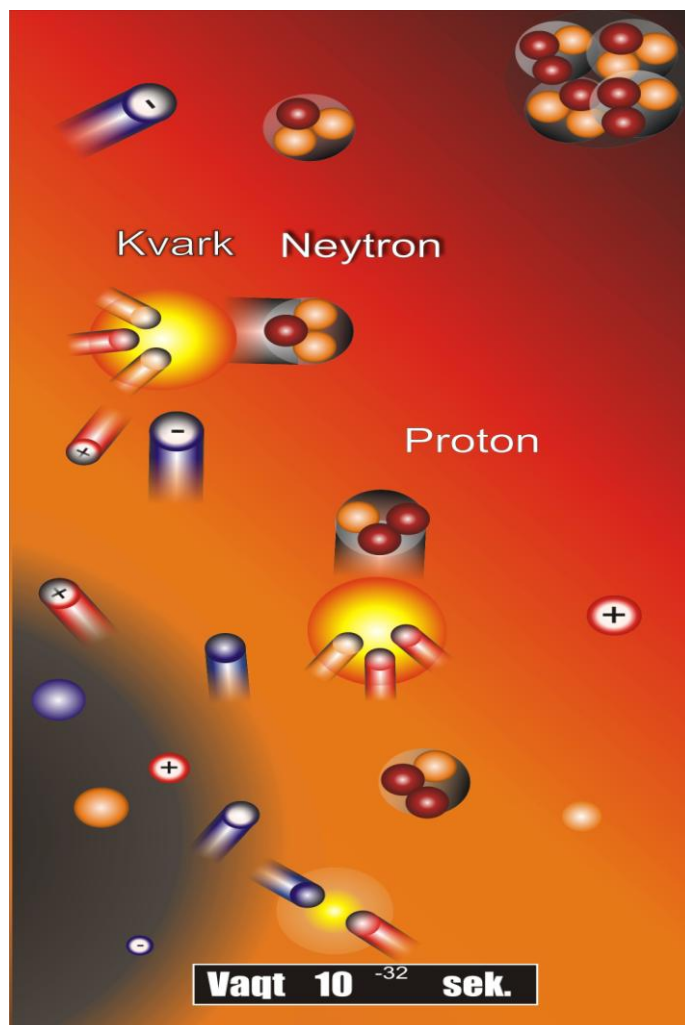
Hozirgi reallikda, astronomik kuzatishlarda bizning Koinotning konstantasi juda kichik hisoblanadi. Bundan tashqari bu shunday kichikki, uni birinchi prinsiplarda, ya'ni zamonaviy fizikaning fundamental qonunlari bilan asoslab tushuntirib bo'lmaydi. Buni tushuntirishning bir yo'li – ko'p miqdorda koinotlar tug'iladi va so'nadi, bu muddat orasida koinotning fundamental konstantasi kichik ehtimolligidan Koinotning “Katta portlash” natijasida vujudga kelgan deb hisoblaymiz. Aynan bunday koinot turi evolyutsiya, bir turdan boshqa turga o'tishi, kengayishi, guruhlanishi, tumanga aylanishi, keyinchalik galaktika, yulduzlar va planetalar hosil bo'lishiga va biologik jarayonning paydo bo'lishiga olib keladi.



Rasm 3. Portlashning eng birinchi momentlarida ($t=10^{-43}$ sek) eng yengil zarralar hosil bo'lgan

Kvant – gravitatsion era ($t < t_1 \approx 10^{-43}$ s, $\rho > \rho_1 \approx 10^{93}$ g/sm³). Bu davrida modda taqsimoti bir jinsli va izotrop bo'lmaydi, asosiy rolni kvant effektlari

o'ynaydi. Nihoyatda katta zichlikka ega bo'lgan va o'zgaruvchi nurlanish maydoni energiyasi hisobiga (fizik vakuumdagi) virtual zarra va antizarralardan odatdagi zarra-antizarra juftlari (o'ta yuqori energiyali fotonlarning o'zaro to'qnashuvi va bunda hosil bo'lgan zarralar bilan fotonlarning o'zaro to'qnashuvi natijasida) hosil bo'ladi. Bu davrga Eynshteyn nazariyasini qo'llab bo'lmaydi. Bu davrda yuz beruvchi jarayonlar nazariyasi endi ishlab chiqilmoqda.

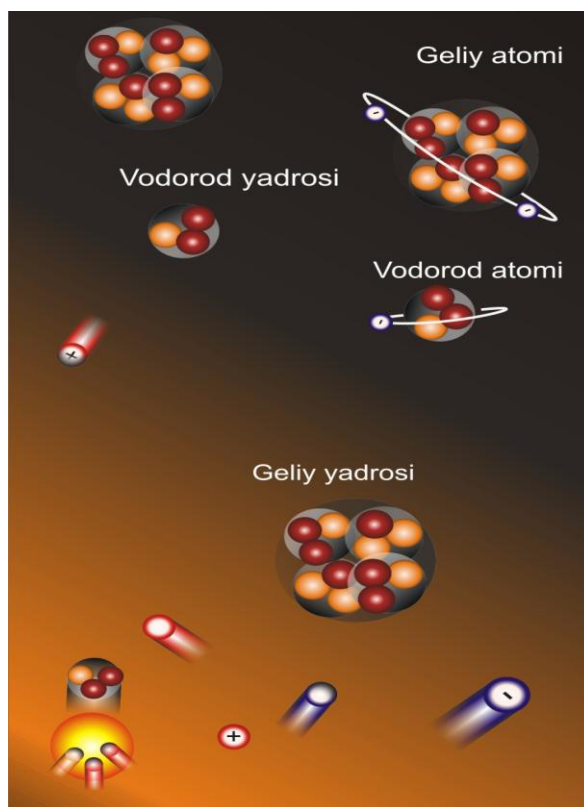


Rasm 4. Portlashning keyingi momentlarida ($t=10^{-32}$ sek) kvark-glyuon-plazma holati bo'lib, proton va neytronlarga jipslasha boshlagan

Adron erasi ($t_1 \leq t \leq 10^{-4}$ s, $\rho_1 \geq \rho \geq \rho_{ya} \cong 10^{14}$ g / sm³). Koinotning bu davrdagi kengayishi natijasida modda zichligi atom yadrosi zichligiga, temperatura esa, 10^{13} K gacha kamayadi. Bu davrda asosiy rolni nurlanish o'ynaydi, modda va antimodda miqdori deyarli bir xil bo'ladi. Ammo davr oxiriga kelib, adron va

antiadronlar annigilyatsiyasi yuz beradi, natijada nurlanish bilan birga oz miqdorda odatdagi modda qoldig'i (protonlar, elektronlar va h.k.) qoladi.

Lepton erasi ($10^{-4} \text{ s} \leq t \leq 10 \text{ s}$, $10^4 \leq \rho \leq 10^{14} \text{ g/sm}^3$, $10^{10} \leq T \leq 10^{13} \text{ K}$). Bu davrda asosiy rolni, proton va neytronlarning bir-biriga aylanishida ishtirok etuvchi yengil zarralar – elektron va pozitronlar, neytrino va antineytrinolar o'ynaydi. Temperatura pasaya borishi bilan avvalo $\mu^+ \mu^-$ –juftlarining, so'ngra $e^+ e^-$ –juftlarining annigilyatsiyasi sodir bo'ladi. Koinot moddasi neytrinolar uchun tiniq bo'lib qoladi – *neytrinolar oqimidan iborat reliktiv nurlanishning* “ajralishi” (“uzilishi”) yuz beadi.



Rasm 5. Koinot temperaturasi pasaya borgan sari ($t=1-3$ minut) proton va neytronlar yadro kuchlari ta'sir zonalarida eng yengil yadrolarga jipslasha boshlagan

Nurlanish yoki radiatsiya erasi ($10 \text{ s} \leq t \leq 10^{12} \text{ s}$, $10^{-21} \leq \rho \leq 10^4 \text{ g/sm}^3$, $3 \cdot 10^3 \leq T \leq 10^{10} \text{ K}$). Bu davrning boshida $p-p$ sikl va neytron biriktirib olinishi sikli bo'yicha birlamchi yadro sintezi reaksiyalari yuz beradi, natijada ko'p o'tmasdan

(100–180°C davomida) hozirgi gallaktika va yulduzlarning birlamchi moddasi, asosan, vodorod (massasi bo'yicha 70 %) va geliy (massasi bo'yicha 30 %) yadrolaridan tashkil topgan ionlashgan gaz hosil bo'ladi. Bu vaqt oralig'ining oxirida elektronlarning protonlar bilan rekombinatsiyasi boshlanadi va fotonlar ajraladi. Vodorod gazining fotonlar uchun tiniqligi keskin ortadi va *relikativ foton nurlanishining* “ajralishi” yuz beradi. Koinotning fizik xossalarini belgilashda modda asosiy rolni o'ynay boshlaydi.

Yulduz erasi. Bu era, taxminan, $t \approx 1$ million yil bo'lganda boshlanadi. Bunda $T \approx 3000\text{ K}$, $\rho \approx 10^{-21}\text{ g/sm}^3$ bo'ladi. Xuddi ana shu vaqtdan boshlab gravitatsion beqarorliklar yuzaga kela boshlaydi, protoyulduz va protogallaktikalar paydo bo'lishi jarayoni boshlanadi. Ulardan esa yulduzlar, yulduz to'plamlari, planeta sistemalari va boshqa ob'yektlar paydo bo'ladi, o'ta yangilarning portlashi sodir bo'ladi va h.k. Bu jarayonlarda bizga ma'lum bo'lgan barcha ximiyaviy elementlarning sintezi yuz beradi.

1.6. O'zaro ta'sirlashuv

Hozirgi zamon nazariyalari tabiatda 4 xil o'zaro ta'sirlashuv mavjudligini bildiradi. Bular: **kuchli yoki yadroviy ta'sirlashuv**. Bu ta'sirlashuv atom yadrosidagi nuklonlarning (proton va neytron) aloqasini ta'minlaydi va yadroni bir butun mahsulot sifatida saqlab turadi. Aynan uning sharofati bilan moddalarning barqarorligi ta'minlanadi. Kuchli ta'sirlashuv atom yadrosining radiusiga teng $\sim 10^{-15}\text{ m}$ masofada namoyon bo'la boshlaydi. U nuklonlar o'rtasida π - mezonlar almashinuvi bilan amalga oshiriladi. Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashuvchi zarralar adronlar deb ataladi. Bu o'zaro ta'sir proton va neytronlarni yadroda ushlab turadi yoki kvarklar shu kuch orqali bog'lanib, adronlarni tashkil qiladi. **Elektromagnit ta'sirlashuv**. Bunday ta'sirlashuv barcha elektr zaryadga ega zarralar orasida mavjud. U kuchli ta'sirdan 137 marta kuchsiz. Ta'sir radiusi cheklanmagan. Elektromagnit maydon energiyasini tashuvchi zarra foton vositasida amalga

oshiriladi, atomning mavjudligini ta'minlaydi. Eng to'la o'rganilgan ta'sirlashuv hisoblanadi. Elektromagnit o'zaro ta'sirda asosan zaryadlangan zarralar qatnashadi.

Nomi	Zarivad (e)	Spin	Massa (Gev)	O'zaro ta'sir
<u>Foton</u>	0	1	0	Elektromagnit o'zaro t.
<u>W[±]</u>	±1	1	80,4	Kuchsiz o'zaro t.
<u>Z⁰</u>	0	1	91,2	Kuchsiz o'zaro t.
<u>Glivon</u>	0	1	0	Kuchli o'zaro t.
<u>Higgs bozoni</u>	0	0	>112	Higgs maydoni

Rasm 6. O'zaro ta'sirlarni tashuvchi zarralar

Lekin neytral zarralar ham o'z strukturasi ga egaligi sababli bu ta'sirda qatnashishi mumkin. Masalan, neytron murakkab strukturaga egaligi, ya'ni shu sababli magnit momentiga egaligi sababli bu ta'sir hozirgi paytda eng yaxshi o'rganilgan ta'sir turi hisoblanadi. **Kuchsiz ta'sirlashuv.** Asosan elementar zarralarning parchalanishida namoyon bo'ladi. β - yemirilish, μ - yemirilish kuchsiz ta'sirlashuvga yaxshi misol bo'ladi. U kuchli ta'sirdan 10^{14} marta kuchsiz bo'lib, oraliq bozonlari (z, w) vositasida amalga oshiriladi. Kuchsiz o'zaro ta'sir deyarli barcha zarrachalarga xosdir. Bu ta'sir ostida sodir bo'ladigan jarayonlar ancha sekin yuz beradi. Atom yadrolarining β - parchalanishi kuchsiz o'zaro ta'sirga misol bo'ladi. **Gravitatsion ta'sirlashuv.** Bu barcha elementar zarralarga xos bo'lgan xususiyat, ya'ni ular bir-birlarini tortishadi. U kuchli ta'sirdan 10^{39} marta kuchsiz. Shuning uchun ham mikrodunyo jarayonlaridagi ta'siri e'tiborga olinmaydi. Gravitatsion maydon orqali, graviton deb ataluvchi ekzotik zarralar vositasida amalga oshiriladi. Gravitatsion o'zaro ta'sir universaldir. Bu ta'sirda barcha zarralar qatnashadi.

“Buyuk birlashuv” nazariyasi. Yuqorida ta'kidlanganidek, har bir ta'sirlashuvning o'z qonunlari mavjud. Ammo olimlarning fikricha, bu

ta'sirlashuvlarning barchasi yagona qonunga bo'ysunishi va sodda qilib tushuntirilishi zarur. Boshqacha aytganda, har to'rtala ta'sirlashuvning ham shunday birlashuvi ro'y berishi kerakki, biz yuqorida ko'rgan ta'sirlashuvlar, bu yangi ta'sirlashuvning ma'lum sharoitlarda namoyon bo'ladigan xususiy holiga aylanmog'i lozim.



Rasm 7. O'zaro ta'sirlar birlashuvi

Demak, yangi topilgan nazariya mavjud nazariyalarning umumlashmasi bo'lishi nazarda tutilmoqda. Bundan tashqari, yangi nazariya mavjud nazariyalarning hozirgacha noma'lum bo'lib kelgan ba'zi qirralarini aniqlashga imkon beradi, deb umid qilinmoqda. Ammo bu yo'ldagi ko'plab urinishlar hanuzgacha kutilgan natijani bermadi. Hozirgacha elektromagnit va kuchsiz ta'sirlashuvlarga yagona elektr kuchsiz ta'sirlashuvga birlashtirishning iloji topiladi, xolos. Hozirda olimlar oldida kuchli, elektromagnit va kuchsiz ta'sirlarni birlashtiruvchi "Buyuk birlashuv" nazariyasi turibdi. Har to'rtala ta'sirlashuvlarni ham o'z ichiga oluvchi "superbirlashuv" nazariyasi ham o'rganilmoqda.

Demak, bizning koinotimiz evolyutsiyasini tushuntirish uchun "Big Bang" – Katta Portlash yuqori fluktuatsiya xarakteristikasi mos tushadi. Yonib bo'lgan "yuqori temperaturali vakuum" asta-sekin kengayib borayapti. Lekin bu kengayish keyinchalik "fazoning shishiga" sabab bo'ladi va bu "qaynoq vakuum"

materiyaning fazo-vaqt kengayishidir. Keyinchalik moddiy dunyoning taraqqiyoti zamonaviy nazariy fizika va ko'plab yig'ilgan tajribalar bilan tushuntirilmoqda.

Koinot qariyb 13-15 mlrd. yildan boshlab o'ta siqilgan va o'ta qaynoq holidan kengayib bormoqda. Bu kengayish hozirgacha davom etmoqda. Zichlik va temperatura pasayishi – “singulyarlik” avval o'zaro ta'sirning bo'linishiga sabab bo'ladi (ya'ni, gravitatsion ajralish, kuchli va keyin kuchsiz hamda elektromagnit o'zaro ta'sirlar), o'zaro ta'sir etuvchi maydonning simmetriyasi spontan ravishda buziladi, quyuq materiyaning (massaga ega zarra), zarra va antizarra o'rtasida balans yo'qoladi, tafovut paydo bo'ladi.

Keyingi bosqich, bu **adiabatik kengayish bosqichi** bo'lib, bunda temperatura va zichlik kamayadi (boshqa tomondan, massiv zarralarning o'rtacha masofasi kengayadi), kvark-glyuon o'zaro ta'sirda ekranlanish ro'y beradi. Bi bosqichni adabiyotlarda materiyaning “adronlanish” bosqichi deyiladi va nuklonlar paydo bo'lish bosqichi hisoblanadi. Demak, bu bosqichda yadro kuchlarining paydo bo'lishi, aniqrog'i adronlar o'rtasida yadroviy kuchlarning paydo bo'lishi kuzatiladi. Bu o'zaro ta'sirning asosiy xususiyati (nuklon-nuklon) bu katta kuch (yadroviy kuchning konstantasi ~ 1), lekin ta'sir radiusi chegaralangan ($R_{\text{ad}} \approx 10^{-13} \text{ cm}$). Adronlar o'rtasida o'zaro ta'sir xususiyati kvark-glyuon kuchlaridan keskin farq qiladi, bu kuchlar qisqa ta'sirlashuv hisoblanadi. Shuni eslatib o'tish zarurki, kvarklar o'rtasida o'zaro ta'sir kuchi masofa oshgani sari oshib boradi. Bundan tashqari, kvarklar juda mustahkam “yelim”ga o'xshash, bir-biri bilan ta'sirda, hatto nisbatan katta masofalarda ham bir-biridan uzilmaydi. Bu esa koinot tarixida asosiy bosqichlardan biri bo'lib, materiyaning paydo bo'lishi hisoblanadi.

Kvark-glyuon o'zaro ta'sirning ekranlanishi va yangi tuzilish paydo bo'lishi muhitning bir jinsliligining buzilishi va fazoda massiv zarralarning siyraklanishi. Bu yerda materiya tuzilishi almashinishi to'g'risida gapirish mumkin. Tarkibiy almashinish koinotning har bir bosqichida turlicha ro'y beradi.

Koinotning adron bosqichini ko'rib chiqamiz. Og'ir adronlar juda kichik yashash davriga ega, ya'ni 10^{-10} sekunddan ham kam. Shuning uchun adronlar tezda adron moddalarga aylanib koinotning boshlang'ich paydo bo'lishida (yuz MeV energiya atrofida) nuklonlar o'zining stabil holatiga o'tadi. Birinchilardan bo'lib moddani nuklon, neytron va foton komponentlari termodinamik barqaror holatga o'tadi. Bu bosqichda leptonlar va nurlanishlar, ustun komponentlar muhitda termodinamik barqarorlikni ta'minlaydi. Aynan neytrinolardan tuzilganligi proton hamda neytronlar simmetriyasini ta'minlaydi va ularning soni qariyb baravar saqlanadi. Keyinchalik temperaturaning tushishi kuchsiz ta'sirning konstantasi tushib borishiga olib keladi. Agar zichlik va temperatura yana pasaysa (tushsa), $T \leq 8M\text{eV}$ neytrinolar komponenti endi neytronlar va protonlar sonini baravar ushlab turolmaydi. neytrinolar hattoki materiyaning "sezgirliги" yo'qoladi – bu uchun "shaffofday". Bu shundan darak beradiki, neytrino komponentlari materiyaning termodinamik barqarorligidan chiqadi. Materiyaning neytrinolar komponenti keyinchalik o'z-o'zidan evolyutsiyalanadi, kengayishda alohida soviydi. Bu soviyotgan neytrino materiya hozirgi kunda "neytrinoning reliktiv nurlanishi" deyiladi. Materiya foton, elektron, pozitron va nuklondan tashkil topgan va o'z evolyutsiya yo'lini davom ettiryapti. Zich va energetik foton gazi avval nuklonlar o'rtasidagi bog'lanishga to'sqinlik qiladi, yuqori energiyali foton xohlagan nuklonlar sistemasini buzishga qodir. **Yengil yadrolarning sintez bosqichi.** Yengil yadrolar sintezi birinchi o'ntalikdan uzilib qoladi ($A < 10$ atom raqamli yadrolarda). Shuni ta'kidlash lozimki, elementlarning hosil bo'lishi, ya'ni yadrolar hosil bo'lishi, yengil yadrolar nuklonning qo'shilishidan hosil bo'ladi. Shuning uchun avval vodorod yadrosining og'ir izotopi (deytron va tritii), keyinchalik geliy yadrosi va α -zarra hosil bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan erkin neytronlar soni protonlarga nisbatan kamayadi. Yengil yadro, masalan, uncha yuqori bo'lmagan temperatura va energiyada ^3He va α -zarra atom yadrosi effektiv hosil bo'ladi. Lekin bunday temperatura va energiyada yengil yadrolarning

qo'shilishi Kulon bar'yer kattaligidan hosil bo'lmaydi. Bu bar'yer kichik energiyali zarralar ($\sim 0,1$ MeV) uchun yengib bo'lmaydigan. Keyinchalik yadrolar umuman hosil bo'lmaydi: temperatura va zichlik shunday pasayadiki, Kulon bar'yerini hatto proton uchun ham yengib bo'lmaydi. Keyinchalik erkin neytron qolmaydi, bu shundan darak beradiki, yadro kuchlari mustahkamlanadi, bundan keyin boshqa kuchlar maydonga chiqadi – kulon kuchlari zaryadlangan zarralar o'rtasida va elektromagnit ta'sirlashuv. *Neytral atomlarning hosil bo'lish bosqichi* boshlanadi. Bu bosqichda erkin atomlar, molekulalar, elektronlarni yadrolar bilan bog'langan sistemasi, stabil elektroneytral sistemalar hosil bo'ladi. Bu shundan dalolat beradiki, endi erkin zarralar bo'lmaydi va elektromagnit to'lqinlar endi hech qarshiliksiz katta masofalarda tarqaladi. Haqiqatdan zaryadli zarralar (erkin elektron va yadro) kichik masofalarda guruhlanadi: atomlar o'lchamlari 10^{-8} sm. Bu esa taxminan 10^3 marotaba muhitdagi zarralar o'rtacha masofasidan kichik. Shuning uchun fazo elektromagnit to'lqin uchun bo'shliq hisoblanadi.

Materiya komponenti elektromagnit nurlanish ko'rinishida termodinamik barqaror moddalardan chiqadi, foton uchun muhit shaffof. Bu materiya komponenti mustaqil evolyutsiyalanadi, kengayadi va soviydi, gravitatsion ta'sirlashuv hozirda reliktiv nurlanish sifatida ko'rinadi.

Keyingi bosqichlarda koinotning evolyutsiyasi juda qiziq jarayonlardan iborat bo'lib, hozirgi kungacha davom etmoqda.

- Koinotning kengayishi va sovishida gravitatsion va elektromagnit lokallanish bir jinsliligining buzilishi;
- Koinotdagi moddalarning gravitatsion siqilishi va bunda yulduzlar, galaktikalar va nuklonlarning paydo bo'lishi;
- Yulduzlar sistemasining paydo bo'lishi, yulduzlarning evolyutsiyasi, qora tuynuklar paydo bo'lishi;
- Yulduzlar yonishi, materiyaning kuchli siqilishi, yulduzlar ichida zishlik oshishi, yadroviy reaksiyalar va o'rta elementlar yadrosi hosil bo'ladi;

- Yulduzlar portlashi natijasida o'ta yangi yulduzlarning hosil bo'lishi, og'ir elementlar hosil bo'lishi, pulsar hosil bo'lishi, kvazar, oq karliklar va neytron yulduzlar hosil bo'lishi;
- Planetar sistemali planetalar hosil bo'lishi, organik materiallarning hosil bo'lishi;
- Biologik organizmlar evolyutsiyasi, rastanilar, hayvonot hamda odamning paydo bo'lishi.

II BOB. KOINOTNING ILK DAVRLARIDAGI YADRO REAKSIYALARI TO'G'RISIDA MA'LUMOTLAR

2.1. Yadro reaksiyalari

Yadro reaksiyasi – bu zarra bilan yadro (yoki ikki yadro) ta'sirlashuvi natijasida ularning ichki holatlarining o'zgarishi yoki boshqa yadrolarga aylanishidir. Masalan, neytronlar, protonlar, deytronlar va boshqa og'irroq ionlarning yadrolar bilan to'qnashuvi natijasida, ularning faqat yo'nalishi o'zgaribgina (elastik sochilish) qolmay, balki to'qnashuvdan so'ng boshqa zarralar va yadrolar hosil bo'lishi mumkin. Bu jarayonlarda asosiy rolni “kuchli” ta'sirlar o'ynaydi. Zarralarning nishon-yadro bilan to'qnashuvida o'zaro ta'sirlashuv jarayonining vaqti yadro reaksiyalari uchun, odatda, 10^{-12} sek ga yaqin bo'ladi. Albatta, nishon-yadroning boshlang'ich holatining o'zgarishi reaksiya natijasida bir yoki bir necha yadrolarning hosil bo'lishiga olib kelishi mumkin.

Har qanday to'qnashish jarayonining oxirida har xil ehtimollik bilan zarralarning turli chiqish kanali deb ataluvchi guruhlar vujudga kelishi mumkin. Zarralarning boshlang'ich to'plami xususida gap borganda esa, kirish kanali tushuniladi. Butun sochilish jarayoni umuman quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$a + b \left\{ \begin{array}{l} x_1 + \dots + x_n \\ \dots\dots\dots \\ Y_1 + \dots + Y_m \end{array} \right. \quad (2.1)$$

Bu yerda har bir harf aniq bir zarra – yadro turiga taalluqlidir. Chiqish kanallari orasida, (2.1) ning o'ng tomonida elastik deb ataluvchi va elastik sochilishga javobgar (a,b) kanali har doim mavjud bo'ladi:

$$a + b \rightarrow a + b.$$

(2.1) dagi qolgan boshqa hamma kanallar noelastik bo'ladi. Ularning ba'zilariga noelastik sochilish jarayonlari tegishlidir:

$$a + b \rightarrow a^* + b$$

Odatda, yadro reaksiyalari quyidagicha qisqa yozma ifoda bilan beriladi. Masalan, a zarraning A nishon-yadro bilan to'qnashuv reaksiyasi natijasida B yadro va b zarra hosil bo'lsin, deylik. U holda bu reaksiya qisqacha shunday yoziladi: $A(a,b)B$ umuman quyidagicha jarayonlar yuz berishi mumkin:

$$A + a \rightarrow \begin{cases} A + a \text{ yoki qisqacha } A(a,a)A, \\ A + a \text{---} A(a,a)A^*, \\ B + b \text{---} A(a,b)B. \end{cases} \quad (2.2)$$

Birinchi jarayon, albatta, elastik sochilishga kiradi. Chunki bu jarayonda dastlabki yadroning holati o'zgarmaydi.

2.1-jadval

№	Reaksiya turi	Misol	Izoh
1.	(α, p)	${}^{14}_7N + {}^4_2He \rightarrow {}^{17}_8O + {}^1_1H$	1919 yilda Rezerford tomonidan amalga oshirilgan
2.	(α, n)	${}^{27}_{13}Al + {}^4_2He \rightarrow {}^{30}_{15}P + {}^1_0n$	Bu turdagi reaksiyalar I. va F. Jolio-Kyurilarga sun'iy radioaktivlikni kashf etishga imkon bergan
3.	(α, n)	${}^9_4Be + {}^4_2He \rightarrow {}^{12}_6C + {}^1_0n$	1932 yilda Chadvig bu reaksiyani o'rganish natijasida neytronni kashf etdi. 1934 yili Kokroft va Uolton tomonidan tezlatkichda tezlashtirilgan zarralar yordamida amalga oshirilgan birinchi reaksiya
4.	(p, α)	${}^7_3Li + {}^1_1H \rightarrow {}^4_2He$	
5.	(p, pn)	${}^{63}_{29}Cu + {}^1_1H \rightarrow {}^{62}_{29}Cu + {}^1_1H + {}^1_0n$	Bu reaksiyalarni o'rganish reaksiyani amalga oshirish mexanizmini o'rganishga yordam beradi
6.	$(p, 2n)$	${}^{63}_{29}Cu + {}^1_1H \rightarrow {}^{62}_{30}Zn + 2{}^1_0n$	
7.	(p, γ)	${}^7_3Li + {}^1_1H \rightarrow {}^8_4Be + \gamma$	Bu reaksiya yuqori energiyali ($E_\gamma = 17 \text{ MeV}$) γ – kvantlar olish manbai sifatida xizmat qiladi
8.	(n, γ)	${}^{238}_{92}U + {}^1_0n \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma$	Transuran element olishga

			imkon bergan birinchi yadro reaksiyasi
9.	$(^{14}\text{N}, \alpha)$	$^{27}_{13}\text{Al} + ^{14}_7\text{N} \rightarrow ^{37}_{18}\text{Ar} + ^4_2\text{He}$	Tezlashtirilgan og'ir azot ionlari bilan amalga oshirilgan yadro reaksiyasi

$A(a, a)A^*$ jarayon esa noelastik sochilishdan iborat bo'lib, bu jarayonda A yadroning ichki holati o'zgaradi. Uchinchi $A(a, b)B$ jarayonda nishon-yadroning a zarra bilan to'qnashuvida boshqa B yadro va b zarra paydo bo'ladi. Xuddi shu xil jarayonlar yadro reaksiyalari deb yuritiladi.

2.2. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari

Yadro reaksiyalarining har xil xususiyatlarini aniqlashda saqlanish qonunlari muhim o'rin tutadi.

1. *Elektr zaryadining saqlanish qonunlari.* Beistisno har bir yadro reaksiyalarida reaksiyaga kiruvchilarning to'la elektr zaryadi reaksiya mahsulotlarining to'la elektr zaryadiga teng.

2. *Nuklonlar to'la sonining saqlanish qonuni.* Agar yadro reaksiyalari jarayonida antinuklonlar qatnashmasa yoki vujudga kelmasa, reaksiyaga kiruvchi nuklonlarning to'la soni reaksiya o'tishi jarayonida saqlanadi. Quyidagi jadvalda yadro reaksiyalariga misollar keltiramiz. Har bir reaksiya uchun mazkur saqlanish qonunlarining bajarilishi ko'rsatilgan.

2.2-jadval

Reaksiyalar	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$^1_1\text{H} + ^7_3\text{Li} \rightarrow ^7_4\text{Be} + ^1_0\text{n}$	$1+3=4+0$	$1+7=7+1$
$^1_0\text{n} + ^{14}_7\text{N} \rightarrow ^{14}_6\text{C} + ^1_1\text{H}$	$0+7=6+1$	$1+14=14+1$
$^2_1\text{H} + ^3_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^1_0\text{n}$	$1+1=2+0$	$2+3=4+1$
$^1_1\text{H} + ^{17}_8\text{O} \rightarrow ^{17}_9\text{F} + ^1_0\text{n}$	$1+8=9+0$	$1+17=17+1$

Nuklonlar sonining saqlanish qonuni biz yashab turgan dunyoning barqarorligini ta'minlaydi. Masalan, protonning elektron bilan reaksiyaga kirishib, o'zaro yo'q bo'lishiga – annigilyatsiyaga mazkur qonun yo'l qo'ymaydi, ya'ni

$$p + e^- \rightarrow 2\gamma$$

Chunki chap tomonda nuklonlar soni birga teng, o'ng tomonda esa nolga teng (ma'lumki, elektron va foton uchun nuklon soni nolga teng).

3. *Energiyaning saqlanish qonuni.* Ma'lumki, har qanday yopiq sistema uchun energiya, to'la impuls va impuls momenti saqlanadi. Yadro reaksiyalari jarayonida bu klassik fizika qonunlarining hammasi o'rinlidir. Tabiatdagi eng kuchli o'zaro ta'sirlar ostida o'tadigan yadro reaksiyalari jarayonida ajralib chiquvchi yoki zarur bo'lgan tashqi energiya miqdori shunchalik katta bo'ladiki, ba'zan ular reaksiyaga kiruvchi zarra va yadrolarning tinchlikdagi energiyalariga nisbatan sezilarli darajada katta bo'lishi mumkin. Shuning uchun, yadro reaksiyalarida energiya saqlanish qonunini eng umumiy ko'rinishda ta'riflash zarur. Quyidagi

$$a + A \rightarrow b + B \quad (2.3)$$

reaksiya uchun energiya saqlanish qonuni

$$(m_a + m_A)c^2 + T_a + T_A = (m_b + m_B)c^2 + T_b + T_B \quad (2.4)$$

ko'rinishda yoziladi. Reaksiya jarayonida A yadroning B yadroga aylanishi ularning tinch holatdagi energiyalarining, ya'ni ichki energiyalarining o'zgarishi natijasida ro'y beradi. Energiyaning saqlanish qonuni asosida reaksiya energiyasi uchun

$$Q = (T_b + T_B) - (T_a + T_A) = (m_a + m_A)c^2 - (m_b + m_B)c^2 \quad (2.5)$$

tenglikni hosil qilamiz, bu yerda T_a, T_b, T_A, T_B – mos zarralarning kinetik energiyalari, $Q > 0$ bo'lganda (2.5) formulaga binoan reaksiya jarayonida tinch holatdagi energiya kamayishi hisobiga kinetik energiya ortadi. Reaksiya natijasida energiya ajralib chiqadi, ya'ni jarayon ekzotermik bo'ladi. Neytral a zarraning har qanday energiyasida ham reaksiya yuz berishi mumkin.

Zaryadlangan zarralar uchun ularning energiyalari kulon to'sig'i potensialini yengish uchun yetarli bo'lgandagina reaksiya amalga oshadi.

Agar $Q < 0$ bo'lsa (endotermik reaksiya), reaksiya kinetik energiyaning kamayishi hisobiga tinch holatdagi energiyaning oshishi bilan o'tadi (2.4). Bunday reaksiya reaksiyaga kiruvchi a zarraning kinetik energiyasi faqat ma'lum qiymatdan katta bo'lgan holdagina ro'y berishi mumkin. (2.4) formuladan ko'ramizki, endotermik jarayonda reaksiya mahsuloti massasining yig'indisi reaksiyaga kiruvchi zarralar massasining yig'indisidan katta bo'ladi. Bu, albatta, to'qnashuvchi zarralar kinetik energiyasining kamayib, tinchlikdagi energiyaga aylanishi hisobiga yuz beradi.

Energiyaning saqlanish qonuni quyidagicha yoziladi:

$$(m_a + m_A)c^2 = (m_b + m_B)c^2 + Q \quad (2.6)$$

(2.6) formulani tajribada bevosita tekshirib ko'rish mumkin. Tajribada reaksiyaga qatnashuvchi hamma zarralarning massasini mass-spektrometr orqali aniq o'lchash mumkin. Reaksiya energiyasi Q ni esa reaksiyaga kiruvchi zarralarning va reaksiya mahsuloti zarralarining kinetik energiyalarini bilgan holda o'lchash mumkin. Shu yo'sinda o'tkazilgan tajribalar (2.6) formulani juda katta aniqlikda bajarilishini tasdiqladi. Shuning uchun (2.6) formula, o'z navbatida zarralarning massasini yoki reaksiya energiyasini aniqlashga asos bo'la oladi. Chunonchi, agar reaksiyada qatnashuvchi to'rtta (a, A, b, B) zarradan birortasining massasi noma'lum bo'lsa, uni qolgan zarralarning ma'lum massasi va reaksiya energiyasi Q orqali aniqlash mumkin.

Zarralarning massasini (2.6) formulaga asoslanib mazkur usulda aniqlash o'zining aniqligi jihatidan massani mass-spektrometrda o'lchashdan qolishmaydi. Shuning uchun zarralar massasini bu xilda o'lchash mikroduyo fizikasida keng qo'llaniladi. Xususan, neytronning massasi birinchi bor xuddi shu energiyaning saqlanish qonuniga asosan o'lchangan.

Energiyaning saqlanish qonuni universaldir, lekin uni tajribada faqat yadro reaksiyalari jarayoni uchungina tekshirib ko'rish mumkin. Ximiyaviy reaksiyalarda, ya'ni molekulyar jarayonlarda reaksiya energiyasi shu darajada kichikki, uning absolyut qiymati molekulalar massasini hatto eng zamonaviy usullar orqali o'lchashdagi xatolikdan ham ancha kichikdir.

Agar $Q = 0$ bo'lsa, elastik sochilish bo'ladi. Bu holda to'la energiya saqlanish qonuni (2.6) gina emas, balki kinetik energiya va demak, zarralarning tinchlikdagi energiyasining, ya'ni zarralar massasining ham saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi.

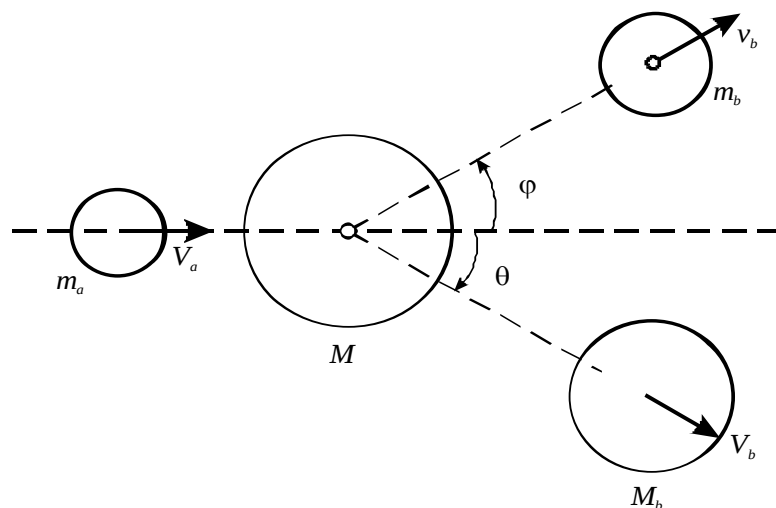
4. *Impulsning saqlanish qonuni.* Reaksiyaga kiruvchi zarralarning to'la impulsi reaksiya mahsuloti zarralarining to'la impulsiga teng bo'ladi. (2.4) formulaga binoan

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_B + \vec{p}_b \quad (2.7)$$

Odatda, tajriba vaqtida (laboratoriya sistemasida) nishon-yadro harakatsiz bo'ladi, ya'ni $\vec{p}_A = 0$. Shuning uchun laboratoriya sistemasida impulsning saqlanish qonuni – (2.7) quyidagicha yoziladi:

$$\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (2.8)$$

Impulsning absolyut qiymati magnit spektrometr yordamida yoki energiyani bilgan holda energiya va impuls orasidagi $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ bog'lanishdan foydalanib aniqlash mumkin. Impuls vektorlari orasidagi burchaklar esa zarralarning maxsus fotoplastinkadagi izlarini kuzatish yo'li bilan aniqlanadi.



Rasm 8. $a+A \rightarrow B+b$ ko'rinishdagi yadro reaksiyasining laboratoriya sistemasidagi kinematikasining sxematik tasviri

Energiya va impulsning saqlanish qonunlari asosida reaksiya mahsulotlarining energetik va burchak taqsimotlari orasidagi bog'lanishlarni aniqlashimiz mumkin. Laboratoriya sistemasida (2.3) jarayonni ko'raylik (2.1-rasm). bu jarayon uchun energiyatani saqlanish qonuni quyidagicha yoziladi:

$$\frac{m_a \mathcal{G}_a^2}{2} = \frac{m_b \mathcal{G}_b^2}{2} + \frac{m_B \mathcal{G}_B^2}{2} - Q \quad (2.9)$$

Impulsning saqlanish qonunini x va y o'qlariga proyeksiyalar ko'rinishida yozsak,

$$\begin{aligned} m_a \mathcal{G}_a &= m_b \mathcal{G}_b \cos \varphi + m_B \mathcal{G}_B \cos \theta \\ 0 &= m_b \mathcal{G}_b \sin \varphi - m_B \mathcal{G}_B \sin \theta \end{aligned}$$

bo'ladi. Bu oxirgi uch tenglamani birgalikda yechib, $\mathcal{G}_a, \mathcal{G}_b, \varphi, \theta$ kattaliklar uchun har xil bog'lanish ifodasini tuzish mumkin.

Energiya va impulsning saqlanish qonunlarini birgalikda ko'rib, endotermik reaksiyaning o'tish sharoitini aniqlashimiz mumkin. Nishon-yadroga tushayotgan zarraning kinetik energiyasi zarraning tinchlikdagi energiyasiga (ya'ni massasiga) aylanadi. Buning uchun kinetik energiyaning qiymati shu energiyadan katta bo'lishi kerak. Laboratoriya sistemasida nishon-yadro harakatsiz holatda bo'lganligi sababli, zarra va nishon-yadrodan iborat sistemaning to'la impulsi

zarraning impulsiga teng, ya'ni $\vec{p}_A = 0$; $\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_a \neq 0$. Demak, zarra va nishon-yadrodan iborat sistema laboratoriya sistemasida harakatda bo'ladi. Uning inersiya markazining impulsi $\vec{p}_1 = (m_a + m_A)\vec{g}_1 = \vec{p}_a = m_a\vec{g}_a$ va bu harakatga tegishli kinetik energiyasi

$$T_1 = \frac{1}{2}(m_a + m_A)g_1^2 = \frac{p_1^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a}{m_a + m_A} \cdot T_a \quad (2.10)$$

Zarraning kinetik energiyasi - T_a ortishi bilan uning ma'lum qiymatidan boshlab endotermik reaksiya jarayoni boshlanadi. Bu qiymatni, odatda endotermik reaksiya ostonasi deyiladi. (2.10) formulaga asosan, zarra kinetik energiyasining T_1 qismi sistema kinetik energiyasiga aylanadi. Qolgan qismi esa zarra va yadrodan iborat sistemaning qo'zg'alish energiyasiga, ya'ni reaksiya energiyasiga sarflanadi:

$$|Q| = T_a - T_1 = T_a \frac{m_a}{m_a + m_A} = T_a \frac{m_A}{m_a + m_A} \quad (2.11)$$

Zarra kinetik energiyasining (2.11) tenglik bajariladigan qiymati *reaksiya ostonasi* deb yuritiladi, ya'ni

$$T_{ost} = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q| \quad (2.12)$$

Shunday qilib, reaksiya ostonasi T_{ost} qiymat jihatidan har doim reaksiya energiyasi Q dan katta bo'lar ekan. Lekin ko'p hollarda nishon-yadroning massasi – m_A zarra massasiga nisbatan katta bo'ladi: $m_A \gg m_a$, shuning uchun ko'pincha reaksiya ostonasi reaksiya energiyasiga qiymat jihatdan deyarli teng bo'ladi: $T_{ost} \approx |Q|$. Fotonlar ta'sirida o'tadigan endotermik reaksiyada esa $T_{ost} = |Q|$, chunki foton uchun $m_a = 0$.

5. *Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni.* Yadro reaksiyalarida ayni vaqtda to'qnashuvchi zarralarning to'la harakat miqdori momenti ham saqlanadi. Masalan, (2.3) reaksiya uchun

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_a + \vec{I}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{I}_b + \vec{I}_B + \vec{l}_{bB} = \vec{I}_2 \quad (2.13)$$

$\vec{I}_a, \vec{I}_b, \vec{I}_A, \vec{I}_B$ – tegishli zarralar va yadrolar spini, $\vec{I}_{aA}, \vec{I}_{bB}$ – tegishli juftlarni xarakterlovchi nisbiy harakat uchun orbital moment vektori. Harakat miqdori momentining ma'lum tanlangan yo'nalishga proyeksiyalari uchun ham (2.13) tenglikka o'xshash ifoda yoza olamiz.

Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni past energiyalarda o'tadigan reaksiyalar uchun muhim ahamiyatga ega. Kvant mexanikasiga asosan ikki zarra nisbiy harakatining orbital momenti l faqat diskret qiymatlar qabul qiladi. Masalan, Plank doimiysi $\hbar$ birligida $l = 0, 1, 2, \dots$. Agar yadro radiusining chekli ekanligini hisobga olsak, u holda energiyalarda l ning ma'lum kichik qiymatlaridagina yadro reaksiyasi vujudga kelishi mumkin. l ning bu qiymatlarini yarim klassik yo'l bilan osongina baholashimiz mumkin. Agar ikki zarra: zarra va nishon-yadro uchun nisbiy impulsning kattaligini p deb belgilasak, harakat miqdori momentining qiymati $L = R_e p$, bunda R_l – zarra nishon-yadroga yaqin kela oladigan eng kichik masofani ko'rsatuvchi parametr (to'qnashuv parametri). Reaksiya R_l ning faqat yadro radiusi R dan katta bo'lmagan qiymatlaridagina yuz berishi mumkin. Demak, $CL = \hbar l$ bo'lganidan, $l \leq \frac{R_l p}{\hbar} \cdot p < \frac{\hbar}{R}$ holida reaksiya asosan $l = 0$, ya'ni s holatdagina o'tadi.

Yadro reaksiyalari jarayonidayana qator boshqa aniq yoki taqribiy bajariladigan saqlanish qonunlari mavjud. Quyida shulardan yana ikkitasiga – juftlik va izotopik spinning saqlanish qonunlariga to'xtalib o'tamiz. Yadro reaksiyalari jarayonida juftlikning saqlanish qonuni juda katta aniqlik bilan bajariladi. Qator tajribalar bu saqlanish qonuni kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sir reaksiyasidagina o'rinli ekanini ko'rsatdi. Juftlikning saqlanish qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$\pi_a \cdot \pi_A \cdot (-1)^{I_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{I_{bB}} \quad (2.14)$$

$\pi_a, \pi_b, \pi_A, \pi_B$ – tegishli zarralar va yadrolarning ichki juftligi.

Atom yadrosining ba'zi xossalarini nuklonlarning nuklonlarda sochilishini o'rganishga oid tajribalar jarayonida aniqlash mumkin, masalan, kvant sonlari bir xil bo'lgan holatlarda har qanday nuklonlar jufti ($p-p, n-p, n-n$) orasidagi yadro ta'sirlanish (elektromagnit ta'sir hisobga olinmasa) aynan bir xil bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, mazkur jarayonlarda proton bilan neytronni aynan bir xil deb qarash mumkin. Proton bilan neytron xossalarining bir xil ekanligini kvanto-mexanik vektor – izotopik spin $\vec{T}\left(|T| = \frac{1}{2}\right)$ orqali tasvirlash mumkin. Izotopik fazoda proton tasvirlanadigan bo'lsa, bu vektorning tanlangan yo'nalish bo'yicha proyeksiyasi $T_z = -\frac{1}{2}$ esa uning neytron holatini tasvirlaydi. Nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvning zaryadga bog'liq bo'lmasligini izotopik spin tilida yadro ta'sirlashuvi $\vec{T}$ vektorning proyeksiyasiga bog'liq emasligi ma'nosida tushunish lozim (buni qisqacha *izotopik invariantlik xossasi* deyiladi).

Yadro reaksiyalari kuchli ta'sirga oid jarayon bo'lganligidan, izotopik spinning saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi. Shunga ko'ra

$$T_a + T_A = T_b + T_B \quad (2.15)$$

2.3. Yadro reaksiyalarining kesimi

Yadro reaksiyalari kesimi zarralarning yadrolar bilan to'qnashish ehtimolligini, ya'ni reaksiya ehtimoliyatini xarakterlaydi. Reaksiya ehtimoliyati tushayotgan zarralar oqimiga bog'liq.

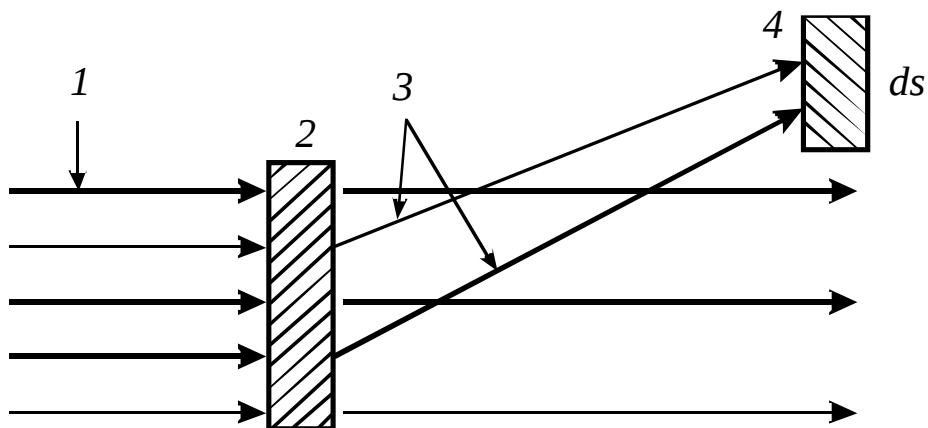
$$W = \sigma P \quad (2.16)$$

bu yerda P – oqim birlik yuzadan vaqt birligida o'tuvchi zarralar soniga bog'liq.

1. Agar yupqa nishon plastinka olsak, tushayotgan zarralar hamma yadrolar bilan bir xil sharoitda ta'sirlashadi. Tajriba sxemasi 8-rasmda keltirilgan.

Nishondagi yadrolar zichligi n tushayotgan zarralar oqimi (ya'ni tushayotgan zarralar dastasiga tik o'tkazilgan birlik yuzadan birlik vaqtda

o'tayotgan zarralar soni $n_a \mathcal{G}_a$ (n_a – tushayotgan zarralarning zichligi, $\mathcal{G}_a$ – ularning tezligi) bo'lsin.



Rasm 9. Yadro reaksiyasini o'rganishga doir tajriba sxemasi

1-tushayotgan α zarralar, 2-nishon yadro, 3-reaksiya natijasida hosil bo'lgan yadro, 4-detektor.

U holda 9-rasmdagi cheksiz kichik dS yuzadan bir sekundda o'tayotgan zarralar soni tushayotgan zarralarning oqim zichligi va nishondagi yadrolar soni orqali aniqlanadi:

$$dN = d\sigma \cdot n_a \cdot V_a \cdot nV$$

bundan

$$d\sigma = \frac{dN}{n_a \cdot V_a \cdot nV} \quad (2.17)$$

bu yerda V – nishonning hajmi, $d\sigma$ – proporsionallik koeffitsiyenti. Bu koeffitsiyent tushayotgan zarralar oqimiga ham, nishondagi yadrolar soniga ham bog'liq bo'lmasdan, zarralarning yadrolar bilan bo'ladigan ayrim ta'sirlashish elementar aktlarining miqdoriy xarakteristikasini ifodalaydi va effektiv kesim deyiladi.

$d\sigma$ ni fazoviy burchak elementiga bo'lib, differensial effektiv kesim hosil qilamiz:

$$\sigma = \int d\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\Delta N}{n_a \cdot V_a \cdot nV} \quad (2.18)$$

bu yerda ΔN -yupqa nishondan uchib chiqadigan va 2.2-rasmda ko'rsatilgan uch turdagi (tushayotgan, o'tayotgan va sochilayotgan) zarralarning to'la yig'indisi.

Integral kesim reaksiyaning borish intensivligini xarakterlaydi.

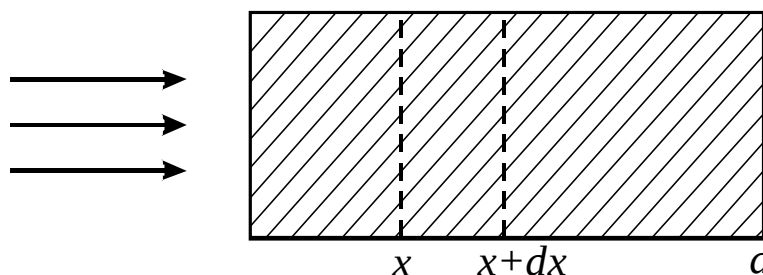
(2.18) formuladan σ -o'lchov birligi yuza birligiga teng ekanligi kelib chiqadi: $[n]=\text{zarra}/\text{m}^3$; $[V_n]=\text{M}/\text{s}$; $[n]=\text{zarra}/\text{m}^3$;

Umumiy holda σ -reaksiya jarayonining miqdoriy xarakteristikasi bo'lib, reaksiyaning borish jadalligini bildiradi.

α -zarraning A-nishon yadro bilan to'qnashish jarayonida B yadro bilan b zarraning vujudga kelish ehtimoliyati tushayotgan oqim zichligi $n_a v_a$ ga proporsional:

$$W = \sigma n_a g_a$$

2. d qalinlikdagi nishon neytral zarralar bilan bombardimon qilinayotgan bo'lsin (10-rasm).



Rasm 10.

Zarralar dastasiga perpendikulyar joylashgan birlik yuzaga birlik vaqtda tushayotgan zarralar soni (oqim zichligi yoki intensivligi) N bo'lsa, dx qalinlikdan so'ng $N-dN$ bo'ladi (kamayadi).

Agar zichligi ρ_0 bo'lgan moddaning birlik massadagi yadrolar soni n_0 bo'lsa, nishonning dx -qalinlikdagi yadrolar soni $n=n_0\rho_0 dx$ dastaning susayishi $N=N_0\rho_0 dx$.

$$-\frac{dN}{N} = \sigma n_0 \rho_0 dx \quad \text{integrallasak} \quad N=N_0 e^{-\sigma n_0 \rho_0 d}, \quad \text{bu yerda } n=n_0\rho_0 \quad N_0 \text{ esa } d=0$$

bo'lgandagi intensivligidir. Kub santimetr hajmdagi makroskopik kesim $\Sigma=N\sigma$ bu yerda $N-1 \text{ sm}^3$ dagi yadrolar soni.

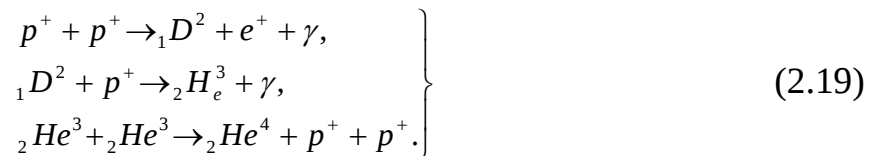
$$N = \frac{\rho N_A}{A}$$

bu yerda ρ - zichlik (t/sm^3), N_A – Avogadro soni, A – atom og‘irligi.

2.4. Koinot ilk davrlaridagi yadrolarning birlamchi sintezi

Hozirgi kunda mavjud bo‘lgan kosmogonik nazariyalar “Katta portlash” modeli uchun eng to‘liq ishlab chiqilgan. “Katta portlash” nazariyasiga ko‘ra Koinotning paydo bo‘lishi $t=0$ vaqt momentida, $R(t)=R(0)=0$ nuqtada yuz beruvchi ulkan portlashdan va buning natijasida nihoyatda yuqori temperatura va zichlikka ega bo‘lgan elektromagnit nurlanishdan iborat olovli shar paydo bo‘lishdan boshlanadi (t – Koinotning yoshi, $R(t)$ – uning “radiusi”). Nazariyaga ko‘ra, $t=0$ vaqt momentidan boshlab olovli shar kengaya boshlaydi va $T \cong t^{-1/2}$ qonuniyat asosida soviy boshlaydi (T – megaelektronvolt yoki $^{\circ}K$ hisobida ifodalangan temperatura). Kengayishning boshlang‘ich onlarida hamma tomonlarga tarqaluvchi nurlanish ichida fotonlarning juda ko‘p to‘qnashuvlari yuz beradi. Buning natijasida modda zarrachalari – elektronlar, mezonlar va nuklonlar hosil bo‘ladi, ammo ular faqat “zarracha-antizarracha” jufti ko‘rinishidagina yuzaga keladi, ya‘ni bir vaqtda modda va antimodda zarrachalari paydo bo‘ladi. Fotonlarning bu yangi zarrachalar bilan to‘qnashishi natijasida boshqa zarralar ham intensive ravishda yuzaga kela boshlaydi. Nihoyat, kengayuvchi nurlanish maydoni bilan unda hosil bo‘lgan elementar zarralar orasida muvozanat holat yuzaga keladi: zarracha va antizarrachalar o‘zaro to‘qnashib, annigilyatsiya tufayli nurlanish maydoniga aylanadi, ularning fotonlar bilan to‘qnashishi, shuningdek, fotonlarning o‘zaro to‘qnashishi natijasida yana zarracha-antizarrachalar paydo bo‘ladi. Shunday qilib, “katta portlash” nazariyasiga ko‘ra Koinot dastlab juda katta zichlik va temperaturaga ega bo‘lgan elektromagnit nurlanish hamda nisbatan ko‘p bo‘lmagan elementar zarrachalardan tashkil topgan *ulkan olovli shardan* iborat bo‘lgan. Birlamchi nurlanishdan elementar zarrachalar paydo bo‘lishi bilan

bog'liq jarayonlar olovli sharning sovishiga va nurlanishning modda-antimodda zarrachalari bilan muvozanatga kelishiga yordam beradi. Elementar zarrachalar bilan bo'ladigan jarayonlarning xarakterli vaqtlari 10^{-23} s tartibida, binobarin, aytish mumkinki, 10^{-23} s dan katta bo'lgan vaqtlarda olovli shar modda va antimodda bilan muvozanatda bo'lgan. Neytrino, elektron va protonlardan boshqa barcha elementar zarrachalar turg'un emas. Shuning uchun olovli sharning kengayishi va sovishi davomida undagi boshqa barcha elementar zarrachalar yuqoridagi aytilgan uchta asosiy zarrachalarga aylana boradi. Bu holat temperatura 10^{10} K (1 MeV) ga qadar kamayguncha ($t = 1$ s gacha) davom etadi. So'ngra olovli shar temperaturasi yanada kamayib borib, atom yadrolaridagi bog'lanish energiyasiga mos temperaturalardan kichik, ammo saqlanib qolgan elementar zarra (proton) lar orasida yadro reaksiyalari bo'lishi uchun yetarli bo'lganda (10^{10} K $>$ T $>$ 10^7 K) Koinotda ximiyaviy element yadrolarining birlamchi sintezi boshlanadi. Ximiyaviy element yadrolari hosil bo'lishiga olib keluvchi yadro reaksiyalarining birinchi zanjiri *vodorodning yonish sikli* yoki *p – p sikl* deyilib, buning natijasida geliy yadrosi hosil bo'ladi:



Bu sikl bo'yicha bo'ladigan yadro sintezi reaksiyalari bir necha sekund davom etadi, xolos. Olovli sharda nisbatan oz miqdorda neytronlar ham bo'ladi. Neytronlar radioaktiv bo'lsa-da, ularning yashash vaqti nisbatan katta (12 min), shuning uchun ham ular olovli sharda oz miqdorda saqlanib qoladi va yadro sintezida ishtirok etadi. Yadro sintezi reaksiyalarining *neytron biriktirilish sikli* deb yuritiluvchi ikkinchi zanjiri neytronlar ishtirokida yuz beradi va *p – p* siklga nisbatan pastroq temperaturalargacha davom etib, geliy yadrosi hosil bo'lishi bilan tugaydi:

$$\left. \begin{aligned} p^+ + n &\rightarrow {}_1^2D + \gamma, & {}_1^2D + n &\rightarrow {}_1^3H + \gamma, \\ {}_1^3H &\rightarrow {}_2^3He + e^- + \tilde{\nu}, & {}_2^3He + n &\rightarrow {}_2^4He + \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

(2.20) sikl bo'yicha bo'ladigan yadro sintezi reaksiyalari bir necha minut davom etadi. Vodorod gazi kengaya borib, yetarli siyraklashgandan so'ng hamda unda mavjud bo'lgan barcha radioaktiv neytronlar to'lig'icha oddiy yadrolar tomonidan biriktirib olingach yoki

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu} \quad (2.21)$$

reaksiya bo'yicha parchalanib bo'lgach, neytronlar ishtirokida (2.20) sikl bo'yicha bo'ladigan reaksiyalar to'xtaydi.

Koinot rivojining boshlang'ich davrida yuz beruvchi yadro sintezi reaktsiyalarining har ikkala sikli ham, asosan, geliy yadrosi hosil bo'lishidan nariga o'tmaydi. Bunga sabab shuki, 4_2He yadrosining issiqlik neytronlarini biriktirib olishga nisbatan effektiv kesimi nolga teng; 5_2He , 5_3Li yadrolari esa turg'un emas (ularning yashash vaqti nihoyatda kichik).

Shunday qilib, birlamchi olovli sharning kengayishi natijasida, asosan, vodorod va geliydan hamda uncha ko'p bo'lmagan 2_1D aralashmasi va 3_2He , 7_3Li , ${}^{11}_4Be$ yadrolaridan tashkil topgan o'ta qizigan gaz hosil bo'ladi. Yuqorida aytilgan jarayonlar yulduzlar paydo bo'lishi boshlanishidan ancha oldin, olovli shar temperaturasi 10^7 °K dan yuqori bo'lgan davrida yuz beradi. Bu davrda yuz kelgan, asosan, vodorod va geliydan iborat o'ta qizigan gaz kengayishda va sovishda davom etib, nihoyat, yulduzlar va planetalar paydo bo'lgan birlamchi modda – gaz va chang bulutiga aylanadi.

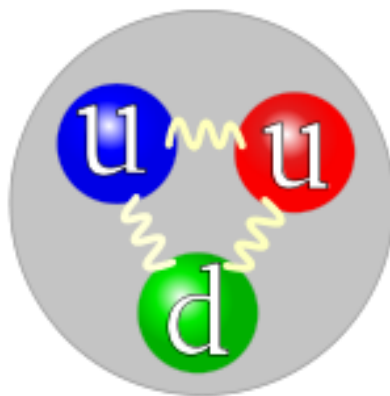
Umumiy nisbiylik nazariyasi tenglamalarining yechimlariga tayangan holda yadro reaksiyalarida neytrino va antineytrinoning ishtirokini e'tiborga olish va ularning miqdorini oqilona tanlash yo'li bilan oddiy mulohazalar asosida boshlang'ich olovli sharning kengayishi natijasida yuzaga kelgan birlamchi gazning tarkibi hisoblangan. Hisoblashlardan bunday birlamchi gazda 30% 4_2He va

70% 1_1H (uncha ko'p bo'lmagan 2_1D va 3_1H aralashmasi bilan birgalikda) bo'lganligi topiladi. Bu nazariy natijalar Koinotda hozirgi kunda ximiyaviy elementlarning tarqalishi bo'yicha topilgan eksperimental ma'lumotlarga (27% geliy, 71% vodorod va 2% boshqa elementlar) hayron qolarli darajada mos keladi. Yuqorida aytilgan hisoblashlarda zarracha-antizarracha annigilyatsiyasi jarayonlarining hamda birlamchi gazda qolgan mezonlar va giperonlar orasidagi reaksiyalarning ta'siri e'tiborga olinmagan, binobarin, ularni hisobga olish natijani sezilarli bo'lmagan darajada o'zgartiradi deb taxmin qilish mumkin. Eksperimental tekshirishlar ximiyaviy elementlarning bizning gallaktikamiz hamda unga qo'shni bo'lgan gallaktikalarning yulduzlarida deyarli bir xilda – yuqorida aytilgan nisbatda tarqalganligini ko'rsatadi. Ammo uzoq gallaktikalarning yadrolarida joylashgan yulduzlar hamda gallaktikalarning spiralsimon yenglari uchun ayrim chetlanishlar kuzatiladi. Bu ma'lumotlar gallaktikalarning yadrolarida doimo qandaydir qudratli portlash jarayonlari sodir bo'lib turishini ko'rsatadi

III BOB. Yadro reaksiyalarini kompyuterda modellashtirish

3.1. Nuklonlar va adronlarni tashkil etuvchi kvark va gluonlar

Hozirgi zamon nazariyalariga binoan elementar zarralar leptonlar va adronlardan iborat. Leptonlarga yengil zarralar elektronlar, myuonlar, neytrinolar va ularning antizarralari kiradi. Adronlar esa ma'lum strukturaga ega bo'lib kvarklar va glyuon zarralaridan tashkil topishgan. Adronlarga proton, neytron, pi mezonlar, rezonans zarralari kiradi. Proton va neytronlar nuklonlar deb ataladi. Bu nuklonlar yadro zarralaridir. Proton uchta kvarkdan tashkil bo'lgan:

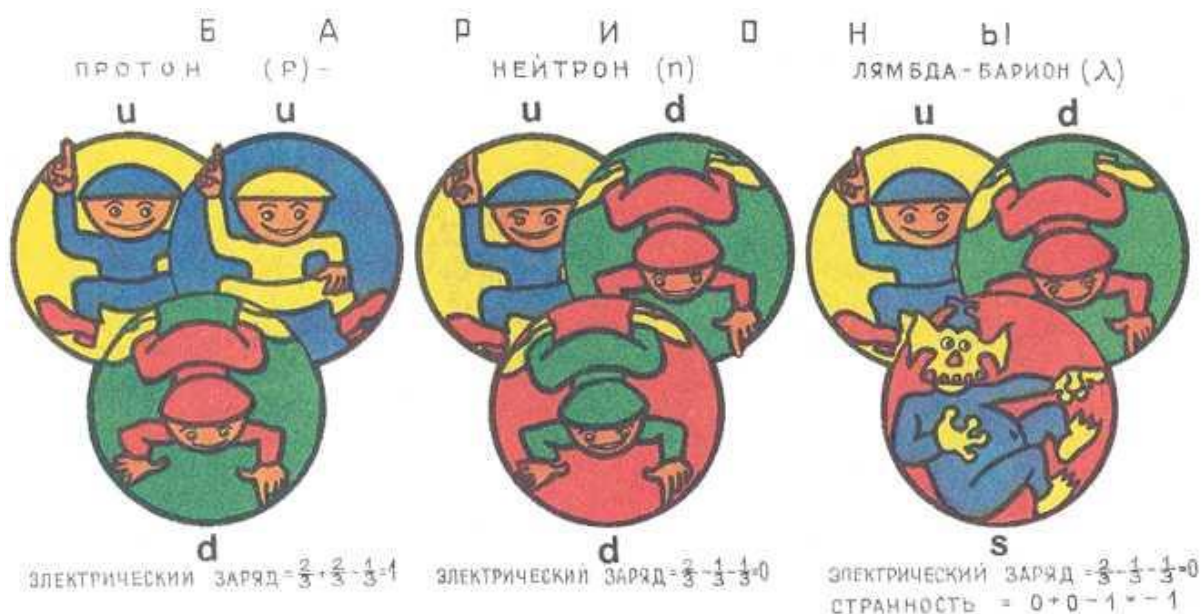


Rasm 11. Proton 3 kvarkdan tashkil topgan

Bu kvarklarning spinlari $\frac{1}{2}$ bo'lganligi va Pauli prinsipi bajarilishi uchun yangi “rang” kvant soni kiritilgan. 6 xil kvarklar mavjud. Quyidagi jadvalda kvarklarning asosiy xususiyatlari keltirilib o'tilgan.

Kvarklarning xususiyatlari						
Xususiyat	Kvarklarning tipi					
	U	D	S	C	B	T
Elektr zaryadi Q	+2/3	-1/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Barion soni B	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Spin J	$\frac{1}{2}$	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Juftlik P	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Izospin I	1/2	1/2	0	0	0	0
Izospin proyeksiyasi I_3	+1/2	-1/2	0	0	0	0
G'aroyibot s	0	0	-1	0	0	0
Charm c	0	0	0	+1	0	0
Bottomness b	0	0	0	0	-1	0
Topness t	0	0	0	0	0	+1
Adron ichidagi massa, GeV	0.33	0.33	0.51	1.8	5	180
Kvarkning "erkin" massasi, GeV	0.005	0.007	0.15	1.3	4.1-4.4	178.0 ± 4.3

Barionlar zarralari ham nuklon zarralari kabi uchta kvarklardan tuziladi.



Rasm 12. Barionlarning 3 kvarkdan tuzilishi namoyon etilgan

Shunday qilib nuklonda 3 ta kvark bo'lishi kerak. $q_1 + q_1 + q_2 = 0$, $q_1 + q_2 + q_2 = 1$, bundan $q_1 = -1/3$ и $q_2 = +2/3$. Bu kvarklar ikki xil bo'lishi kerak. Demak, kvarklarga $q_1 = -1/3$, $q_2 = +2/3$ va ularning spinlari $S=1/2$ deb faqatgina nuklonlarni emas, balki mezonlarni ham tuzilishini aytishimiz mumkin.



Rasm 13. Mezonlarning kvark va antikvarkdan tuzilishi namoyon etilgan

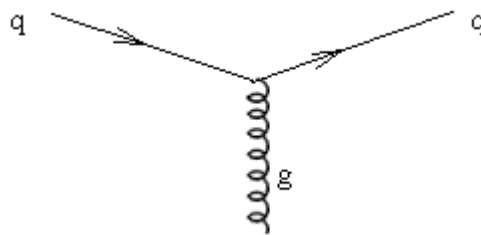
O'zaro ta'sirlashuvlarni tashuvchi zarralar:

Kuchli o'zaro ta'sirlashuvchi **8 ta gluonlar** (SU(3) guruh simmetriyasidan);

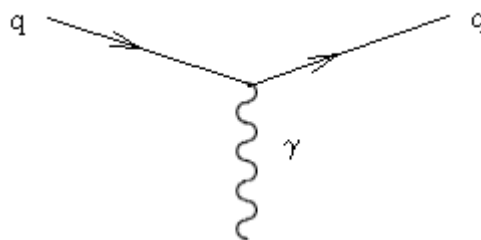
Kuchsiz o'zaro ta'sirlashuvchi **3 ta** (W^+ , W^- , Z^0) og'ir **kalibrovka bozon** (SU(2) guruh simmetriyasidan);

Elektromagnit o'zaro ta'sirlashuvchi **1 ta foton**(U(1) guruh simmetriyasidan)lar.

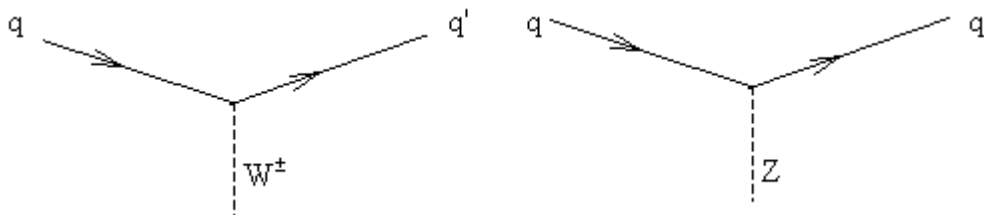
Xuddi kvant elektrodinamikasi (KED)dagiday kvant xromodinamikasida (KXD) ham Feynman diagrammalarini yozish mumkin. Cho'qqilar:



Kuchli o'zaro ta'sir cho'qqisi



Elektromagnit o'zaro ta'sir cho'qqisi



Kuchsiz o'zaro ta'sir cho'qqisi

Bu diagrammalarda q va q' lar kvarklar, g -glyuonlar, γ -fotonlar, $W^\pm, Z$ -lar esa kalibrovka bozonlaridir.

3.2. Fotonning elektronda sochilishi

Koinotning ilk momentlarida mavjud bo'lgan fotonlar (spini 1 ga neng) elektronlar (spini $\frac{1}{2}$) bilan to'qnashish jarayonlar:

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e'^- \quad (3.1)$$

$$\gamma + e^- \rightarrow \text{boshqa zarralar} \quad (3.2)$$

Bunda fotonning elektronda elastik sochilishi (3.1) va noelastik sochilishi (3.2) formulalar bilan ifodalangan.

Bizga ma'lumki, erkin elektron o'zidan foton chiqarmaydi va yutmaydi. Shuning uchun foton hamda erkin elektronning ta'sirlashuvi ikkinchi tartibli sochilish matritsasi orqali ifodalanadi. Fizikasi qiziq bo'lgan ikki elektron holatli matritsa elementga ega sistemani ko'rib chiqamiz. Ikki foton va ikki elektron ishtirokidagi jarayinda, tormozlovchi nurlanish, elektronga fotonni sochilishi, annigilyatsiya, elektron-pozitron juft hosil bo'lishidan iborat. Bunday jarayonlar ikkinchi tartibli matritsa elementlari orqali ifodalanadi:

$$S^{(2)} = e^2 N \int \bar{\psi}(x_2) A(x_2) S_c(x_2 - x_1) A(x_1) \psi(x_1) d^4 x_1 d^4 x_2 \quad (3.3)$$

Bu formula orqali oddiy jarayonlar fotonni erkin elektronga sochilishini ifodalash mumkin.

$\psi_1(x)$ va $\psi_2(x)$ orqali elektronni boshlang'ich va oxirgi holat to'lqin funksiyasini ifodalaymiz hamda $A_1(x)$ va $A_2(x)$ fotonni boshlang'ich va oxirgi holat potentsiallari.

Foton sochilish matritsa $S^{(2)}$ elementini topish uchun quyidagi almashtirishlarni qo'llashimiz kerak:

$\bar{\psi}(x_2)$ va $\bar{\psi}(x_1)$; $\bar{\psi}_2(x_2)$ va $\psi_1(x_1)$ funksiya orqali va $A(x_2)A(x_1)$, $A_2^*(x_2)A_1(x_1) + A_1(x_2)A_2^*(x_1)$ funksiya orqali:

$$\langle f | S^{(2)} | i \rangle = e^2 \int \bar{\psi}_2(x_2) \{ A_2^*(x_2) S_c(x_2 - x_1) A_1(x_1) + A_1(x_2) S_c(x_2 - x_1) A_2^*(x_1) \} \psi_1(x_1) d^4 x_1 d^4 x_2 \quad (3.4)$$

$\psi(x)$ va $A_\mu(x)$ funksiyasini yassi to'liqin sifatida qaraymiz, birlamchi hajm uchun normirovkasi

$$\psi_a(x) = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} u_a e^{ipx}, \quad A_b(x) = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} e_b e^{ikx} \quad (a, b = 1, 2)$$

bu yerda p, k – to'rt o'lchamli elektron, foton impuls. ε va ω - energiya, $u = u(p)$ va e_μ – bispinor va to'rt o'lchamli amplituda vektori bo'lib, quyidagi normirovka shartini qanoatlantiradi:

$$\bar{u}u = 2m, \quad e^* e = 1$$

Bunay qiymatlar orqali (3.4) formula quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle f | S^{(2)} | i \rangle = \frac{ie^2}{4\sqrt{\omega_1 \omega_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2}} (2\pi)^4 \delta(p_1 + k_1 - p_2 - k_2) \cdot \bar{u}_2 \left\{ e_2^* \frac{if_1 - m}{f_1^2 + m^2} e_1 + e_1 \frac{if_2 - m}{f_2^2 + m^2} e_2^* \right\} u_1 \quad (3.5)$$

bu yerda $f_1 = p_1 + k_1 = p_2 + k_2$, $f_2 = p_1 - k_2 = p_2 - k_1$.

Ushbu formuladagi matritsa elementlari quyidagi shartlarga ko'ra noldan farqli:

$$p_1 + k_1 = p_2 + k_2 \quad (3.6)$$

Bu qonun asosida $\vec{p}_1$ va $\vec{k}_1$ impulslar yordamida oxirgi holatni olti impulsdan to'rttasini topish mumkin, keyinchalik $\vec{p}_2$ va $\vec{k}_2$ larning impuls yo'nalishlarini ham ko'rish mumkin.

Sochilgan foton chastotasi ω_2 va impulsning yo'nalishi orasidagi bog'liqlikni topamiz. (4) formulani kvadratga ko'tarib $\vec{p}_1^2 = p_2^2 = -m^2$, $k_1^2 = k_2^2 = 0$, $p_1 k_1 = p_2 k_2 = p_1 k_2 + k_1 k_2$ va ushbulardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$\omega_1(1 - \nu_1 \cos \theta_1) = \omega_2(1 - \nu_1 \cos \theta_2) + \frac{\omega_1 \omega_2}{\varepsilon_1} (1 - \cos \theta) \quad (3.7)$$

bu yerda ν_1 – elektronning boshlang'ich tezligi, ε_1 – elektronning boshlang'ich energiyasi, θ_1 va θ_2 – boshlang'ich impuls va sochilgan fotonning boshlang'ich elektron impulsi orasidagi burchak, θ – k_1 va k_2 orasidagi burchak. Erkin turg'un elektron ($\nu_1 = 0$, $\varepsilon_1 = m$) uchun Kompton formulasi quyidagiga teng:

$$\omega_2 = \frac{\omega_1}{1 + \frac{\omega_1}{m} (1 - \cos \theta)} \quad (3.8)$$

formuladagi f_1 va f_2 to'rt o'lchamli virtual elektron uchun impulslar hisoblanadi. Virtual elektron holat bilan real holat o'rtasidagi farq quyidagiga teng:

$$\aleph_i = \frac{f_i^2 + m^2}{m^2}, \quad i = 1, 2, \quad (3.9)$$

Real holat uchun nolga teng.

$$m^2 \aleph_1 = 2p_1 k_1 = 2p_2 k_2, \quad m^2 \aleph_2 = -2p_1 k_2 = -2p_2 k_1 \quad (3.10)$$

Agar sanoq sistemasida elektron tinch turgan bo'lsa $\aleph_1 = -2\omega_1 / m$, $\aleph_2 = 2\omega_2 / m$. Markaziy inersial sistemada to'qnashuvchi zarralar uchun

$$m^2 \aleph_1 = -2\varepsilon \omega (1 + \nu) = -2\omega (\varepsilon + \omega), \quad m^2 \aleph_2 = 2\varepsilon \omega (1 + \nu \cos \theta) \quad (3.11)$$

Qutblanmagan zarralar uchun sochilishning differensial kesimi:

$$d\sigma = \frac{e^4}{(2\pi)^2} |\bar{u}_2 Q u_1|^2 \frac{d^3 p_2 d^3 k_2}{16 J \varepsilon_2 \omega_2} \delta(p_1 + k_1 - p_2 - k_2) \quad (3.12)$$

bundan

$$Q = \frac{1}{m^2 \aleph_1} e_2^* (i f_1 - m) e_1 + \frac{1}{m^2 \aleph_2} e_1 (i f_2 - m) e_2^* \quad (3.13)$$

$J = |p_1 k_1| = 1/2 m^2 |\aleph_1|$. $d\sigma$ dan ko'rinadiki, (10) formulani δ funksiya orqali $d^3 p_2$ va $d\omega_2$ integrallash lozim.

$$\delta(p_1 + k_1 - p_2 - k_2) d^3 p_2 \rightarrow 1$$

$$\delta(\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2) d^3 k_2 \rightarrow \omega_2^2 \left| \frac{\partial}{\partial \omega_2} (\omega_2 + \varepsilon_2) \right|^{-1} d\omega_2$$

bu yerda $d\omega_2 - \vec{k}_2$ vektor bilan tavsiflangan. $\vec{P}_2$ impuls $\vec{k}_2$ impuls orqali quyidagicha bog'langan va quyidagi saqlanish qonunidan foydalanamiz:

$$\frac{\partial}{\partial \omega_2} (\omega_2 + \varepsilon_2) = -\frac{m^2 \aleph_1}{2 \varepsilon_2 \omega_2}$$

yoki

$$d\sigma = r_0^2 \frac{\omega_2^2 d\omega_2}{m^2 \aleph_1^2} |\bar{u}_2 Q u_1|^2 \quad (3.14)$$

bunda $r_0 = \frac{\alpha}{m}$ – elektronning klassik radiusi $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$.

Agar boshlang'ich elektron qutblanmagan va ozirgi elektron holati uchun qutblanish qiziqirtirmasa, unda biz (12) ifodaning oxirgi qiymatlarining summasini olib, boshlang'ich elektron spini proyeksiyasi uchun o'rtacha qiymatini olamiz. Bu

esa $\frac{1}{2} \sum_{\mu_1 \mu_2} d\sigma$, bu yerda μ_1 va μ_2 – boshlang'ich va oxirgi holat uchun elektron spini proyeksiyasi. Differensial kesim uchun (3.14) formula quyidagicha yoziladi:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\omega_2^2}{m^2 \aleph_1^2} Sp\{Q(ip_1 - m)\bar{Q}(ip_2 - m)\} do_2, \quad \bar{Q} = \gamma_4 Q^+ \gamma_4 \quad (3.15)$$

Bu yerda Q ning qiymatini qo'yib, $\bar{q} = -q$ tenglashtirib quyidagini yozamiz:

$$\begin{aligned} Q(ip_1 - m)\bar{Q}(ip_2 - m) = & \left\{ \frac{1}{m^2 \aleph_1} e_2^* (if_1 - m) e_1 + \frac{1}{m^2 \aleph_2} e_1 (if_2 - m) e_2^* \right\} (ip_1 - m) \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{m^2 \aleph_1} e_1^* (if_1 - m) e_2 + \frac{1}{m^2 \aleph_2} e_2 (if_2 - m) e_1^* \right\} (ip_2 - m) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Agarda boshlang'ich foton qutblanmagan bo'lsa unda sochilish kesimi qutblangan. Foton kesimining summasini (3.13) boshlang'ich holat uchun o'rtacha qiymatini olamiz. Bunda $\frac{1}{2} \sum_{\nu_1 \nu_2} d\sigma$, ν_1, ν_2 – fotonning qutblanganligi. Bunday o'rtacha qiymatni hisoblashda qiyinchiliklarga duch kelamiz. Shuning uchun summalashni ikki qiymat bilan emas, balki to'rt qutblangan fotondan foydalanish mumkin. Shuning uchun e_1 va e_2 , γ_ν va γ_μ – almashtirib keyinchalik $\mu, \nu (\nu, \mu = 1, 2, 3, 4)$ summalash mumkin.

$$d\sigma = r_0^2 \frac{\omega_2^2 do_2}{m^2 \aleph_1^2} \frac{1}{4} SpF \quad (3.16)$$

bundan

$$\begin{aligned} F = & \frac{1}{m^2 \aleph_1} \left[\frac{1}{m^2 \aleph_1} \gamma_\mu (if_1 - m) \gamma_\nu + \frac{1}{m^2 \aleph_2} \gamma_\nu (if_2 - m) \gamma_\mu \right] \times (ip_1 - m) \gamma_\nu (if_1 - m) \gamma_\mu (ip_2 - m) + \\ & + \frac{1}{m^2 \aleph_2} \left[\frac{1}{m^2 \aleph_1} \gamma_\mu (if_1 - m) \gamma_\nu + \frac{1}{m^2 \aleph_2} \gamma_\nu (if_2 - m) \gamma_\mu \right] \times (ip_1 - m) \gamma_\mu (if_2 - m) \gamma_\nu (ip_2 - m) \end{aligned}$$

Bu ifodadan ko'rish mumkinki, ikkinchi hadni birinchi had orqali almashtirsak, $R_1 \Leftrightarrow -R_2$ ushbuni hosil qilish mumkin, unda $f_1 \Leftrightarrow f_2, \aleph_1 \Leftrightarrow \aleph_2$ almashtirish kerak. Har bir qiymatlar faqat ikki invariantdan tashkil topgan. Shuning uchun SpF quyidagiga teng:

$$SpF = P(\aleph_1, \aleph_2) + P(\aleph_2, \aleph_1), \quad P(\aleph_1, \aleph_2) = h_1(\aleph_1, \aleph_2) + h_2(\aleph_1, \aleph_2),$$

bu yerda

$$h_1(\aleph_1, \aleph_2) = \frac{1}{m^4 \aleph_1^2} Sp \left\{ \gamma_\mu (if_1 - m) \gamma_\nu (ip_1 - m) \gamma_\nu (if_1 - m) \gamma_\mu (ip_2 - m) \right\}$$

$$h_2(\aleph_1, \aleph_2) = \frac{1}{m^4 \aleph_1 \aleph_2} Sp \left\{ \gamma_\nu (if_2 - m) \gamma_\mu (ip_1 - m) \gamma_\nu (if_1 - m) \gamma_\mu (ip_2 - m) \right\}$$

Bu yerda summалash qoidasini ishlatib ν, μ bo'yicha summалab, toq γ_μ matritsalarining qiymatlarini nolga tenglashtirib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$h_1(\aleph_1, \aleph_2) = 8 \frac{4 - 2\aleph_1 - \aleph_1 \aleph_2}{\aleph_1^2}, \quad h_2(\aleph_1, \aleph_2) = 8 \frac{4 - \aleph_1 - \aleph_2}{\aleph_1 \aleph_2}$$

Shuning uchun

$$\frac{1}{8} SpF \equiv U_0 = 4 \left(\frac{1}{\aleph_1} + \frac{1}{\aleph_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{\aleph_1} + \frac{1}{\aleph_2} \right) - \left(\frac{\aleph_1}{\aleph_2} + \frac{\aleph_2}{\aleph_1} \right)$$

va oxirgi o'rtacha qiymatga ega bo'lamiz:

$$d\sigma = r_0^2 \frac{2\omega_2^2 d\omega_2}{m^2 \aleph_1^2} U_0 \quad (3.17)$$

Agar elektron tinch holatda bo'lsa $p_1 = 0$, unda

$$U_0 = \frac{\omega_1}{\omega_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} - \sin^2 \theta,$$

va sochilish kesimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} - \sin^2 \theta \right) d\omega_2 \quad (3.18)$$

Shuni ta'kidlash lozimki, sochilgan foton maxrajda sochish massasi m ga ega. $m \rightarrow \infty$ bo'lganda sochilish bo'lmaydi. Lekin bunday xulosa noto'g'ri, chunki bunday fakt faqat ikkinchi tartibli matritsani hisoblaganda chiqdi. Ammo to'rtinchi tartibli matritsa elementi fotonni cheksizli massaga ega bo'lgan zaryadga sochilishini qanoatlantiradi.

$$\begin{aligned} \langle f | S^{(2)} | i \rangle &= \frac{-ie^2 (2\pi^4)}{4\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon'_1 \varepsilon'_2}} M \delta(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2) \\ M &= \frac{(\bar{u}'_1 \gamma_\mu u_1)(\bar{u}'_2 \gamma_\mu u_2)}{(p'_1 - p_1)^2} - \frac{(\bar{u}'_2 \gamma_\mu u_1)(\bar{u}'_1 \gamma_\mu u_2)}{(p'_2 - p_1)^2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$d\sigma = \frac{e^4}{(2\pi)^2 4\varepsilon'_1 \varepsilon'_2} \frac{1}{4} |M|^2 d^3 p'_1 d^3 p'_2 \frac{1}{J} \delta(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2) \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon'_1 - \varepsilon'_2) \quad (3.20)$$

$$d\sigma = \frac{e^4}{(2\pi)^2 64\varepsilon^2} |M|^2 d\omega \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{\alpha^2}{2\varepsilon^2} d\omega \left[\frac{(p_1 p_2)^2 + (p_1 p'_2)^2 + 2m^2 p_1 p_2 - 2m^2 p_1 p'_2}{(p'_1 - p_1)^4} + \frac{(p_1 p_2)^2 + (p_1 p'_1)^2 + 2m^2 p_1 p_2 - 2m^2 p_1 p'_1}{(p'_2 - p_1)^4} + \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{(p_1 p_2)^2 + 2m^2 p_1 p_2}{(p'_1 - p_1)^2 (p - p_1)^2} \right] \end{aligned}$$

$$d\sigma = r_0^2 \frac{\left(2\frac{\varepsilon^2}{m^2} - 1\right)^2}{2v^4 \left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^6} \left[\frac{4}{\sin^4 \theta} - \frac{3}{\sin^2 \theta} + \frac{\left(\frac{\varepsilon^2}{m^2} - 1\right)^2}{\left(2\frac{\varepsilon^2}{m^2} - 1\right)^2} \left(1 + \frac{4}{\sin^2 \theta}\right) \right] d\theta \quad (3.22)$$

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{16v^4} \left(\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{1}{\cos^4 \frac{\theta}{2}} - \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \right) d\theta$$

3.3. Pi-mezon bilan proton to'qnashishining differensial kesimi

Ushbu adron-adron to'qnashishi ham Koinot ilk davrlaridagi yadro reaksiyalariga kiradi:

$$\pi + p \rightarrow \pi + p \quad (3.23)$$

Konkret $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ reaksiya uchun 2-tartibli Feynman diagrammalarida kesimni topamiz:

$$\begin{aligned} (\Phi_{q',p'}^+ S^{(2)} \Phi_{q,p}) &= (-i^2) \frac{1}{(2\pi)^6} \left(\frac{M^6}{4q_0 q'_0 p_0 p'_0} \right)^{1/2} \frac{(-1)}{(2\pi)^4} \times \\ &\times (2\pi)^8 (ig_1)^2 \left(\bar{u}(p') \gamma_5 \frac{1}{p - q' iM} \gamma_5 u(p) \right) \delta(p' + q' - p - q) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Bunda $M_{q',p';q,p} = \bar{u}(p') \zeta(q', p'; q, p) u(p)$

4-o'lchamli impulsar saqlanish qonuniga asosan

$$p + q = p' + q'$$

$$\left. \begin{aligned} s &= -(p + q)^2 \\ t &= -(p - p')^2 = -\mathfrak{N}^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{\sqrt{(pq)^2 - M^2 m_\pi^2}} \cdot Sp[\zeta \rho(p) \bar{\zeta} \Lambda(p')] \delta(p' + q' - p - q) \frac{dp'}{p'_0} \frac{dq'}{q'_0} \quad (3.26)$$

Bu yerda:

$$\rho(p) = \Lambda(p) \frac{1}{2} (1 + i\gamma_5 \xi) \quad (3.27)$$

Matritsalar izi:

$$\begin{aligned} Sp[\zeta \rho(p) \bar{\zeta} \Lambda(p')] &= \frac{-1}{8M^2} Sp[(a + bQ)(p + iM)(1 + i\gamma_5 \xi)(a^* - b^*Q)(p' + iM)] = -\frac{1}{2M^2} [|a|^2 (pp' - M^2) + \\ &+ 2 \operatorname{Im} ab^* M(PQ) - |b|^2 (2(Qp)(Qp') - Q^2(pp' + M^2)) + 2i \operatorname{Re} ab^* \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \xi_\mu p_\nu p'_\rho Q_\sigma] \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$u = -(p - q')^2$$

$$s + t + u = 2M^2 + 2m_\pi^2 \quad (3.29)$$

$$Sp[\zeta \rho \bar{\zeta} \Lambda(p')] = \frac{1}{4M^2} [|a|^2 (4M^2 - t) + 4M \operatorname{Im} ab^* (s - u) + |b|^2 ((s - u)^2 - t(t - 4m_\pi^2)) + 4 \operatorname{Re} ab^* N_\mu \xi_\mu] \quad (3.30)$$

Dirakning delta funksiyasi xossalaridan:

$$\delta(p'_0 + q'_0 - p_0 - q_0) = \frac{\delta(q'_0 - q_0)}{\frac{p_0 + q_0}{p_0}} \quad (3.31)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{(p_0 + q_0)^2} Sp[\zeta \rho(p) \bar{\zeta} \Lambda(p')] \quad (3.32)$$

Ushbu kinematik kattaliklarni e'tiborga olsak:

$$\left. \begin{aligned} s &= (p_0 + q_0)^2 \\ t &= -(q - q')^2 = -2|q|^2(1 - \cos\theta) \end{aligned} \right\} \quad (3.33)$$

Pi mezon bilan proton to'qnashishi differensial kesimini topamiz:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + \xi A^0) \quad (3.34)$$

Fotonning elektronda sochilishidagi (3.15) kesimi va Pi mezon bilan proton to'qnashishi differensial kesimlaridagi gamma matritsalar (3.28) Sp larine hisoblashimizda biz **REDUCE** analitik dasturidan foydalandik.

3.4. Kompyuter modellashlashlarida qo'llaniladigan dasturlar

Hozirgi kunda kompyuter texnologiyasi har bir sohada muhim ahamiyat kasb etmoqda. Kompyuterlar fanni tadbiq etishda 15-20 yil mobaynida faqat raqamli hisob-kitoblarga xizmat qilgan. Lekin 50-yillarda yaratilgan algoritm tillari yuqori darajada taraqqiy etib, kompyuterlarda simvolik informatsiyalarni va analitik hisoblashlarni bajarishda keng qo'llanildi. Bunday sohada ishlash uchun yangi amaliy matematik fan – kompyuter algebrasi fani paydo bo'lishiga asos bo'ldi. Bunda hech qanday o'zgarishlar mavjud emas. Bu dasturda qo'llaniladigan barcha algoritmlar algebradagi algoritm va formulalarga o'xshash.

Kompyuterlardagi turli matematik simvollar va operatsiyalar nazariy izlanuvchilarning oldida turgan qiyin va ko'p qo'l ishlarini avtomatik ravishda hisoblashni yengillashtirib, qiyin algebraik operatsiyalarni yechishga yordam beradi.

Analitik ifodalarni kompyuter xotirasiga simvollar (belgilar) yordamida ketma-ketlik bilan kodlantiradi yoki belgilar ro'yxat bilan yoziladi. Bunda dasturlash metodi yordamida belgilar va simvollarni qayta ishlaydi. Eng birinchi paydo bo'lgan algebraik til PL – tillar (Information Processing Language)

seriyasidir. Undan keyin Lisp va Snobol tillari paydo bo'ldi. Hozirgi vaqtda Lisp tili keng tarqalgan bo'lib, strukturasi yordamida mashhur ALGOL – 68, Paskal, PL/1, Ada va boshqa tillarga asos soldi.

REDUCE dasturi A.Xern tomonidan fanga kiritilgan. REDUCE dasturi hozirgi vaqtda dunyoda eng ko'p tarqalgan kompyuter dasturi sifatida keng foydalaniladi. Dastur har doim yangilanib, qo'shimchalar bilan boyitilib turiladi. Shuning uchun turli versiyalar mavjud. EHM sistemasining operativkasida 400 kbayt (ishlash paytida 800 kbayt)ni egallaydi.

REDUCE dasturi orqali asosan masalalarni analitik hisoblash qulay bo'lib, sonlar bilan ishlashda qiyinchilik tug'diradi. Shuning uchun REDUCE dasturida olingan analitik ifodalarga FORTRAN dasturida sonlarni qo'yib hisoblash mumkin, grafiklar va chizmalarni esa FORTRAN dasturidagi sonli hisoblashlarni GNUOPlot dasturi orqali hisoblash mumkin.

Umumiy nisbiylik nazariyasida gravitatsion maydonni xarakterlaydigan Riman tenzorini hisoblash uchun o'nlab va yuzlab algebraik ifodalar bilan ishlashga to'g'ri keladi. Bunday katta masalalarni yechish uchun qator kompyuter dasturlari (CAB(REDUCE, GRATOS)) mavjud.

Koinot mexanikasida, Koinotdagi jismlarning harakat tenglamasini taqribiy yechish metodi orqali ularning harakat trayektoriyasini yuqori darajada to'g'ri hisoblash uchun yuzlab funksiya a'zolarini kirgizib, masaladagi ko'plab parametrlarni inobatga olish lozim, shuning uchun bunday katta matematik operatsiyalarni faqat ma'lum (CAB(MACSYMA, REDUCE)) dasturlar yordamida yechish mumkin.

Kvant maydonlar nazariyasida ham bunday dasturlardan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Elementar zarralarning sochilishi natijasida sochilishning effektiv kesimi matritsa elementini hisoblash uchun katta algebraik ifodalarni CAB analitik dasturi yordamida hisoblash mumkin. Feynman diagrammasidagi

g'alayonlanishni generatsiya diagrammalari uchun REDUCE dasturi yordamida hisoblash mumkin.

Plazma fizikasida plazmaning turg'unlik holatini hisoblashda qancha energiya sarflanishini REDUCE dasturi yordamida hisoblaydilar. Atom va molekulyar fizikada atomlarni koordinata bo'yicha impulsning radial taqsimlanishini hisoblash maqsadida FORMAC dasturi mavjud. Shredingerning 5-tartibli chiziqli tenglamasini yechishda REDUCE dasturidan foydalaniladi.

Optik sistemalardagi aberratsiya, hatto elektrotexnikadagi Kirxgof tenglamalarini ham REDUCE dasturi orqali hisoblash mumkin. Bundan tashqari matematikada, sonlar nazariyasida, guruh nazariyasida, chiziqli dasturlashda REDUCE, FORMAC dasturidan keng foydalaniladi.

CAB dasturi orqali biologiya, tibbiyot, geologiya, mexanika, aeronavtikadagi masalalarni yechishda keng foydalaniladi.

Formal algoritmik dasturlash tillaridan quyidagi shartlar talab qilinadi:

Birinchidan, bu tildan yaqqollik va turli matematik simvollar (belgilar) ni keltirib chiqarish.

Ikkinchidan, ixcham bo'lishi va turli matematik algoritmlar qiyinchiliksiz ifodalanishi kerak.

Uchinchidan, tildan bir xil qiymatlilik talab qilinadi, turli algoritmlar yozishda bir xil qoidadan foydalanish va boshqa qo'shimcha qoidadan foydalanmaslik.

To'rtinchidan, ko'p pog'onali, qiyin algoritmlarni kichik qismlarga bo'lib keyin hisoblash.

Beshinchidan, algoritmli kompyuterni dasturlash tili bir xil amalli bo'lib juda ma'lum darajada kichik hajmdan iborat.

Fotonning elektronda sochilishidagi (3.15) kesimi va Pi mezon bilan proton to'qnashishi differentsial kesimlaridagi gamma matrisalar (3.28) S_p larine xisoblashimizda biz REDUCE analitik dasturida mdellashtirib quidgicha ezamiz:

vector pa,pb,p1,p2,p3,p4,q,p;

mass pa=me,pb=me,p1=me,p4=me,p2=mu,p3=mu;

mshell pa,pb,p1,p2,p3,p4;

index a1,a2,a3,a4,a5,a6,a7,a8;

on div;

$$(g(l1,pa)+me)*g(l1,a1)*(g(l1,p1)+me)*g(l1,a2)*(g(l3,pb)+me)*g(l3,a3)*(g(l3,p4)+me)*g(l3,a4)*(g(l2,p2)+mu)*g(l2,a6)*(g(l2,q)+mu)*g(l2,a7)*(g(l2,p3)+mu)*g(l2,a8)*(g(l2,q)+mu)*g(l2,a5)*a1.a5*a2.a6*a3.a7*a4.a8/4;$$

Bunda $(g(l2,q))$ Dirak gamma matrisalari.

“Maple” dasturi to’g’risida. «Maple» dasturi Windows da dasturlash imkoniyatiga ega bo’lgan simvolli matematik dastur sistemasidir. Bu "Maple" sistemasini 1980 yillarda Kanadadagi Waterloo universitetining The Symbolic Group guruhi olimlari yaratgan bo’lib, kompyuter algebrasining juda kuchli va intellektual sistemalaridan biridir. “Maple” sistemasi matematikani o’rganishda juda qulaydir. “Maple” sistemasi aerodinamika, maydon nazariyasi, nazariy mexanika va boshqa sohalarning o’ta jiddiy matematik masalalarining yechimlarini topishda keng qo’llanilmoqda. Bunda masalaning yechimlarini analitik hisoblashlar bilan bir qatorda, soniy hisoblashlar va natijalarni oydin grafiklar ko’rinishlarida tasvirlash ishlari bajariladi.

Ziyonet tarmog’iga kiritilgan Farg’ona politexnika instituti “Oliy matematika” kafedrasida katta o’qituvchisi E.M.Mirzakarimovning “Maple 7 dasturi yordamida oliy matematika masalalarini yechish” uslubiy qo’llanmasida oliy matematika fanidan bir va bir necha o’zgaruvchili funksiyalarning limiti, hosilalari va ularning tadbiqlarining “Maple 7” dasturi yordamida bajarish yo’llari ko’rsatilgan.

Rezerford o’z tajribasida radioaktiv elementdan chiqayotgan α -zarralardan

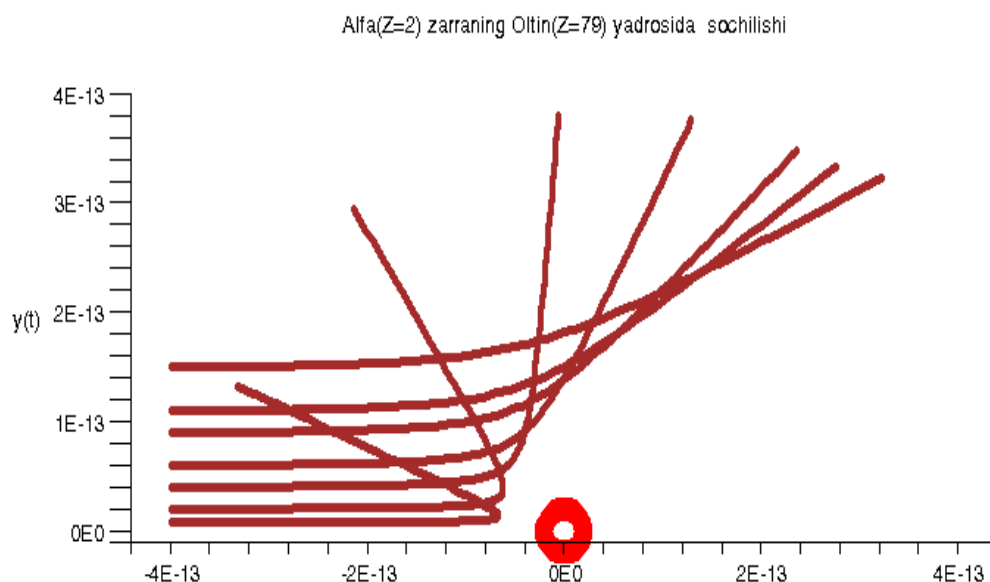
foydalandi. Alfa-zarralar geliy yadrosi bo'lib, musbat $2e$ zaryadga va massa jihatidan proton massasidan taxminan to'rt marotaba katta qiymatga egadir. m_1 -ikki sistema uchun keltirilgan massa.

Sochilishlar ko'p marotabali bo'lmasligi uchun mishen sifatida juda yupqa qatlamli folga olinishi lozim. Mishen atomlaridan sochilgan α -zarralarni maxsus qayd etuvchi hisoblash uskunalarida bajariladi. Ushbu ish fizika fakultetlarining 3-kursida o'tiladigan «Atom fizikasi» fanidan laboratoriya ishi sifatida qo'llanilishi mumkin. Buning uchun qimmatbaho asbob-uskunalar lozim bo'lmaydi. "Maple" dasturida zarralarni yadrolarda elastik sochilish, yadrolarning elektr zaryadiga bog'liqligi o'rganildi. Jumladan, Rezerford tajribasi "Maple" dasturida modellashtirib, tenglamalar sistemasi yechimlari topildi va grafiklari chizildi.

```
> restart;
> sys:=diff(x(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*x(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2),
diff(y(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*y(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2);
> q1:=2*1.6e-19: q2:=79*1.6e-19: massa:=4*1.67e-27: E0:=8.89e-12: a:=4e-13:
p:=5e-15:
T:=4e5.7*1.6e-19: V0x:=sqrt(2*T/massa):
> with(DEtools):ss:=DEplot({sys},{y(t),x(t)},t=0..7e-20,[[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*1.5,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*4,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*8,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*12,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*18,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*22,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*30,D(y)(0)=0]],x(t)=-a..a,scene=[x(t),y(t)],stepsize=1e-
21,linecolor=brown):
> with(plottools):yy:=circle([0,0],2E-14,color=red,thickness=9):
> ss2:=PLOT(TEXT([1,-0.6e-22],`+`),FONT(HELVETICA,OBLIQUE,8)):
```

> with(plots):

> display([ss,yy,ss2], title='Alfa(Z=2) zarraning Oltin(Z=79) yadrosida sochilishi', axes=framed);



Rasm 14. Alfa (Z=2) zarraning Oltin(Z=79) yadrosida sochilishi

Endi Alfa (Z=2) zarraning Temir (Z=26) yadrosida sochilishini ko'raylik.

Bunda Temir yadrosidagi musbat zaryadli protonlar soni Z=26, shuning uchun Alfa zarraning Oltin (Z=79) yadrosidan sochilishiga ko'ra farq etadi.

> restart;

> sys:=diff(x(t),t)=1/4*q1*q2*x(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2),
diff(y(t),t)=1/4*q1*q2*y(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2);

> q1:=2*1.6e-19: q2:=26*1.6e-19: massa:=4*1.67e-27: E0:=8.89e-12: a:=4e-13:
p:=5e-15:

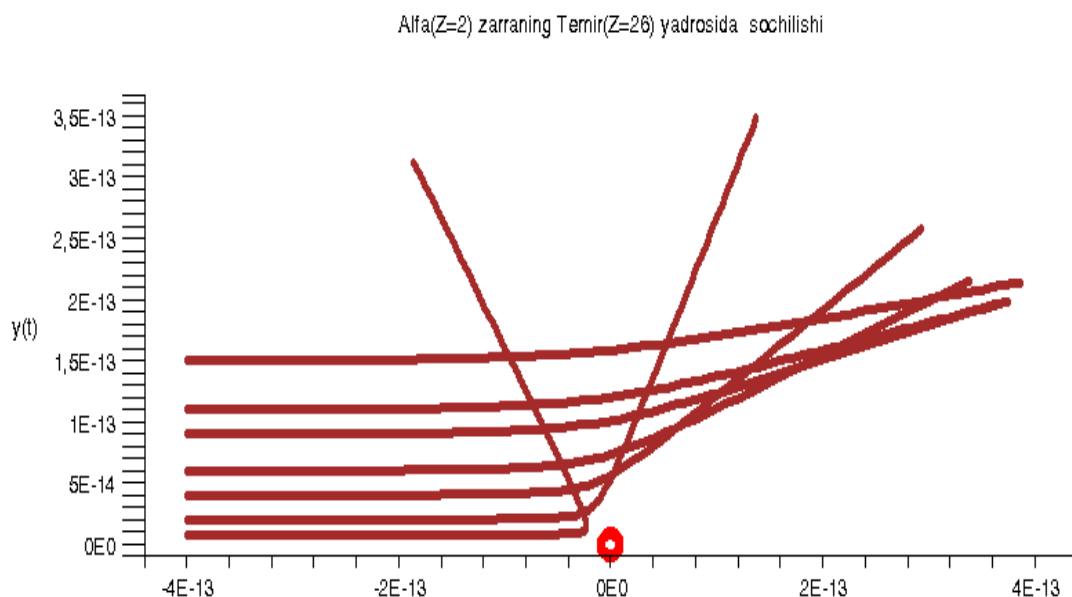
T:=4e5*1.6e-19: V0x:=sqrt(2*T/massa):

> with(DEtools):ss:=DEplot({sys},{y(t),x(t)},t=0..7e-20,[[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*1.5,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*4,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*8,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*12,D(y)(0)=0],[x(0)=-

```

a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*18,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*22,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*30,D(y)(0)=0]],x(t)=-a..a,scene=[x(t),y(t)],stepsize=1e-
21,linecolor=brown):
> with(plottools):yy:=circle([0,0],9E-15,color=red,thickness=5):
Warning, the name translate has been redefined
> ss2:=PLOT(TEXT([1,-0.6e-22],`+`),FONT(HELVETICA,OBLIQUE,8)):
> with(plots):
> display([ss,yy,ss2], title=`Alfa(Z=2) zarraning Temir(Z=26) yadrosida
sochilishi`,axes=framed);

```



Rasm 15. Alfa(Z=2) zarraning temir(Z=26) yadrosida sochilishi

Ushbu qismda Alfa (Z=2) zarraning Litiy (Z=3) yadrosida sochilishi ko'rsatildi.

```

> restart;
> sys:=diff(x(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*x(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2),
diff(y(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*y(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2);
> q1:=2*1.6e-19: q2:=3*1.6e-19: massa:=4*1.67e-27: E0:=8.89e-12: a:=4e-13:
p:=5e-15:

```

T:=4e5.7*1.6e-19: V0x:=sqrt(2*T/massa):

```
> with(DEtools):ss:=DEplot({sys},{y(t),x(t)},t=0..7e-20,[[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*1.5,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*4,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*8,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*12,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*18,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*22,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*30,D(y)(0)=0]],x(t)=-a..a,scene=[x(t),y(t)],stepsize=1e-
21,linecolor=brown):
```

```
> with(plottools):yy:=circle([0,0],3E-15,color=red,thickness=6):
```

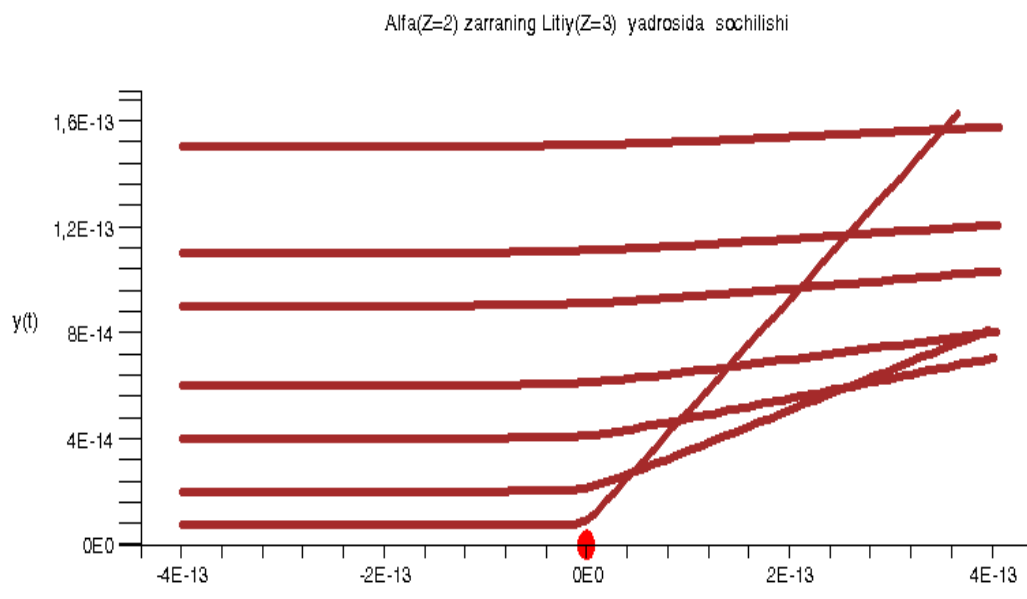
Warning, the name translate has been redefined

```
> ss2:=PLOT(TEXT([1,-0.6e-22],`+`),FONT(HELVETICA,OBLIQUE,8)):
```

```
> with(plots):
```

Warning, the names arrow and changecoords have been redefined

```
> display([ss,yy,ss2], title=`Alfa(Z=2) zarraning Litiy(Z=3) yadrosida
sochilishi`,axes=framed);
```

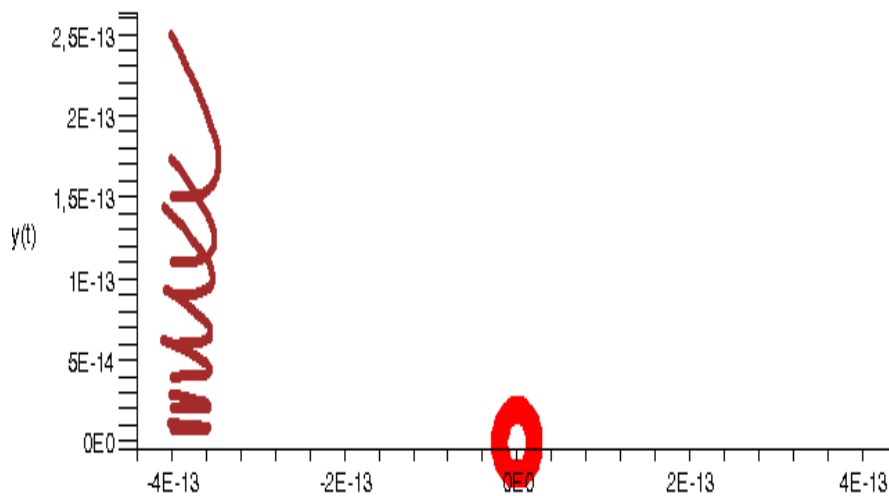


Rasm 16. Alfa(Z=2) zarraning Litiy(Z=3) yadrosida sochilishi

Agarda Oltin ($Z=79$) yadrosini Oltin ($Z=79$) yadrosida sochilishini ko'rsak, manzara butunlay boshqacha bo'ladi.

```
> restart;
> sys:=diff(x(t),`$(t,2))=1/4*q1*q2*x(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2),
diff(y(t),`$(t,2))=1/4*q1*q2*y(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2);
> q1:=79*1.6e-19: q2:=79*1.6e-19: massa:=4*1.67e-27: E0:=8.89e-12: a:=4e-
13: p:=5e-15:
T:=4e5*1.6e-19: V0x:=sqrt(2*T/massa):
> with(DEtools):ss:=DEplot({sys},{y(t),x(t)},t=0..7e-20,[[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*1.5,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*4,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*8,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*12,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*18,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*22,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*30,D(y)(0)=0]],x(t)=-a..a,scene=[x(t),y(t)],stepsize=1e-
21,linecolor=brown):
> with(plottools):yy:=circle([0,0],2E-14,color=red,thickness=9):
> ss2:=PLOT(TEXT([1,-0.6e-22],`+`),FONT(HELVETICA,OBLIQUE,8)):
> with(plots):
> display([ss,yy,ss2], title=`Oltin(Z=79) yadrosini Oltin(Z=79) yadrosida
sochilishi`,axes=framed);
```

Oltin(Z=79) yadrosini Oltin(Z=79) yadrosida sochilishi



Rasm 17. Oltin (Z=79) yadrosini Oltin (Z=79) yadrosida sochilishi

Elektron (Z=-1) zarrasining Oltin (Z=79) yadrosida sochilishida orqaga qaytish kuzatilmaydi.

```
> restart; sys:=diff(x(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*x(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+
y(t)^2)^(3/2),diff(y(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*y(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/
2);
> q1:=-1.6e-19: q2:=79*1.6e-19: massa:=4*1.67e-27: E0:=8.89e-12: a:=4e-13:
p:=5e-15:
T:=4e5.7*1.6e-19: V0x:=sqrt(2*T/massa):
> with(DEtools):ss:=DEplot({sys},{y(t),x(t)},t=0..7e-20,[[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*1.5,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*4,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*8,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*12,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*18,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*22,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*30,D(y)(0)=0]],x(t)=-a..a,scene=[x(t),y(t)],stepsize=1e-
21,linecolor=yellow):
> with(plottools):yy:=circle([0,0],2E-15,color=red,thickness=5):
```

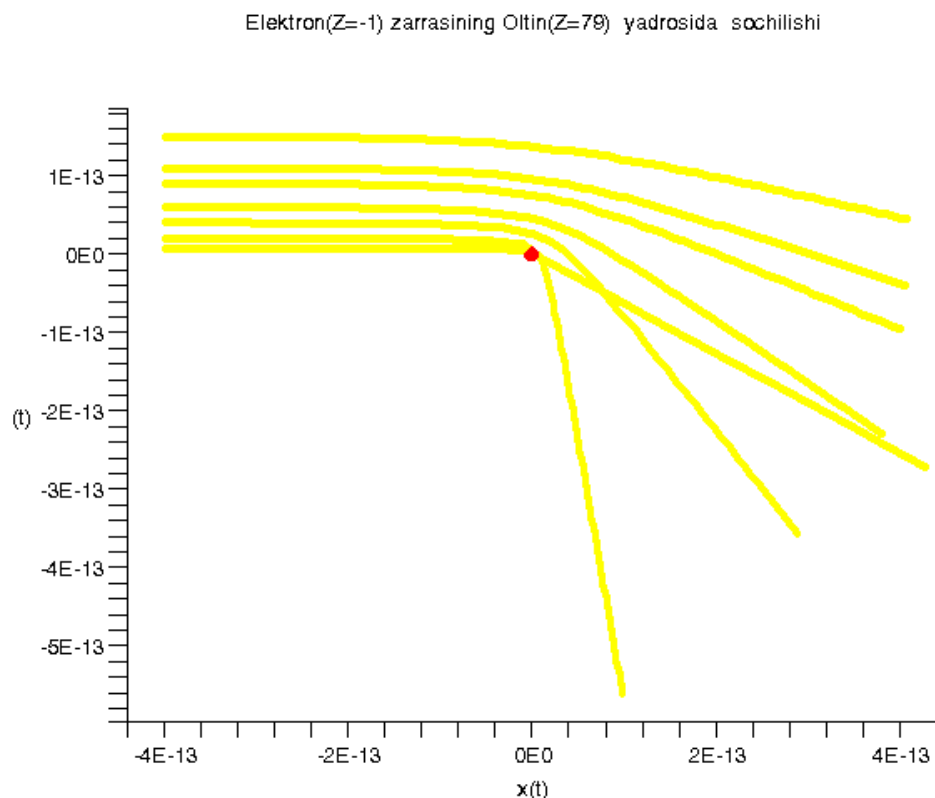
Warning, the name translate has been redefined

```
> ss2:=PLOT(TEXT([1,-0.6e-22],`+`),FONT(HELVETICA,OBLIQUE,8)):
```

```
> with(plots):
```

Warning, the names arrow and changecoords have been redefined

```
> display([ss,yy,ss2], title=`Elektron(Z=-1) zarrasining Oltin(Z=79) yadrosida  
sochilishi`,axes=framed);
```



Rasm 18. Elektron(Z=-1) zarrasining Oltin(Z=79) yadrosida sochilishi

```
> restart;
```

```
> sys:=diff(x(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*x(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2),  
diff(y(t),`$`(t,2))=1/4*q1*q2*y(t)/Pi/E0/massa/(x(t)^2+y(t)^2)^(3/2);
```

```
> q1:=-1.6e-19: q2:=1.6e-19: massa:=4*1.67e-27: E0:=8.89e-12: a:=4e-13:  
p:=5e-15:
```

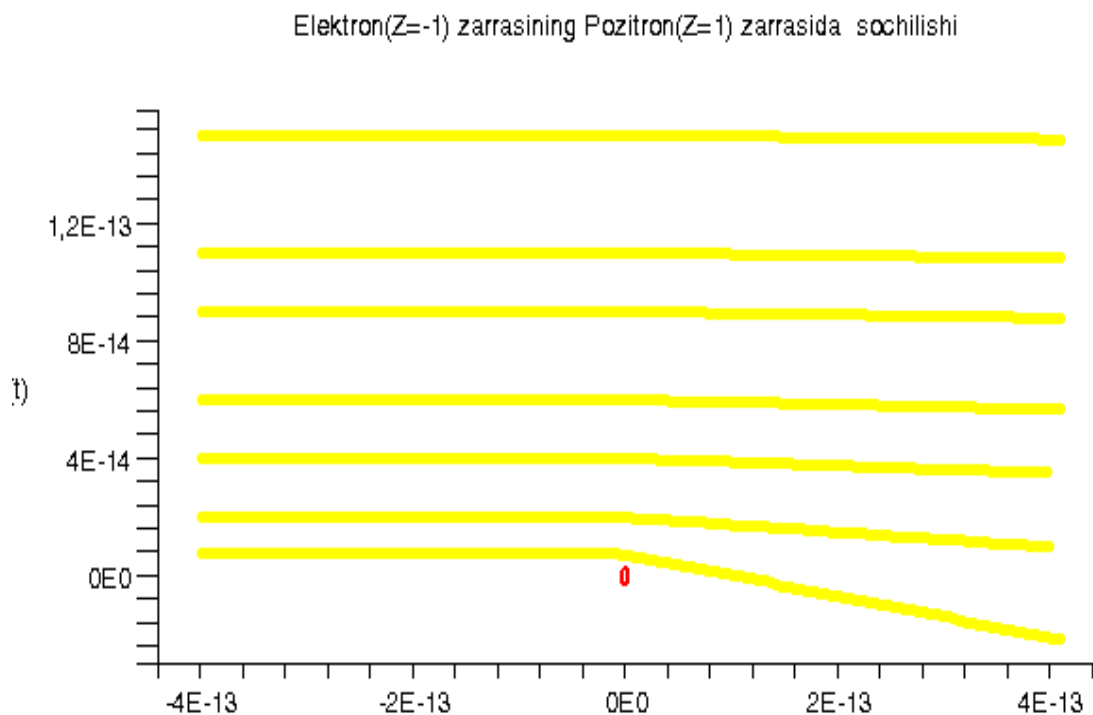
```
T:=4e5.7*1.6e-19: V0x:=sqrt(2*T/massa):
```

```
> with(DEtools):ss:=DEplot({sys},{y(t),x(t)},t=0..7e-20,[[x(0)=-
```

```

a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*1.5,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*4,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*8,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*12,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*18,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*22,D(y)(0)=0],[x(0)=-
a,D(x)(0)=V0x,y(0)=p*30,D(y)(0)=0]],x(t)=-a..a,scene=[x(t),y(t)],stepsize=1e-
21,linecolor=yellow):
> with(plottools):yy:=circle([0,0],3E-15,color=red,thickness=2):
> ss2:=PLOT(TEXT([1,-0.6e-22],`+`),FONT(HELVETICA,OBLIQUE,8)):
> with(plots):
> display([ss,yy,ss2], title=`Elektron(Z=-1) zarrasining Pozitron(Z=1)
zarrasida
sochilishi`,axes=framed);

```



Rasm 19. Elektron(Z=-1) zarrasining Pozitron(Z=1) zarrasida sochilishi

Demak alfa zarralar yadrolar bilan to'qnashiganida yadro zaryadiga bog'liq ravishda sochiladi. Qancha yadro zaryadi katta bo'lsa shuncha teskari yo'nalishga sochilar ekan. Ushbu modelashtirish yordamida noaniq yadrolardagi protonlar sonini aniqlash imkoniyati mavjud bo'ladi. Bunda qimmatbaho tajribaviy uskunalar lozim bo'lmaydi.

XULOSA

1. Koinotning ilk davrlari haqida, Olam modellari, Kosmologiya, masshtab faktor, Xabbl qonuni, kengayuvchi Koinot modellari, shu jumladan qaynoq Koinot modeli, Koinot evolyutsiyasining standart ssenariysi va “Katta portlash” nazariyasi haqida ma’lumotlarga ega bo’ldim.

2. Koinotning ilk davrlaridagi yadro reaksiyalar, yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari, yadro reaksiyalarining kesimi, Koinot ilk davrlaridagi yadrolarning birlamchi sintezlari to’g’risidagi ma’lumotlarni o’rganib chiqdim;

3. Yadro reaksiyalarini kompyuterlarda modellashtirish, nuklonlar va adronlarni tashkil etuvchi kvark va glyuonlar to’g’risidagi ma’lumotlarni o’rganib chiqdim;

4. Fotonning elektronda sochilishi, π - mezon bilan proton to’qnashishini kompyuterda modellashtirib REDUCE dasturida gamma matrisalar shpurlarini hisoblab differensial kesimlari topildi;

5. “Maple” dasturida zarralarni yadrolarda elastik sochilish, yadrolarning elektr zaryadiga bog’liqligi o’rganildi. Jumladan, Rezerfod tajribasi “Maple” dasturida modellashtirib, tenglamalar sistemasi yechimlari topildi va grafiklari chizildi. Ushbu ish www.Ziyonet.uz tarmog’ida chop etilib, yadro fizikasidan laboratoriya ishi sifatida taqdim etildi.

Magistrlik ushbu ishimning natijalari [17,18,19,20,21] ilmiy maqolalar tarzida chop etilgan.

Menga ushbu magistrlik dissertatsiya ishimni bajarishda yaqindan yordam bergan ilmiy raxbarim prof. Ibadov R.M.ga va kafedramizning barcha a’zolariga o’z minnatdorchiligimni bildiraman.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI:

1. Einstein Albert Die Feldgleichungen der Gravitation, Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin: 844-847. (November 25, 1915).
2. Mo'minov T.M., Xoliqulov A.B., Xushmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. – Toshkent, 2009. 288 b.
3. Акоста В., Кован К., Грэм Б. Основы современной физики. – Москва: «Просвещение», 1981. 495 с.
4. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. Москва “Наука”, 1981. 432 с.
5. Бекжонов Р. Эйнштейн ва нисбийлик назарияси. – Тошкент, 1978. 232 б.
6. Бекжонов Р.Б. Атом ядроси ва зарралар физикаси. – Тошкент: «Ўқитувчи», 1995. 576 б.
7. Мурсалимова Г., Рахимов А. Умумий астрономия курси. – Тошкент: «Ўқитувчи», 1976. 224 б.
8. Рахимов А.Ў., Отакулов Б.О. Электродинамика ва нисбийлик назарияси. – Тошкент: «Ўқитувчи», 1986. 2-китоб. 344 б.
9. Такибаев Н.Ж. Эволюция вселенной и происхождение химических элементов. – Алматы, 2005. 46 с.
10. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and Y. Shnir, “New regular solutions with axial symmetry in Einstein-Yang-Mills theory,” Phys. Lett. B 609, 150 (2005) [arXiv:gr-qc/0410091].
11. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and M. Wirsching, “New black hole solutions with axial symmetry in Einstein-Yang-Mills theory,” Phys. Lett. B 627, 180 (2005) [arXiv:gr-qc/0507110].

12. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and M. Leissner, “Gravitating Sphaleron-Antisphaleron Systems,” Phys. Lett. B 663, 136 (2008) [arXiv:0802.3335 [gr-qc]].
13. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and U. Neemann, “Gravitating Dyons with Large Electric Charge,” Phys. Lett. B 659, 421 (2008) [arXiv:0709.0285 [gr-qc]].
14. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and U. Neemann, “New branches of electrically charged Einstein-Yang-Mills-Higgs solutions,” Grav. Cosmol. 14, 28 (2008).
15. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and M. Leissner, “Properties of charged rotating electroweak sphaleron-antisphaleron systems,” Phys. Rev. D 82, 125037 (2010) [arXiv:1010.5158].
16. R. Ibadov, B. Kleihaus, J. Kunz and M. Leissner, “Rotating Electroweak Sphaleron-Antisphaleron Systems,” Phys. Lett. B 686, 298 (2010) [arXiv:1001.3027 [hep-th]].
17. B. Kleihaus, J. Kunz, Ya.Baratova, R. Ibadov, U.Tuxtaev “New solutions of Einstein's gravitational equation with non-abelian matter fields”, NUCLEAR SCIENCE AND ITS APPLICATION, **September 25-28, 2012, SAMARKAND (UZBEKISTAN)**.
18. Baratova Ya. Koinot ilk davrlaridagi yadro reaksiyalarini modellashtirish. Magistrantlarning 2011 yilgi ilmiy tadqiqot ishlari yakunlariga bag'ishlangan XII ilmiy konferensiyasi materiallari. Samarqand, 2012.
19. Baratova Ya.B., Ibadov R.M., To'xtayev U.U., Xudoyberdiyev Sh.M. Mikro va makro olam fizikasining geometriyaga bog'liqligi. “Nanotexnologiya va qayta tiklanadigan energiya manbalari: muammolar va yechimlar” Respublika ilmiy-amaliy anjuman materiallari. Qarshi, 2012. 241-242 b.
20. Ibadov R.M., Baratova Ya. Atom va yadro fizikasi fanlarida zamonaviy axborot texnologiyalaridan foydalanish samaradorligi. “Fan, ta'lim va ishlab

chiqarish integratsiyasini axborot kommunikatsiya texnologiyalari asosida rivojlantirish muammolari” Respublika ilmiy-amaliy anjuman materiallari to’plami. Qarshi, 2012. 32-34 b.

21. Yanglish Baratova va Rustam Ibadov “Rezerford tajribasini kompyuterda modellashtirish”, 145 kb, www.ziyonet.uz
22. Internet saytlar: www.ziyonet.uz