

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

Z.M.BOBUR NOMIDAGI ANDIJON DAVLAT UNVERSITETI

Qo'lyozma huquqida

Dolimova Dilfuza

Faddeev-hann tenglamalarini yechishda beytman usuli

5A440101-“Nazariy fizika”

Magistr
akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA

Ilmiy rahbar:
f-m.f.n., dots. M.Nosirov

Andijon-2012

MUNDARIJA

KIRISH

1-BOB. YADROVIY IKKI JISM MASALASI

1.1. Yadroning asosiy xususiyatlari

1.2. Bog'lanish energiyasi

1.3. Yadro kuchlari

1.4. Yadro modellari

1.5. Termoyadroviy sintez

1.6. "Universal hisoblagich" dasturi

2-BOB. YADROVIY UCH JISM MASALASI UCHUN FADDEEV-HANN TENGLAMALARI

2.1. Beytman usuli

2.2. Masalaning qo'yilishi

2.3. Spin o'zgarivchilarni ajratish

2.4. Burchaklarni ajratish

2.5. Faddeev-Hann tenglamarini bir o'lchovli ko'rinishga keltirish

2.6. Asosiy natijalar

3-BOB. μ -MOLEKULYAR VODOROD IZOTOPLARI UCHUN FADDEEV-HANN TENGLAMALARI

3.1. Vodorodsimon atomlarning Shturm funksiyalari

3.2. Zaryadli zarralar uchun Faddeev-Hann tenglamalari

3.3. Energetik sathlar

3.4. Asosiy natijalar

XULOSA

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YHATI

KIRISH

O'zbekiston Respublikasining «Kadrlar tayyorlash Milliy dasturi»da ilg'or pedagogik texnologiyalarni yaratish va o'zlashtirish yuzasidan maqsadli innovatsiya loyihalarini shakllantirishni amalga oshirish uchun tajribalar orqali ilmiy tadqiqotlar natijalarini ta'lim – tarbiya jarayoniga o'z vaqtida joriy etish mexanizmini ro'yobga chiqarish, zamonaviy axborot texnologiyalari, kompyuterlashtirish va kompyuterlar tarmoqlari negizida ta'lim jarayonini axborot bilan ta'minlashni rivojlantirishi belgilab qo'yilgan.

Bu muammoning yechimini topish, axborot texnologiyalarini ta'lim tizimida qo'llashdek muhim masalani keltirib chiqaradi. Bugungi kunda yangi axborot texnologiyalarini keng ko'lamda joriy etmay turib, ta'lim tizimini takomillashtirib bo'lmaydi.

Yadro fizikasi eng yosh fanlardan hisoblanib, atom yadrosining tuzilishi, xususiyatlari va yadroda sodir bo'ladigan jarayonlarni o'rganadi. XX asrgacha atom yadrosi haqida hech narsa ma'lum bo'lmasdan, atom moddaning kichik bo'linmas zarrachasi deb hisoblanar edi.

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

1900 yilda M.Kyuri, E.Rezerford, F.Soddilar radioaktiv na'munalardan chiquvchi α -ikki marta ionlashgan geliy atomi, β -tez elektron, γ -esa qisqa elektromagnit to'lqin ekanligini aniqladilar. Shuning uchun, radioaktivlikni atom va molekulalarda sodir bo'ladigan jarayonlar deb tushuntirib bo'lmaydi, balki u yangi bir soha – yadro fizikasi bilan bog'liqdir.

J.J.Tomson 1897 yil 29 aprelda elektronni kashf etdi. 1904 yil esa u o'zining atom modelini tavsiya etdi, bunga ko'ra atom o'lchami 10^{-8} sm bo'lgan musbat va manfiy zaryadlarga aralash neytral shar deb, atom nurlanishini kvazielastik kuchlarga ko'ra tebranishi tufayli deb qaradi. Atomdagi musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanishi xarakterini o'rganish maqsadida E.Rezerford va uning xodimlari α -zarrachalarning moddalarda sochilishini o'rgandilar. Tajriba natijasida α -zarralar o'zining dastlabki yo'nalishini turli burchaklar ostida o'zgartirgan. Ba'zilar juda katta (deyarli 180° gacha) burchakka sochilgan. Olingan natijalarga asoslanib Rezerford atom ichida juda kichik hajmga to'plangan va katta massaga tegishli kuchli musbat elektr maydon (yadro) mavjud bo'lgandagina α -zarralar shunday katta burchakka sochilishi mumkin, degan xulosaga keladi va 1911 yili o'zining planetar modelini yaratdi. Bu modelga ko'ra

elektronlar yadro atrofida joylashadi. Elektronlar soni esa shundayki, ularning yig'indi manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadini neytrallab turadi. Atomning bunday yadroviy modeliga ko'ra uning deyarli butun massa kattaligi taxminan 10^{-13} sm ga teng bo'lgan atomning markazi - yadrosida to'plangan.

Rezerford α -zarralar sochilishini atom markaziy yadro va α -zarraning zaryadini nuqtaviy deb, ular orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni Kulon qonuniga bo'ysunadi deb hisobladi, energiya va harakat miqdori momentining saqlanish qonuniga ko'ra sochilish formulani yaratdi. Rezerford taklif etgan atomning planetar modeli atomning barqarorligini, spektrning diskretligini tushuntira olmaydi. Chunki, atom qobig'ida elektron yadro atrofida aylanib turar ekan, zaryadli zarra elektrodinamika qonunlariga ko'ra o'z energiyalarini nurlab borishli va nihoyat elektron yadroga qulab tushishligi kerak edi.

Yuzaga kelgan qarama-qarshiliklarni bartaraf qilish uchun Daniyalik olim N.Bor 1913 yilda o'zining yangi, atomda bo'ladigan jarayonlarning kvant nazariyasini taklif qildi. U atomda Plank doimiysiga h ga karrali bo'lgan aniq harakat miqdori momentiga ega bo'lgan statsionar elektron qobiqlarning mavjudligini postulat ko'rinishida bayon qildi. Borning bu tushunchalarini inobatga olib, qilgan oddiy hisoblashlari unga nazariy yo'l bilan spektral qonuniyatlar va Ridberg doimiysini hisoblashga imkon berdi. Yadroning umumiy og'irlik markazi atrofida aylanishi hisobga olindi, Aylanma qobiqlar ularning tekislikdagi aniq holatini ifodalovchi elliptik qobiqlar bilan almashtirilib, nazariya yanada boyitildi. Bularning hammasi optik spektrlarni tushunishga olib keldi. Xususan, Zeeman effektini tushuntirishga imkon tug'ildi. O'zining mashhur postulatlarini berib, Bor g'oyatda muhim qadam tashladi. U odatdagi klassik tasavvurlardan voz kechdi va bu ish atom jarayonlarini to'g'ri tushuntirishga olib keldi. N.Bor o'z postulatlarini bilan atom yadrosidagi jarayonlarni klassik tasavvurlashdan kvant tasavvurlashga asos soldi.

Shunday qilib, shu vaqtdan klassik fizika qonunlaridan kvant fizikasiga o'tish davri boshlandi. 1926 yili Geyzenberg va Shredingerlar mikroduyo jarayonlarini kvant mexanikasi qonunlariga ko'ra tushuntira boshladilar. Kvant mexanikasiga ko'ra, zarralar harakatini o'rganishda ularning harakat treaktoriyasini, bir vaqtda turgan joyi va tezliklarini aniq bilish mumkin emas.

Geyzenberg noaniqlik prinsipini, Shredinger kvant fizikasiga ko'ra to'lqin funksiyalarini ishlab chiqdi. 1919 yil Aston mass-spektrograf yaratdi va bu esa atom massalarini aniq o'lchash imkoniyatini berdi va massalari har xil bo'lgan izotoplar aniqlandi. Rezerford birinchi marotaba

alfa-zarralar bilan azot yadrosini bombardimon qilib, yadro reaksiyasini amalga oshirdi. Bu hodisa insoniyatning tabiat kuchlari ustidan erishilgan dastlabki g'alabasi edi. Reaksiyada vujudga kelgan vodorod atomining yadrosi barcha yadrolar tarkibiga kiruvchi elementar zarra ekanligi aniqlandi va proton deb nom berildi. Proton birinchi degan (yadro tarkibiga kiruvchi birinchi zarra) ma'noni anglatadi. Proton kashf etilgandan so'ng yadroning proton-elektron modeli yaratildi, lekin bu model yadro momentlarini tushuntira olmadi.

Yadroning ichki sirlarini o'rganish uchun yuqori energiyali tezlatgichlar qurila boshlandi. Shu maqsadda Van-de-Graf, E.Lourenslar tomonidan elektrostatik generator - siklotron yaratildi. 1932 yilda D.Chedvik (1891-1974) massasi proton massasiga yaqin neytral zarra - neytronni kashf etdi. Neytron kashf etilgach, D.D.Ivanenko, Geyzenberglar atom yadrosining proton-neutron modelini tavsiya etdilar. Bu modelga ko'ra, atom yadrolari proton va neytronlardan tashkil topgan deb qaraldi. Hozirgi kungacha ham shunday tasavvur saqlanib kelmoqda.

D.Kokroft, E.Uoltonlar sun'iy tezlashtirilgan protonlar bilan birinchi yadro reaksiyasini amalga oshirdilar. K.Anderson kosmik nurlar tarkibida pozitron (e^+) ni kashf etdi. Kosmik nurlar va yadro nurlanishlarini o'rganish uchun Vilson kamerasi va fotoemulsiya usullari yaratildi.

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

1934 yilda I.Kyuri va F.Jolio-Kyurilar sun'iy radioaktivlik hodisasini, E.Fermi β -emirilish nazariyasini yaratdi. 1937 yil K.Anderson, S.Nedermeyerlar kosmik nurlar tarkibida μ -mezon zarralarini topdilar. Bu vaqtga kelib, ko'plab elementar zarralar va bu zarralarning bir-birlariga o'tishlari o'rganila boshlandi.

1939-1945 yillarda og'ir yadrolarning neytronlar ta'sirida bo'linishi, bu bilan katta energiya ajralishi aniqlandi, ya'ni yadro zanjir reaksiyalari amalga oshirildi. Yadro bo'linish nazariyasini 1939 yil Ya.I.Frenkel, N.Bor va J.Uylerlar tomchi modeliga asosan ishlab chiqdilar. E.Fermi boshchiligida AQShda 1942 yil 2 dekabrda atom reaktori ishga tushirildi.

1944-1945 yillarda V.I.Veksler, E.Mak-Millan zaryadli zarra tezlatgichlariga avtofazirovka prinsipini ishlab chiqdilar. Bu esa o'z navbatida tezlatgichlar energiyasini bir necha tartib oshirish imkoniyatini berdi. 1946 yildan boshlab ko'plab (betatron, sinxrotron,

sinxrofazatron, chiziqli rezonans) tezlatgichlar qurila boshlandi. Tezlatgichlar yaratilishi ko'plab elementar zarralar (mezonlar, adronlar, giperonlar, rezonans zarralari) ochilishiga va ularning xususiyatlarini o'rganish, bundan tashqari, turli yadro reaksiyalarini o'tkazish imkoniyatini berdi. Bu davrga kelib ko'plab yadro modellari yaratildi. 1945 yil 27 iyunida sobiq ittifoqda birinchi atom elektrostansiyasi (AES) ishga tushirildi. Bu bilan yadro energiyasidan tinchlik maqsadida foydalanish davrini boshlab berdi, hozirgi vaqtda yuzlab AESlar ishlab turibdi.

Keyingi paytda μ -katalizli termoyadro sintezi muammolari tufayli kvantomexanik uch jism masalasi olimlarni o'ziga jalb qilmoqda. Faddeevning ishlaridan so'ng kam sonli sistemalarni sifat va son jihatdan tavsiflashda bir muncha yutuqlarga erishildi. Uning ishlarida birinchi marta uch jisimli kvantomexanik sistemani tavsiflash uchun matematik nuqtai nazardan korrekt tenglamalar tuzildi. Keyin bu tenglamalar Yakubovskiy tomonidan ixtiyoriy sondagi sistemalar uchun umumlashtirildi. Keyinroq esa uch va undan ortiq zarrali sistemalar uchun Faddeev tenglamalarining turli modifikatsiyalari yaratildi.

Faddeev-Yakubovskiy tenglamalari to'lqin funksiyaning komponentalari uchun shakllantirilganligi va fizik asimptotalarga ega bo'lganligi uchun uch jismning yuqori va quyi energiyali sochilish hamda bog'langan holatlarini tavsiflashda Shredinger tenglamasiga nisbatan ancha samarali hisoblanadi.

Quyi energiyalarda uchinchi kanal berk bo'lganda Faddeev tenglamalarini to'lqin funksiyaning uch emas, ikkita komponentasi uchun yozish mumkin. Bu usulda hosil qilingan Faddeev tenglamalari Shredinger tenglamasiga ekvivalent va Faddeev-Xann tenglamalari deyiladi.

Ilgari Faddeev-Xann tenglamalari Kulon o'zaro ta'sirga ega bo'lgan turli kam sonli sistemalarni tavsiflash uchun ishlatilgan. Jumladan, bu tenglamalar asosida (eN) –sochilish, (pN) –sochilish, $dd\mu$, $dt\mu$, $tt\mu$ kabi sistemalarning sochilish va bog'langan holat masalalarini yechishda samarali qo'llanilgan[].

Faddeev-Xann tenglamalarini yechish uchun odatda kanallarning kuchli bog'i metodi qo'llaniladi, bu metodda to'lqin funksiyaning komponentalari sistema ichidagi ikki jismlarning xususiy funksiyalari bo'yicha qatorga yoyiladi. Bu metod Faddeyev tenglamalarini yechishda Shredinger tenglamasiga nisbatan samaraliroq ekanligi isbotlangan. Lekin, bunda nishonning uzluksiz spektri hisobga olinmaydi.

Shuning uchun bu ishda Shturm funksiyalari metodidan foydalanish tavsiya etiladi. Bu metodda Faddeev-Xann tenglamalarini yechish uchun xususiy funksiyalar o'rniga Shturm funksiyalari ishlatiladi.

Ishning maqsadi Faddeev-Xann tenglamalari asosida uchta zaryadli zarralar va uchta nuklonlarning bog'langan holatlarini tavsiflash, Faddeev-Xann tenglamalarini Shturm funksiyalari metodi yordamida yechish, μ -molekulyar vodorod atomlari izotoplari hamda uchta nuklonlarning xossalari tadqiq etish.

Ilmiy yangiligi. Ishda birinchi marta Faddeev-Xann tenglamalari uchta zaryadli zarralar va uchta nuklonlar harakatini tavsiflash uchun qo'llanildi. Faddeev-Xann tenglamalarini Shturm funksiyalari metodi yordamida yechish ishlab chiqildi. Yaratilgan metod μ -molekulyar vodorod atomlari izotoplarining energetik spektrlari hamda uchta nuklonning bog'langan holatlarini tavsiflash uchun tadbiq etildi. To'la moment nolga teng bo'lganda to'lqin funksiyalar uchun yarim analitik ifodalar olindi.

Ilmiy va amaliy ahamiyati. Uchta zaryadli zarralar va uchta nuklonning bog'langan holatlari va qayta taqsimlanuvchi reaksiyalarini tavsiflash uchun sodda usul tavsiya etildi. Tavsiya etilgan usul keng tarmoqli va universal ekanligi ko'rsatildi. Bu yerda olingan to'lqin funksiyalarning yarim analitik ifodalari sistemalarning boshqa xarakteristikalarini aniqlash uchun foydalanilishi mumkin.

Dissertatsiya aprobatsiyasi. Dissertatsiyada olingan natijalar va keltirilgan ma'lumotlar bo'yicha xalqaro va markaziy ilmiy amaliy anjumanlarda, seminarlarda ma'ruzalar qilingan hamda xalqaro va markaziy jurnallarda, ADU xabarnomasida maqolalar chop ettirilgan [].

Ishning xajmi. Dissertatsiya kirish, uchta bob, xulosa, adabiyotlar ro'yxati va ilovalardan tashkil topgan. Dissertatsiya 90 betda rasmiylashtirilgan bo'lib, 15 ta rasm va 10 ta jadvallardan tashkil topgan. Adabiyotlar ro'yxati 37 ta nomdan iborat.

ISHNING MAZMUNI

Kirish. Kam sonli sistemalarning o'ziga xos jixatlari ko'rib chiqilgan. Mavzuning dolzarbliligi asoslangan, ishning maqsadi shakllantirilgan va dissertatsiyaning tuzilishi qisqacha bayon qilingan.

1-bob. Atom yadrosining kashf etilishi, tuzilishi, umumiy xossalari ko'rib chiqilgan. Termoyadro sintezi reaksiyalarining o'ziga xos hususiyatlari bayon qilingan. Fizika masalalarini

kompyuterda yechish uchun yaratilgan “Universal hisoblagich” dasturining ko’rinishi, imkoniyatlari va u bilan ishlash usullari keltirilgan.

2-bob. Asosiy tenglamalar shakllantirilgan va ularni yechish usullari ishlab chiqilgan. Shturm funksiyalari metodining turli ko’rinishlari tavsiflangan. Faddeev-Xann tenglamalarining yadroviy uch jism masalasi uchun yaroqliligi tadqiq qilingan. To’g’ri burchakli o’ra, Yukava va eksponentsial ko’rinishdagi markaziy potentsiallar uchun Shturm funksiyalari qurilgan. Faddeev-Xann tenglamalari yadroviy uch jism masalasi uchun qayta yozilib, uchta nuklonning bog’langan holati va sochilish masalalari ko’rib chiqilgan. Hisob kitob natijalari keltirilgan.

3-bob. Faddeev-Xann tenglamalari asosida uchta zaryadlangan zarrali sistemalar tadqiq qilingan. Uch jism masalasini yechish uchun vodorodsimon atomlarning Shturm funksiyalari qurilgan. μ -moyekulyar vodorod atomi izotoplari misolida Faddeev-Xann tenglamalari uchta zaryadlangan zarralar sistemasining bog’langan holatini tavsiflash uchun ishlatilgan. μ -moyekulyar sistemalarning to’lqin funksiyalari uchun yarim analitik ifodalar olingan. Hisob kitob natijalari keltirilgan.

HIMOYAGA QO’YILAYOTGAN ASOSIY NATIJALAR

1. Faddeev-Xann tenglamalari asosida uchta zaryadlangan zarrali sistemalar tadqiq qilish uchun nisbatan sodda usul ishlab chiqildi.
2. Faddeev-Xann tenglamalari yadroviy uch jism masalasi uchun qayta yozilib, uchta nuklonning bog’langan holati va sochilish masalalari ko’rib chiqildi.
3. Faddeev-Xann tenglamalarini yechish uchun yangi usul ishlab chiqildi.
4. μ -moyekulyar vodorod atomi izotoplarining energetik spektrlari hisoblandi.
5. μ -moyekulyar sistemalarning to’lqin funksiyalari uchun yarim analitik ifodalar olindi.
6. Faddeev-Xann tenglamalari asosida μ -molekulyar sistemalarning bog’langan holatlarini bitta Shturm funksiyasi bilan tavsiflash uchun eng maqul z ning qiymati aniqlandi.
7. Tritiyning bog’lanish energiyasi hisoblandi va uning effektiv radiusga bog’liqligi o’rganildi.
8. Kulon va yadroviy uch jism masalasi uchun Faddeev-Xann tenglamalarini yechishda Shturm funksiyalari metodining yaqinlashishi tadqiq qilindi.

1-BOB. YADROVIY IKKI JISM MASALASI

1.1. Yadroning asosiy xususiyatlari

Atom yadrosi ikki xil zarra – proton va neytronlardan iboratdir. Proton massasi taxminan (m_p), neytron massasi (m_n) ga teng, elektron massasi (m_e) dan ~2000 marta katta:

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

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

Proton musbat zaryadli, zaryad miqdori elektron zaryadiga teng, ammo ishorasi qarama-qarshi. Neytron zaryadsiz neytral zarra. Proton va neytronlar xususiy momentga, ya'ni $S=1/2$ spinga ega. Shuning uchun ular Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadilar.

Atom fizikasidan ma'lumki, zaryad va massaga ega bo'lgan elektron mexanik momentga ega bo'lish bilan birga magnit momentga ham ega bo'lish kerak.

$$\mu_p = \frac{eh}{2m_e c} = 9,27 * 10^{-21} \text{ erg / gs} \quad (\text{Bor magnetoni})$$

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

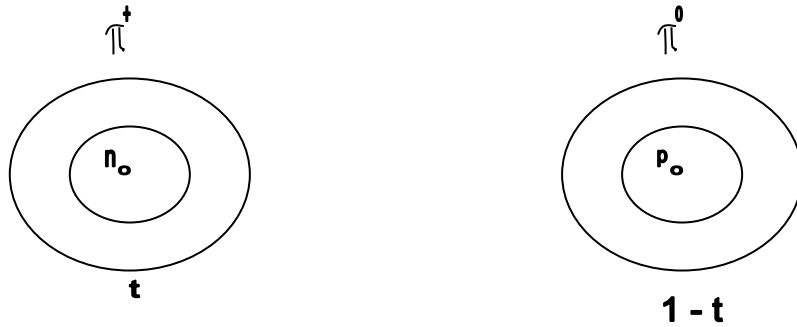
$$\mu_B = \frac{eh}{2m_p c} = 5,05 * 10^{-24} \text{ erg / gs}$$

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

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

Lekin proton magnit momenti kutilgan qiymatdan ($1\mu_{yam}$) dan katta $2,79 \mu_{yam}$ ekanligini ko'rsatadi. Neytron ham neytral zarra bo'lishiga qaramasdan, magnit momentga ega ekan. Neytronning magnit momenti $\mu_n = -1,91 \mu_{yam}$. Magnit momentining ishorasi manfiyligi spin yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini bildiradi. Proton va neytronlarning magnit momentlarining boshqacha bo'lishligi bu zarralarning murakkab tuzilishga ega ekanligini ko'rsatadi.

Proton va neytronlarning magnit momentlarini proton va neytronlar markazlarida yalong'och proton (neytron) va atrofida mezon buluti bor, bular bir-birlariga uzviy almashinib turadilar degan faraz bor. Masalan, proton magnit momentini tushuntirish uchun: markazida yalong'och neytron n_0 atrofida π^+ -mezon holatida t vaqt tursa, $(1-t)$ vaqtda markazida yalong'och proton p_0 atrofida π^0 -mezon halotida (1.1-rasm) bo'lsin, u holda o'rtacha magnit momenti



1.1-rasm

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

Bunda yalong'och proton p_0 magnit momenti $\mu_p = 1 \mu_{yam}$, π^+ - mezon massasi proton massasidan 6,6 marta kichik bo'lgani uchun magnit momenti $6,6\mu_{yam}$ teng. n_0 , π^0 -mezonlar magnit momentlari nolga teng. (1.1) formuladan ko'rinib turibdiki, protonning o'rtacha magnit momenti yadro magnetonidan katta. Xuddi shuningdek, neytron magnit momentini ham t vaqt ichida yalong'och n_0 va π^0 -mezon buluti va $(1-t)$ vaqtda yalong'och p_0 va π^- - mezon bulutidan iborat deb qarash mumkin.(1.2-rasm.)

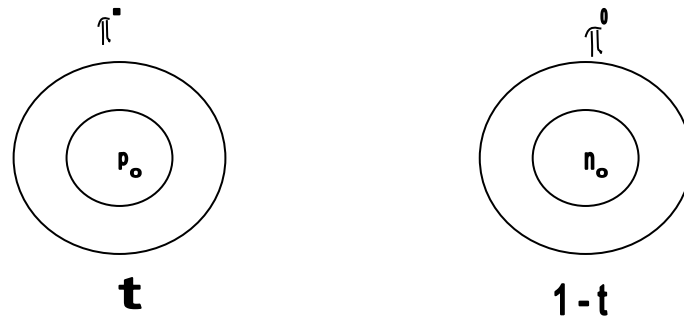
Neytronning o'rtacha magnit momenti

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

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

Erkin holatda p-barqaror, n-esa radioaktiv bo'lib ~ 12 minutdan keyin $n \rightarrow p + \beta^- + \nu$ ga yemiriladi. Yadro ichida neytron va protonlar bir-birlariga aylanib turadilar. Proton va neytronlar

spinlari teng, massalari ham deyarli teng, bir-birlariga uzviy almashinib turadi, yadro kuchlari ham bir xil zarralar hisoblanadi, bir so'z bilan ular nuklon deb ataladi. Nuklonlar uchun yadro kuchlari bir xil bo'lgan faqat elektromagnit maydonga nisbatan ikkita erkinlik darajasiga ega bo'lgan aynan bir xil (zaryadli proton, zaryadsiz neytron) zarralardir. Yadro kuchlari ta'sirida proton va neytronlar birikib turli yadrolarni hosil qiladilar.



1.2-rasm

Atom yadrosi turg'un (barqaror), yoki radioaktiv bo'lishi mumkin. Bu yadrolar massa soni A , elektr zaryadi Z , massasi M , E_b - to'la bog'lanish energiyasi massasiga bog'liq, radiusi (o'lchami) R , spini I , magnit momenti μ , elektr kvadrupol momenti Q , izotopik spini T va shu yadroning to'lqin funksiyasiga xos bo'lgan juftligi P bilan xarakterlanadi. Radioaktiv yadrolar yana yemirilish turi, yarim yemirilish davri, yemirilish natijasida hosil bo'lgan α , β , γ nurlarning energiyasi bilan ham xarakterlanadi.

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

Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi. Atom yadrosi proton va neytrondan tashkil topganligi aniqlangan, protonlar soni Z va neytronlar soni N birgalikda massa soni A deb atala boshlandi. $A = Z + N$. Barcha yadroviy reaksiyalarda massa soni saqlanadi. Bu nuklonlar yoki barion soni saqlanishi deb ham ataladi.

Masalan: ${}^A_Z X$ - X - ximiyaviy belgisi, A - atom massa soni, Z - yadro zaryadi.
 ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ - Geliyning massa soni 4, zaryadi 2, neytronlar soni 2 ga, kislorodning massa soni 16, zaryadi 8, neytronlar soni 8 ga va uranning massa soni 235, zaryadi 92, neytronlar soni 143 ga teng. Massa soni, massa atom birligida hisoblangan yadro massasidan ~1% largacha farq qilishi mumkin. Atom yadrosining yana muhim xususiyati zaryaddir. Yadro zaryadi yadroni tashkil etgan zarralar zaryadlari yig'indisiga teng bo'lishi kerak.

Yadro proton va neytronlardan iborat ekan, neytron zaryadsiz – neytral zarra. U holda yadro zaryadi protonlar zaryadlari yig'indisiga teng bo'ladi. Proton zaryadi musbat miqdor jihatdan elektron zaryadiga teng: $e=1,6\cdot 10^{-19}$ Kl. Shunday qilib, tartib nomeri Z bo'lgan biror element atomining yadrosi Z_e zaryadga ega.

M: ${}^1_1\text{H}$ - vodorod yadrosi uchun $Z=1$ zaryad miqdori $+e$,

${}^4_2\text{He}$ - geliy yadrosi uchun $Z=2$ zaryad miqdori $+2e$,

${}^{16}_8\text{O}$ - kislorod yadrosi uchun $Z=8$ zaryad miqdori $+8e$,

${}^{235}_{92}\text{U}$ - uran yadrosi uchun $Z=92$ zaryad miqdori $+92e$ ga teng.

Yadro zaryadi yadrodagi protonlar sonini xarakterlaydi, lekin yadroda zaryad taqsimotini anglatmaydi. Yadro zaryadi yadrodagi protonlar soniga yoki Mendeleevning elementlar davriy sistemasidagi elementning tartib raqamiga teng.

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

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

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

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

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

N_α –zarralarning dastlabki soni,

n – muhitning hajm birligidagi yadrolar soni

d – muhit qalinligi.

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

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

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

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

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

1m.a.b.ga mos keluvchi energiya

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

Yadro fizikasida massa va energiya eV (elektronvolt)larda o'lchaniladi.

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

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

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

1 keV = 10^3 eV, 1 MeV = 10^6 eV, 1 GeV = 10^9 eV, 1 TeV = 10^{12} eV mavjud.

Nisbiylik nazariyasiga asosan massa bilan tezlik orasidagi bog'lanish

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

Bu yerda m va m_0 - g tezlik bilan harakat qilayotgan va tinch holatdagi jismlar massasi.

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

$$E = m_0 c^2 + T \quad (1.5)$$

bo'ladi, bunda $m_0 c^2$ jismning tinch holatdagi energiyasi, T -uning kinetik energiyasi.

Ikkinchi tomondan

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} \quad \text{bo'lgani uchun harakatdagi jismning kinetik}$$

energiyasi

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

Yadro fizikasida shuningdek quyidagi formula ham ishlatiladi.

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

Bu formulada $p = m\mathcal{G} = \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$ m -massali jismning relyativistik impulsidir, uni $E=mc^2$ dan keltirib chiqarish mumkin.

Haqiqatan

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

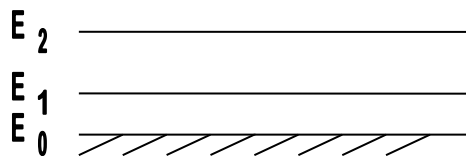
Relyativistik holat uchun kinetik energiya T va impulsi p orasidagi bog'lanishni (1.5), (1.7) formulalarga ko'ra keltirib chiqarish mumkin

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

kvadratga ko'tarsak

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

Atom yadrosi nuklonlardan iborat murakkab sistema bo'lgani uchun uning energiyasi nuklonlar ichki harakat energiyasi bilan belgilanadi. Nuklonlar ichki harakat energiyasi qancha katta bo'lsa, tinch holat massasi $m_0 = E/c^2$ shuncha katta bo'ladi. Yadro tashqaridan energiya qabul qilsa, energiyasi oshadi, yadro diskret uyg'ongan E_1, E_2, \dots , holatlarga o'tadi, mos ravishda massasi ham $\Delta m = E_1/c^2$ ga oshadi. (1.3-rasm).



1.3-rasm

1.3- rasmda energiya (0) yadro asosiy holati, E_1, E_2 lar uyg'ongan holat energiyalari. Har bir yadro o'ziga xos uyg'onish energiyalariga ega bo'ladi, yadroning uyg'onish energiyasi qanday yo'l bilan uyg'onishiga bog'liq emas. Barcha yadro jarayonlarida energiya saqlanishi ro'y beradi.

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

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

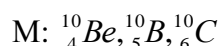
Atom yadrolari massasini boshqa usullarda ham yuqori aniqlikda o'lchash mumkin. Masalan, yadroviy reaksiyalar, radioaktiv yemirilishlarda energiya balansini tahlil qilish va radiospektroskopik, mikroto'lqin va boshqa usullar.

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

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

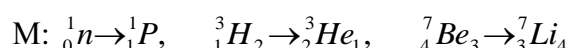
Masalan, ${}^{16}_8O, {}^{17}_8O, {}^{18}_8O$, protonlar soni bir xil, neytronlar soni turlicha, elementlar davriy sistemasida bir joyda joylashadi. Izotoplar bir xil ximiyaviy va optik xususiyatlarga egadirlar. Lekin fizik xususiyatlari massa soni, toq-juftliklari va hokazolar turlichadir.

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

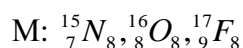


Izobarlar ximiyaviy xususiyatlari turlicha, fizik xususiyatlari, nuklon soni bir xil bo'ladi. Lekin bir xil A -bo'lganda ham izobar yadrolar massalari birmuncha farq qiladilar.

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



Ko'zguli yadrolardan biri radioaktiv bo'ladi. Har qanday o'zgarishlardan so'ng ular bir-biriga o'tadilar. Bu yadro xususiyatlari bir-biriga ancha yaqin. Ko'zguli yadrolar, yadro kuchlar tabiatini va yadro kuchlariga elektromagnit maydonining hissasini aniqlashda keng qo'llaniladi. Neytronlari bir xil bo'lgan yadrolarga *izotonlar* deb ataladi.



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

Yadro o'lchami (radiusi) $R \sim 10^{-15}$ m bo'lib, atom radiusidan 10^5 marotaba kichikdir. Yadro o'lchamini tajribada aniqlashning ko'pgina usullari bor. Masalan, elektron va neytronlarning atom yadrosidan sochilishiga ko'ra, undan tashqari yadro radiusini «ko'zgu» yadrolarga, protonlarning elektrostatik ta'sir energiyasini o'rganish, μ -mezonlar rentgen nurlanishni o'rganish va alfa radioaktiv yadrolarning yemirilish qonunini o'rganish yo'li bilan ham aniqlash mumkin. Yuqorida sanab o'tilgan usullar yadroviy kuchning o'zaro ta'sir sohasini yoki elektromagnit o'zaro ta'sir sohasini aniqlashga asoslangan. Turli usullar yadro taxminan shar shaklida ekanligi va aniq chegaraga ega ekanligini hamda radiusi massa soniga bog'liq ravishda oshib borishligini ko'rsatadi.

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

Bu yerda R_0 – doimiy kattalik bo'lib, uning qiymati yadro radiusini aniqlash usuliga bog'liq ravishda (1,2÷1,4) F. (1 Fermi= 10^{-13} sm). Tez neytronlarning sochilishiga oid tajribalardan $R_0=1,4F$, α - parchalanish natijalarini $R_0=1,3$ F, zaryadli zarralar ta'sirida bo'ladigan yadro reaksiyalari natijalarga ko'ra $R_0=1,6$ F.

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

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

Yadro zichligi hajm birligidagi nuklonlar massasi m_N

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

Nuklonlar orasidagi masofa

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

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

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

1.2. Bog'lanish energiyasi

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

Bog'lanish energiyasi – nuklonlarga kinetik energiya bermasdan nuklonlar orasidagi bog'lanishni (o'zaro aloqani) uzish uchun kerak bo'lgan energiyaga aytiladi. Bu energiyani yadrodagi nuklonlarning o'zaro ta'sir (yadro kuchlar) qonuniyati hozircha noma'lum bo'lsa ham, energiyaning saqlanish qonuni va nisbiylik nazariyasining massa bilan energiyani bog'laydigan $E=mc^2$ ifodasidan topish mumkin.

Agar yadroning massasi $m(N,Z)$ ni uni tashkil qilgan nuklonlar massa soniga to'g'ri keluvchi massalari yig'indisi $[Zm_p + Nm_n]$ ga solishtirsak, birinchi massa ikkinchisidan bir oz kichik, farq Δm ekanligini ko'ramiz. Bu massalarning farqi massa defekti deb ataladi.

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

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

Massa defekti nuklonlarning jipslashib, yadro hosil qilish natijasida ajralib chiqqan E bog'lanish energiyasining kattaligini ifodalaydi.

$$E_{\text{bog'}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)]c^2 \quad (1.9)$$

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

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

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

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

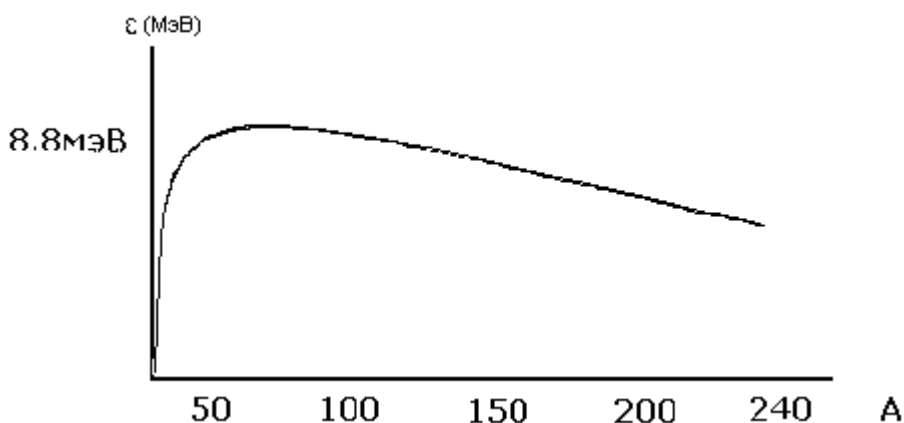
Yadro bog'lanish energiyasining bitta nuklonga to'g'ri keluvchi qiymati solishtirma bog'lanish energiyasi deb ataladi

$$\varepsilon = \frac{E_{bog'}}{A} \quad (1.10)$$

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

$$f = \frac{\Delta m}{A} \quad (1.11)$$

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



1. 4-rasm

Solishtirma bog'lanish energiyasi juda yengil elementlardan tashqari barcha elementlar uchun taxminan bir xildir. Massa soni $A > 11$ bo'lgan yadrolarda o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 7,4 dan 8,8 MeVgacha. Eng katta qiymat (~8,8 MeV) massa sonlari $A=60$ (temir va nikel)ga yaqin sohasiga to'g'ri keladi. Argon 40 dan qalay 120 gacha bo'lgan oraliqda $E=8,6$ MeV deyarli o'zgarmaydi. Og'ir elementlar tomon borgan sari egrilikning maksimumdan pasayishi ancha sekin sodir bo'ladi. Nihoyat, eng og'ir yadrolarda bir nuklonga to'g'ri keladigan o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi taxminan 7,5 MeV ni tashkil etadi. Ancha yengil elementlar tomon pasayishi A ning kamayib borishi bilan tezroq sodir bo'ladi. Solishtirma

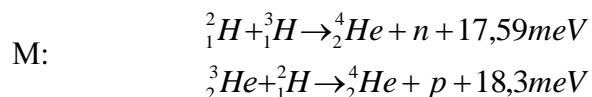
bog'lanish energiyasi yadrodagi nuklonlarning proton va neytronlarning toq yoki juftligiga bog'liq ekan. Odatda juft-juft yadrolarning bog'lanish energiyasi toq-toq yadrolarning $E_{\text{bog'}}$ energiyasidan sezilarli katta bo'ladi. Juft-toq yoki toq-juft yadrolarning $E_{\text{bog'}}$ energiyasi ham juft-juft va toq-toq yadrolar bog'lanish energiyalaridan farq qiladi. Eng katta bog'lanish juft-juft yadrolarga, eng kuchsiz bog'lanish toq-toq yadrolarga to'g'ri keladi.

Haqiqatdan, har xil element izotoplarining barqarorligi Z va N larning juft yoki toqligiga bog'liq. Masalan, turg'un izotoplarning ko'pchiligida A juft eng turg'un yadrolar. Juft-toq va toq-juft yadrolarning turg'unligi juft-juft yadrolarnikiga nisbatan kamroq. Toq-toq yadrolarning ko'pchiligi beqarordir. Tabiatda faqat 4 ta turg'un toq-toq yadrolar uchraydi. ${}^2_1\text{H}, {}^6_3\text{Li}, {}^{10}_5\text{B}, {}^{14}_7\text{N}$. Proton va neytronlar soni «sehrli» (magik) sonlar deb nom olgan 2, 8, 20, 50, 82, 126 sonlarga teng bo'lganda yadrolar, ayniqsa, katta turg'unlikka ega bo'lib, tabiatda keng tarqalgan. Protonlar va neytronlar soni «sehrli» songa teng bo'lsa, yadrolar, ayniqsa, juda katta turg'unlikka ega bo'lib, ular ikki karra «sehrli» yadrolar deb ataladi. Tajribada aniqlangan yadro bog'lanish energiyasini tahlil qilish ko'pgina yadro xususiyatlari to'g'risida xulosalar chiqarish imkoniyatini beradi.

1. O'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi ko'pgina yadrolar uchun 8 MeV/nuklon ga teng. Bu elektronning atomda bog'lanish energiyasidan juda katta. Masalan, vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi (ionizatsiya potentsiali) 13,6 eV. Eng og'ir element atomlarida ham K-elektronning bog'lanish energiyasi 0,1 MeV dan oshmaydi. Demak yadro kuchi ta'siri tufayli nuklonlar yadroda bir-birlari bilan juda qattiq bog'langan. Shuning uchun ham tabiatda uchraydigan gravitatsiya, elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlardan farqli ravishda yadroviy kuch kuchli o'zaro ta'sir etuvchi kuch deb ataladi.

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

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



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

1.3. Yadro kuchlari

Yadro o'zaro ta'sir kuchining xususiyatlarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, nuklonlarning o'zaro yadroviy ta'siri zaryadga bog'liq bo'lmas ekan, ya'ni proton bilan proton, proton bilan neytron va neytron bilan neytron orasidagi yadroviy o'zaro ta'sir bir xil bo'lar ekan. Bundan tashqari neytron va protonlar massalari bir-birlariga yaqin, spinlari teng, bir xil statistikaga bo'ysunadi, nuklonlar yadro ichida bir-birlariga o'tib turadilar. Ko'zguli yadrolarning spini, juftliklari, uyg'onish energiyalari deyarlik bir xil. Aytilganlardan, proton va neytron elektromagnit o'zaro ta'sir aniqligida aynan o'xshash zarralar ekanligi kelib chiqadi. Shuning uchun ham ular nuklon degan umumiy nom bilan ataladi.

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

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

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

turi						(MeV)	(fermi)	
n-n	0	$-1/2-1/2=-1$	1	$3,2\pm 1,6$	$<U_0$	-0,15	$-17,6\pm 1,5$	Yo'q
p-p	+2	$+1/2=1$	1	$2,83\pm 0,03$	$<U_0$	-0,15	-17 ± 2	Yo'q
n-p	+1	$-1/2+1/2=0$	1	$2,76\pm 0,07$	$<U_0$	-0,07	$-23,7\pm 0,01$	Yo'q
n-p	+1	$-1/2+1/2=0$	0	1,75	$>U_0$	2,26	+5,43	Bor

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, nuklonlar ta'sirlashuvda izotopik spin qiymatlarida bir xil natijaga erishilmoqda. Bu ham o'z navbatida nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv izotopik spin vektori T absolyut qiymatiga bog'liq bo'lib, uning proeksiyasiga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Izotopik spin kichik qiymatiga katta bog'lanish energiyasi to'g'ri keladi. Bunga ko'plab ko'zgu yadrolar misol bo'ladi. Izotopik spin proeksiyasi nuklonlar soni (barion soni $-B$) va elektr zaryadi bilan quyidagicha bog'langan

$$Z = T_{\xi} + \frac{B}{2} \quad (1.12)$$

Elektromagnit ta'sirlashuvda zaryad va nuklonlar soni saqlanadi. Shunga ko'ra (1.9) dan izotopik spin proeksiyasi ham saqlanishi kerak.

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

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

Koordinatalar to'lqin funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrikligi orbital kvant soni 1-ga bog'liq, 1-juft bo'lsa (M: s; d-holatlarida $l=0,2,\dots$) simmetrik, 1 ning toq qiymatlarida (M: p; f-

holatlarda $l=1,3,\dots$) antisimmetrik. Spinlar proeksiyasi to'liq funksiyalari spinlar yig'indisi nol bo'lsa, antisimmetrik, agar birga teng bo'lsa simmetrik. Haqiqatdan ham Pauli tamoyili bo'yicha bir energetik holatda ikkita aynan bir xil zarra spinlari parallel holda bo'la olmaydi. Spinlari yig'indisi nol bo'lsa, u holda spinlar yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, bunday holat ruxsat etiladi. Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

1.2-jadval

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

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

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

1) p-p-ta'sirlashuvda $T=1$, $l=0$, $S=0$. Izotopik spin to'liq funksiyasi simmetrik, chunki $T=1$ ga teng, $l=0$ bo'lgani uchun koordinata funksiyasi ham simmetrik, spin funksiyasi $S=0$ bo'lgani uchun antisimmetrik ikkita bir xil proton s-holatda spinlari parallel holda bo'la olmaydi, albatta antiparallel bo'lishi kerak. Demak,

$$\psi_1 \rightarrow \psi_1(l=0), \psi_s \rightarrow -\psi_s(s=0), \psi_\tau \rightarrow \psi_\tau(T=1) \quad (-1)^{1+S+T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

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

2) Xuddi shuningdek, n-p ta'sirlashuvda ($T=1$, $l=0$, $S=0$) izotopik spin funksiyasi simmetrik, chunki n, p lar uchun $T=1/2$ o'rin almashtirish bilan T-o'zgarmaydi, spinlari antiparallel holatda, shuning uchun spin to'liq funksiyasi antisimmetrik bo'ladi. Shunday qilib, $\psi_1 \rightarrow \psi_1(l=0)$ – simmetrik, $\psi_s \rightarrow -\psi_s(s=0)$ – antisimmetrik, $\psi_\tau \rightarrow \psi_\tau(T=1)$ simmetrik bo'ladi.

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

3) n-p – ta'sirlashuv spinlari bir xil yo'nalgan $T=0$; $1=0$; $S=1$, u holda

$(-1)^{1+s+T}=(-1)^{0+1+0}=-1$. Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, S-holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta'sirlashuv to'liq funksiyalari antisimmetrik Pauli tamoyilini qanoatlantiradi.

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

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

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

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

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

1) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi eng kuchli ta'sir etuvchi kuchdir. Yadrodagi bir nuklonga to'g'ri keluvchi o'rtacha bog'lanish energiya qiymati 8 MeV. Taqqoslash uchun vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi 13,6 eV. Yadroni hosil qilib turgan yadro kuchlari nuklonni 8 MeV energiya bilan elektrostatik kuchlar esa atom elektronni 13,6 eV energiya bilan bog'lab turibdi, ya'ni $8 \text{ MeV} - 10^{-3}mc^2$, $13 \text{ eV} - 10^{-5}mc^2$ Bundan $\frac{10^{-3}}{10^{-5}} = 10^2$ yadro kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan yuz marotaba katta ekanligi kelib chiqadi.

Yadroviy kuchlar elektromagnit kuchlardan -10^{-2} , kuchsiz kuchlardan -10^{-14} , gravitatsion kuchlardan -10^{-36} marta katta.

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

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

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

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

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

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

8) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi to'yinish xarakteriga ega, ya'ni yadroning o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 8 MeV bo'lib, yadro radiusiga bog'liq emas. Bu xususiyatga yadroviy kuchning almashinuv xarakteri va kichik masofalarda itarishish kuchi orqali tushuntiriladi.

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

Yadro kuchlarining yuqorida bayon etilgan va boshqa xususiyatlarini tushuntirish uchun yadro kuchlar nazariyasi bo'lishi kerak. Lekin yadro kuchlari ta'sirlashuvchi murakkab xususiyatga ega bo'lganligi sababli yagona nazariya yaratilgan emas. Bu muammoni hal qilishda ikki xil yondoshish mavjud.

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

2) Ikkinchi yo'nalish yadroviy kuchlarning mezon nazariyasi. Bu nazariya kvant elektrodinamika qonunlariga o'xshash. Bunda elektromagnit maydonni zaryadli zarrani foton bilan birga deb

qaraladi. Maydon fotonlardan iborat. Foton maydonning kvanti. Maydon energiyasi kvantlar energiyalari yig'indisiga teng. Elektromagnit nurlanish vaqtida foton paydo bo'ladi va yo'qoladi. Zaryadli zarralar orasidagi ta'sirlashuv foton almashinuv bilan amalga oshadi.

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

$$\Delta E \Delta t \geq h, \quad \Delta t = \tau_{yad}$$

$$\Delta E = \frac{h}{\Delta t} = \frac{h}{\tau_{yad}}, \quad \Delta E = mc^2$$

Bu zarra massasi.

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{h}{\tau_{yad} c^2}$$

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

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

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida o'zi tug'ilgan nuklon yoki boshqa nuklon tomonidan yutiladi. Shu yo'l bilan ta'sirlashuvni amalga oshiradi. Agar yadro kuchlar ta'sir radiusini mezon masofasi a-ga teng desak, yadro ta'sirlashuv vaqti va mezon zarra massasini topish mumkin:

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

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

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

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

Yadroviy ta'sir maydoni kvanti bo'lmish π^\pm , π_0 mezon zarralarni 1947-1950 yillarda kosmik nurlar tarkibida va tezlatkichlar yordamida topildi, bu mezonlar massalari $m_\pi=270m_e$, izotopik spini $T=1$, spini $S=0$, toq-juftlikka ega ekan. Nuklonlarning mezonlar bilan ta'sirlashuvini quyidagicha tasavvur qilish mumkin.

$$p+n \rightarrow n' + \pi^+ + n \rightarrow n' + p'$$

$$n+p \rightarrow p' + \pi^- + p \rightarrow p' + n'$$

$$p+p \rightarrow p' + \pi^0 + p \rightarrow p' + p'$$

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

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

1.4. Yadro modellari

Ma'lumki, atom yadrosi ikki xil nuklon: n va p lardan tashkil topgan murakkab kvantomexanik sistemadir. Nuklonlarning o'zaro ta'sir qonunlariga asoslanib, atom yadrosi xususiyatlarini bayon etish, yadro tuzulishini aniqlash va har xil sharoitlarda unda sodir bo'layotgan jarayonlarni tadqiq qilish yadro fizikasi bo'yicha olib borilayotgan ilmiy-tadqiqot ishlarining asosiy vazifasini tashkil qiladi.

Ikki nuklon orasidagi o'zaro ta'sir etuvchi kuch to'g'risida ma'lumot olishning bevosita usuli nuklon-nuklon sochilishini o'rganish va ^2H ning xususiyatlarini tahlil qilishdan iboratdir.

Hisoblashlar uchun ikki nuklon orasida ta'sir etuvchi kuchning kattaligini emas (fazoviy, spin, izospin) koordinatalar funksiyasi potensial energiyasini bilish kerak bo'ladi. Biroq yadro potentsiali Kulon va gravitatsion potentsiallariga nisbatan ancha murakkab. Garchan hozircha yadro potentsialini analitik ravishda ifodalash mumkin bo'lmasa ham uning ayrim xususiyatlari haqida yetarlicha ma'lumotga egamiz. Yadro potentsiali sferik simmetriyaga ega emas. Bunga ^2H ning kvadrupol momentga ega bo'lishi misoldir. Yadro potentsiali chekli radiusga ega. U $0,5 \cdot 10^{-15}$ m dan kichik masofalarda chuqurligi bir necha 10 MeV bo'lgan tortishish potentsial bilan almashinishi mumkin.

Yadro kuchlari atomlarni molekullarda birlashtirib turuvchi ximiyaviy kuchlarga nisbatan million marta katta bo'lsa ham ta'sir radiuslari kichik bo'lganligidan ular nisbatan zaif tuyuladi. Nima uchun shunday ekanligini tushunish uchun R-masofadagi ikkita bog'langan zarra

$2R > \lambda$ de-Broyl to'lqin uzunligiga ega bo'lsin. $\lambda = \frac{\hbar}{\mu_0 \mathcal{G}}$, bunda \mathcal{G} -zarraning nisbiy tezligi, μ -

keltirilgan massa, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, $2R \geq \lambda$ boshqacha yozsak $\mu \mathcal{G} \geq \frac{\hbar}{2R}$. Zarraning kinetik

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

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

Shunday qilib, yadro kuchlarining ta'sir radiusi chegarasida bo'lishi uchun ikki nuklonning kinetik energiyasi eng kamida 71 MeV bo'lishi kerak. Bu nuklonlarni ushlab turuvchi potensial o'raning chuqurligidan ancha katta. Demak ${}^2\text{H}$ –uyg'ongan holatda bo'lolmaydi. $\Delta E = 2,2 \text{ MeV}$ ${}^2\text{H}$ ning proton va neytronlari deyarli yarim vaqtini yadro kuchlari ta'siri sohasidan chetda o'tkazadi.

Yadro potentsiali sistemaning holatiga bog'liq. Masalan, ${}^2\text{H}$ $I=1$ mavjud, $I=0$ mavjud emas. Nisbiy harakat miqdoriga ham bog'liq harakat miqdori momenti h-juft qiymatida tortishish kuchlari bor, toq qiymatida bunday kuchlar yo'q. Nuklonlarning sochilishi potensial energiyaga nuklonlar spin vektorlarining nisbiy joylashishiga va sistemaning orbital harakat miqdori momentiga bog'liqligini ko'rsatuvchi had bo'lishligini talab qiladi. Spin orbital bog'lanish borligini bildiradi.

Yadro potentsiali almashinuv xarakteriga ega. Xuddi ximiyaviy bog'lanish ikki atom orasidagi elektronlarning almashinuvi kabi yadro kuchlarini ikki nuklon orasidagi biror zarra vositasida bo'ladi deb qarash kerak. Bundan nuklon murakkab deb qaramaslik lozim. Yapon olimi Yukava fikri bo'yicha almashinuv virtual zarralar bilan deb qaraladi. Virtual zarralarning paydo bo'lishi energiya saqlanishi zarra yashash vaqtining juda qisqaligi bilan tushuntiriladi.

Geyzenberg noaniqlik prinsipi ko'rsatishicha $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, zarra yashash vaqti

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc^2}, \text{ ta'sir radiusi } R \cong c\Delta t \geq \frac{\hbar}{mc}.$$

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvida yadro maydonida massasi $\sim 270 m_e$ bo'lgan zarra hosil qiladi. Hozirgacha bunday maydonning to'la nazariyasi mavjud emas, biroq taqribiy nazariyalar tadqiqotlar olib borishda muhim qurol bo'lib hisoblanadi.

Shunday qilib, mavjud bo'lgan tajriba dalillari nuklonlararo o'zaro ta'sir potensialining yagona shaklini tanlab olishga imkon bermadi. Hatto ikkita erkin nuklon uchun ham o'zaro ta'sir potentsiali to'la aniq emas. Hozirgi kvant mexanikasi apparatining murakkabligi yadro xususiyatlarini yetarli darajada tahlil qilish uchun imkon bermaydi. Yadro xarakteristikalarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto $A=5$ bo'lgan yengil yadrolarga ham yetmaydi.

Shu sababli hozircha yadro xususiyatlarining barcha ta'sirlarini hisobga olgan hisoblashning iloji yo'q. Real yadroning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatdan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarning xususiyatlarini hisoblashga to'g'ri keladi. Yadro modeli tajriba natijalariga asoslangan holda tanlab olinadi, so'ngra bu modelga mos keluvchi turlicha taxminlar ishlab chiqiladi. Demak, birgina fizik jarayonni bayon qilish uchun turlicha modellar mavjud bo'lishi mumkin.

Yadroning xususiyatlarini hisoblash mumkin bo'lishi uchun model yetarli darajada sodda bo'lishi, shu bilan birga, hech bo'lmaganda u real yadrolarning xususiyatlarini taxminan aks ettirishi lozim. Har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosasi va umumlashuvidan iboratdir. Har qanday model yadro xususiyatlarini to'la aks ettira olmaydi. Shuning uchun har bir modelning qo'llanish chegarasi mavjud. Model tadqiqotlarni davom ettirish asosiy yo'nalishni ko'rsatadi va har xil xossalarni ma'lum nuqtai nazarda turib bir-biri bilan bog'lanishga imkon beradi. Yadro modellari ikki xil boshqa-boshqa yo'nalish asosida yaratilgan.

Birinchi yo'nalish «Kuchli o'zaro ta'sir modellari». Bu modelga ko'ra yadro o'zaro kuchli ta'sir etuvchi va o'zaro kuchli bog'lanishda bo'lgan zarralar ansambli deb qaraladi. Moddalarning bu guruhiga «Suyuq tomchi modeli», «alfa zarra modeli», «birikma yadro modeli»lari kiradi.

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

Tomchi modeli eng dastlabki modellardan biridir. Bu modelni atom nazariyasining asoschilaridan daniyalik olim Nils Bor taklif qilgan. Tomchiga yadroga o'xshashlik dalillari: yadro zichligi juda katta ($\sim 10^{14}$ r/sm³) bo'lib, siqilmaydi, yadro hajmining undagi nuklonlar soniga proporsionalligi ($R=R_0A^{1/3}$; $V=\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$) va turli yadrolarda nuklonlar o'rtacha energiyasining taxminan doimiyligi ($\epsilon=8$ MeV), yadro moddasi bilan suyuqlik tomchisining o'xshashligi. Bunda yadro kuchlari ham suyuqlik molekulari orasidagi ta'sir kuchlariga o'xshash to'yinish qobiliyatiga ega ekanligi kelib chiqadi. Tomchi modelida yadro zichligi bir xil ekanligi to'g'risidagi eksperimental ma'lumotlarga asoslangan Bor yadrodagi nuklonlarning harakati suyuqlikdagi atom va molekularlarning harakatiga o'xshaydi, deb faraz qiladi. Suyuqlikning tashqi ta'siriga uchramagan tomchisi sirt taranglik tufayli sfera shaklida bo'ladi. Tomchi modeli yadroning massasi va bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini chiqarish, yadrolarning zarralarni nurlanish va bo'linishiga turg'unligini aniqlash va shuningdek, bu jarayonlarda ajraladigan energiyalarni hisoblash imkoniyatlarini beradi.

Model yadroning neytronlar, protonlar va alfa zarralar bilan ta'sirlashuvida yuzaga keladigan ayrim xususiyatlarini tushuntiradi. Xususan bu model yordamida neytron yadro bilan to'qnashib, yadroga yutilib gamma-kvantlar chiqishini tushuntiradi. Nuklonlarning yadro ichida nihoyatda katta zichlikka ega bo'lishligi va yadro ta'sirlarining kuchliligi tufayli neytron o'z energiyasini boshqa nuklonlarga beradi, ya'ni izotop hosil bo'ladi, neytron energiyasi yadroda taqsimlanadi. Yadro nuklonlarining tezligi oshadi, uyg'ongan holatga o'tadi. Shuning uchun uyg'ongan yadroni qizdirilgan tomchi deyish mumkin. $T=\frac{E}{k}$ agar nuklon $E \approx 10$ MeV bilan kirsam (10^7 eV= $1,6 \cdot 10^{-5}$ erg) bo'lsa uyg'ongan yadroning temperaturasi

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

Tomchi modeli yadroning kollektiv harakatini tushuntiradi. Yadro tomchi ichida sirt tebranishlari, siqilishi mumkin bo'lgan modda uchun zichlik tebranishlar bo'lishi mumkin. Yadro tomchi muvozanat holatida R-radiusli sferik shaklga ega bo'ladi. Yadro tomonidan yutilgan nuklonning sferik shaklini buzadi, yadro deformatsiyalanadi. Sirt taranglik yadro shaklini qayta tiklovchi kuch ro'lini o'ynaydi. Natijada yadro-tomchi sirtida to'lqin uzunligi $\lambda=\frac{R}{l}$ bo'lgan sirt to'lqinlari vujudga keladi (1-tomchi sirtidagi to'lqin do'ngliklarining soni).

Kinetik va potensial energiyalar ifodasidan ($1 \gg 2$) to'liqin chastotasi

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

(M-yadro massasi, σ -sirt taranglik koeffitsienti) $\sigma = 10^{20} \text{erg/sm}^2$. $E_\sigma = 4\pi\sigma R^2 A^{2/3} = U_\sigma A^{2/3}$; Yadro tomchi tebranma energiyasi

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

Tomchi modeliga ko'ra yadroning sirt tebranma energiyasini yadroning qo'zg'algan (uyg'ongan) holatlari energiyasi deb qarash mumkin. Hamma juft-juft yadrolar birinchi uyg'ongan holatining xarakteristikasi 2^+ . Birinchi uyg'ongan holatda bir foton, ikkinchisida ikki foton va h.k. Spinlari 1 va 3 bo'lgan holatlar taqiqlangan. 1.4-rasmda yadrolarning tebranma uyg'ongan energiya sathlarining nazariy sxemasi keltirilgan.

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

1.4-rasm.

Real yadrolar haqiqatdan ham tebranma modelning oldindan tavsiflariga mos spektrga ega. Tomchi modeliga asoslanib, Veytsezeker deyarli bircha yadrolar uchun tajribalarga qanoatlanarli ravishda to'g'ri keladigan yadro bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini yaratdi. Tomchi modeliga ko'ra izobar yadrolarda β -yemirilishga nisbatan β -turg'unlik shartini va β -yemirilish turlarini ko'rsatish mumkin. Bo'lardan tashqari, bu model asosida yadrolarning bo'linishini tushuntirish oson. Masalan, yadrodagi protonlar Kulon o'zaro ta'sir energiyasining sirt deformatsiyasiga ta'siri Z-ning katta qiymatlarida sezilarli bo'ladi. Agar protonlarning Kulon energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta bo'lsa, $\frac{E_\kappa}{E_\sigma} \geq 2$ shartni qanoatlantiradigan yadro sirt deformatsiyalariga nisbatan barqaror bo'lolmay qoladi va o'z-

o'zidan ikki bo'lakka parchalanib ketadi. Yadroning bo'linishiga nisbatan barqarorlik sharti

$$\frac{Z^2}{A} < 46,52 \text{ tajriba natijalariga mos keladi.}$$

Shunday qilib, tomchi modeli tebranma holatlar, β -yemirilishga nisbatan turg'unlik shartlarini, yadro bog'lanish energiyalarini, yadroning bo'linish shartlarini yaxshi tushuntiradi, lekin magik yadrolar yadroning uyg'ongan holat xossalarini tushuntira olmaydi. Yadroni tashkil qilgan nuklonlar spinga ega va Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Mazkur modelda yadroni tashkil qilgan har bir zarra yadroning boshqa nuklonlari tomonidan hosil qilingan o'rtacha maydonda deyarli mustaqil harakat qiladi deb hisoblanadi. Mustaqil harakat deganda zarraning yadro ichidagi o'rtacha erkin yugurish yo'li yadroni diametriga yaqin bo'ladi. O'zaro kuchli ta'sirlashadigan nuklonlar deyarli o'zaro ta'sirlashmaydigan zarralardan tashkil topgan gaz deb qabul qilish mumkin. Yadrodagi nuklonlar fermion bo'lib, bir vaqtning o'zida bir xil harakatga ega bo'la olmaydi, ya'ni aynan bir holatda, bir energetik sathda spin yo'nalishlari bilan farq qiladigan faqat ikkita proton yoki ikki neytron bo'lishi mumkin xolos. Mikrozarralarning Pauli prinsipiga amal qiluvchi va hamma pastki sathlarni to'liq to'ldiruvchi bunday sistemani aynigan Fermi-gaz modeli deb ataladi. Aynigan Fermi-gaz modeli nuklonlar o'rtasida kuchli o'zaro yadro ta'siri bo'lishiga qaramasdan nuklonlarning to'qnashuvi ta'qiqlanadi va ular xuddi o'zaro ta'siri juda kichik bo'lgandagidek, o'zlarini erkin tutadilar. Aslida esa qandaydir bitta nuklon ikkinchisi bilan to'qnashuvi va o'zining energiya va impulsning bir qismini ikkinchi nuklonga berishi mumkin. Bu holda ikki nuklon bo'shroq va yuqoriroq sathga o'tishi mumkin. Birinchi nuklon esa energiyasi pastroq sathga o'tadi. Ammo pastgi sathlar Pauli prinsipiga asosan band bo'ladi. Bu shuni ko'rsatadiki, birinchi va ikkinchi nuklonlar orasida to'qnashuv bo'lmaydi, Pauli prinsipi to'qnashuvni ta'qiqlaydi. Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli prinsipiga ko'ra yadroning o'rtacha maydoni hosil qilgan potensial o'rada eng pastki sathdan tortib, Fermi energiyasi sathigacha bo'lgan sathlarni ketma-ket egallaydi.

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m}$$

kvant mexanikasida impuls fazosida holatlar zichligi $\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4V}{\hbar^2}$ p dan p+dp impulsli

$$\text{nuklonlar } dn = \frac{64\pi^2}{3(2\pi\hbar)^3} R_0^3 p^2 dp$$

$$A \text{ ta nuklon uchun} \quad A = \frac{64\pi^2 R_0^3}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^{p_F} p^2 dp = \frac{64\pi^2 R_0^3}{9(2\pi\hbar)^3} p_F^3$$

$$\text{Maksimal impuls} \quad p_F = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0}$$

Yadro nuklonlari noldan boshlab Fermi energiyasigacha bo'lgan sathlarni egallaydi. Uyg'ongan holatlar energiyasi energiyaning ana shu qiymatidan boshlab hisoblanadi. Proton va

$$\text{neytronlar uchun Fermi impuls} \quad p_F^n = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0},$$

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

Agar proton va neytron massalari orasidagi kichkina farqni hisobga olmasak, yadro barqaror bo'lishi uchun eng yuqori proton va neytron holatlarning energiyalari bir xil bo'lishi kerak. Og'ir yadrolarda neytronlar soni protonlar soniga qaraganda ancha kattadir. Yadroda tortuvchi markaz bo'lmasada, nuklonlarning o'zaro tortishishi natijasida ular sistemaning inertsia markazi atrofida to'plangan bo'ladi. Bunda yadroning siqilishiga nuklonlarning yaqin masofalarda o'zaro itarilish ta'sirlari qarshilik qiladi.

Agar yadrodagi nuklonlar harakatining real ta'sirini vaqtincha soddalashtirib, nuklonlararo kuchlar nuklonlarni yadro hajmida faqat ushlab turadi deb hisoblasak, u holda yadro strukturasi tasvirlash masalasi alohida sathlar yoki nuklonlar harakatlanadigan orbitalarning energiyalari va boshqa kvant xarakteristikalarini aniqlashdan iborat bo'ladi. Buning uchun bir nuklonning to'lqin funksiyasi uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bu tenglamada potensial energiya operatori yoki potensial yadroda ma'lum sondagi nuklonni ushlab turishni ta'minlash lozim.

1.5. Termoyadroviy sintez

Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqligidan ma'lumki, yengil yadrolarining qo'shilishi natijasida yuz beradigan sintez reaksiya ekzotermik bo'lib, bu reaksiyalardan bitta nuklonga to'g'ri keluvchi ajralgan energiya og'ir yadrolarning bo'linishida ajralgan energiyadan ancha katta bo'ladi. Yengil yadrolarning q'o'shilib sintez reaksiyasini

amalga oshirishi uchun musbat zaryadli ikki atom yadrosini bir-biriga yaqinlashtirish, ular orasidagi kulon itarilish kuchini yengish lozim. Zaryadlari Z_1e va $+Z_2e$ bo'lgan ikki yadro orasidagi kulon to'sig'i balandligi

$$U_{kul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi E_0 R_{12}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi E_0 r_0 A^{1/3}} = 1,2 \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} MeV \quad (1.13)$$

ga teng bo'ladi. $R_{12}=R_1+R_2$ - yadrolar orasidagi masofa, R_1, R_2 – birinchi va ikkinchi yadro radiusi. Kulon potensial to'sig'ini yengishga yetarli energiyaga ega bo'lishi zarur.

Shunday qilib, kinetik energiyasi yetarli darajada katta bo'lgan yadrolargina sintez reaksiyasini hosil qila oladi. Bunday yadrolarni (reagentlarni) juda yuqori temperaturagacha qizdirish hisobiga olish mumkin. Agar kerakli temperatura sintez reaksiyasi jarayonida hosil bo'ladigan bo'lsa, u holda reaksiya o'z-o'zini ta'minlaydigan bo'ladi. Umuman olganda, kuchli qizdirish hozircha ma'lum bo'lgan yagona uslubdir. Shuning uchun bu usul bilan hosil qilinadigan sintez reaksiyalarini termoyadro reaksiyalari deb ataladi.

Zarraning kinetik energiyasi bilan harorat orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$T(grad) = 1,16 \cdot 10^4 E(eV) \quad (1.14)$$

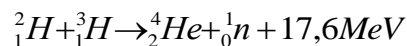
Masalan, ikki proton Kulon to'sig'i 1 MeV ga to'g'ri kelsa, termoyadro reaksiyasi yuz berishi uchun $T=1,16 \cdot 10^{10}K$ temperaturagacha qizdirish lozim. U Quyosh markazidagi haroratdan taxminan 100 marta katta.

Termoyadroviy sintezni issiqlik uslubi bilan hosil qilish mumkin emasdek ko'rinadi. Lekin quyidagi ikkita muhim omilni hisobga olsak: birinchidan zarralarning energiya bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga bo'ysinadi, ya'ni berilgan temperaturada yadrolarning ma'lum qismi o'rtacha energiyadan kattaroq energiyaga ega bo'ladi, ikkinchidan, Kulon potensial to'sig'idan energiyasi kichik $E < U_{kul}$ bo'lgan yadrolar ham tunnel effekti hisobiga kulon bareridan o'tib reaksiyaga kirishishi mumkin. Shuning uchun tabiatda termoyadro reaksiyalari intensiv yuz beradi va Quyosh hamda boshqa yulduzlarning energiya manbai bo'ladi.

Sintez reaksiyasini reaksiyada qatnashadigan yadrolarni tezlatgichlar o'ramida tezlashtirib keyin o'zaro to'qnashtirish yo'li bilan amalga oshirish kutilgan natijalarni bermadi. Bunda tezlatish uchun sarf bo'lgan energiya sintez natijasida ajralib chiqadigan energiyadan katta, undan tashqari, sintez reaksiyalarining kesimi ionizatsiya kesimidan 8-9 tartibga kichik.

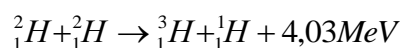
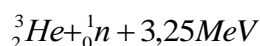
Shuning uchun tezlatilgan yengil yadrolarning eng ko'p qismi, sintez reaksiyasiga emas balki, nishon atomlarini uyg'otish va ionizatsiyaga sarflaydi.

Demak, hozircha termoyadro reaksiyasini olish uchun deuteriy-tritiy reaksiyasidan foydalanish maqsadga muvofiq hisoblanadi.



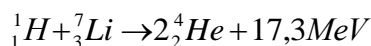
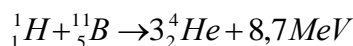
bu reaksiya Kulon to'sig'i kichik, past energiyada katta kesimga ega. Bu reaksiyaning har bir nuklonga to'g'ri keluvchi energiya chiqarishi $q = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} \approx 3,5MeV$. Og'ir yadrolarning bo'linishidagi $q \sim 1MeV$.

Kelajakda deuteriy-deuteriy reaksiyasi asosida sintez reaksiyasini hosil qilish mo'ljallangan:

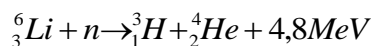


Deyteriyning Yerdagi manbai tuganmas, chunki u okean suvidagi hamma vodorodning 0,015% ni tashkil qiladi. 250 g suvdagi deuteriy 1 kg ko'mir yongandagi issiqlikni beradi. Okeanlardagi suv taxminan $1,45 \cdot 10^{24}$ kg bu esa $6 \cdot 10^{18}$ kg ko'mirga ekvivalent, bu esa Yer massasi ($6 \cdot 10^{21}$ kg) ning 10^{-3} qismiga teng.

Termoyadro bo'linish reaksiyalaridan ham foydalanish mumkin.

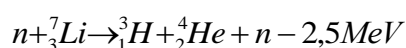


Termoyadroviy reaksiyalardan so'ng radiaktiv chiqindilar va neytronlar oqimidan iborat bo'lgan nurlanish hosil bo'lmaydi. Yuqorida sintez reaksiyasi tritiy 3_1H va deuteriy 2_1H lar bilan bo'lishligi maqsadga muvofiqligini ta'kidladik. Tritiy 3_1H radioaktiv yarim yemirilish davri $T_{1/2} = 12,3$ yil tabiiy holatda uchramaydi. Sun'iy ravishda reaktorda vujudga keluvchi n-lar bilan 6_2Li -ni nurlantirish bilan hosil qilinadi.



Sintez reaksiyasi jarayonida ${}^3_1\text{H}$ ni hosil qilishlik uchun deytрон-tritiiy reaksiyasida vujudga kelgan n-lardan foydalanish lozim. Buning uchun reaktor devorlarini litiy bilan o'rab qo'yish lozim.

Bu qoplamaga litiy blanketi deyiladi. Shunday qilib, (d,t) reaksiyasida vujudga kelgan n-reaktor devorlaridagi litiy Li bilan reaksiyaga kirishib, bevosita reaktorda tretiiy H hosil qilishadi. Li o'rniga asosiy Li izotopi olinsa (tabiiy holda litiyning Li-7,52 %, Li-92,18% tashkil etadi), endotermik reaksiya



kuzatiladi.

Bu reaksiya energiya jihatidan noqulay bo'lsada, neytronlarni yo'qotmasdan tritiyni hosil qilish mumkin. Tabiatda litiy zahirasi istalgancha yetarli, shuning uchun aytish mumkinki, (d,t) reaksiyalari bo'lishi faqatgina deytəriy miqdoriga bog'liq.

Barqaror termoyadro reaksiyalari mavjud bo'lishi uchun plazma temperaturasi T, konsentratsiyalari bir xil n/2 bo'lgan deytəriy va tritiy aralashmasidan ishchi hajmda τ -vaqtni ushlab turishi lozim, albatta termoyadro reaksiyalari ro'y berayotganda ajralib chiqadigan energiya miqdori yonilg'i aralashmasini qizdirish va boshqa isrofgarchiliklarga sarf bo'layotgan energiya miqdoridan ortiq bo'lishi, buning uchun plazmaning zichligi ham yuqori bo'lishi lozim.

Hajm birligida sintez jarayonlar soni

$$N = \alpha(T) n_D n_T \tau$$

Bu yerda n_D , n_T -deytəriy va tritiy konsentratsiyasi, τ –plazmani issiq holda ushlab turish vaqti, α (T)–harorat funksiyasi bo'lib, plazmada issiqlik almashinish va reaksiya kesimining energiyaga bog'liqligini ifodalaydi.

Bir sintez aktida Q energiya ajralsa, τ -vaqt ichida hajm birligidagi QN energiya ajraladi. Bu issiqlik energiyadan olinadigan elektr energiya:

$$W_{el} = \eta QN = \eta Q \alpha(T) n_D n_T \tau$$

bunda η - foydali ish koeffitsienti bo'lib, bir energiyani (issiqlik) ikkinchi (elektr) xil energiyaga aylantirish koeffitsienti deb ham ataladi.

Plazmani qizdirganda quyidagi energiya sarflanadi:

$$W_{issiq} = 2 \frac{3}{2} k(T)(n_D + n_T)$$

Bu formuladagi 2 koeffitsient plazmadagi ionlar va elektronlar mavjudligini hisobga oladi.

Termoyadro reaksiya ekzotermik bo'lishi uchun ajralgan energiya katta bo'lishi, yani $W_{el} > W_{is}$ bo'lishligi lozim, bu esa τ -ga bog'liq. U holda

$$\tau > \frac{3kT(n_D + n_T)}{\alpha(T)\eta Q n_D n_T}$$

Bu yerda $n = n_D + n_T$, plazma to'la konsentratsiyasi $n_D = n/2$ da reaksiya minimal bo'lishini e'tiborga olsak

$$\tau > \frac{3kTn}{\alpha(T)\eta Q \frac{n}{2} \left(n - \frac{n}{2} \right)} = \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q n}$$

Bundan

$$\tau > \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q} = f(T)$$

Kichik haroratlar sohasida T ning ortishi bilan $f(T)$ funksiya kamayadi, chunki reaksiya kesimi ortadi. Yuqori haroratlarda $f(T)$ aksincha, T ning ortishi bilan ortadi. Shuning uchun haroratning ma'lum $T=T_0$ qiymatida $f(T)$ funksiya minimumga ega bo'ladi. Bu harorat boshqariluvchi termoyadroviy sintez uchun eng qulay haroratdir.

Yuqoridagi reaksiya uchun $\eta=1/3$, $Q=17,6$ MeV qiymati olinsa, $T_0=2 \cdot 10^8$ K to'g'ri keladi, $f(T)$ uchun 10^{20} s/m³ kelib chiqadi. Shunday qilib, deyteriy–tritii reaksiyasining hosil bo'lish sharti $n\tau \geq 10^{20}$ s/m³; $T_0=2 \cdot 10^8$ K (17 keV). Bu shartlar **Louson kriteriyasi** deb ataladi. Deyteriy–deyteriy reaksiyasi uchun Louson kriteriyasi.

$$n\tau=10^{22}$$
 s/m³; $T_0=10^9$ K (≈ 100 KeV)

Ko'rinib turibdiki, boshqariladigan termoyadroviy sintez uchun deyteriy–tritii reaksiyasidan foydalanish ancha qulay.

Umuman, boshqariladigan termoyadro jarayonida ko'p miqdorda energiya ajralib chiqishining (100Vt/sm^3) talab qilinishi hamda zichligi $10^{14}=10^{16}$ zarra\sm³ bo'lgan plazmani yuqori temperaturagacha (10^8 - 10^9 grad) qizdirish lozim bo'lishidan tashqari, uni uzoq vaqt davomida termoyadro reaktori kamerasing ichki devorlaridan yetarlicha masofada ushlab turish talab qilinadi.

Plazmani idish devorlaridan uzoq masofada ushlab turish uchun magnit maydonidan foydalanish mumkin. Ma'lumki, gaz orqali elektr toki o'tganda (razryad), bu tok atrofida hosil bo'lgan magnit maydon gazni ingichka shnur ko'rinishini olishga undaydi. Zaryadlangan zarralarning shu zarralar hosil etgan bunday ingichka shnur shakliga tortilishi *pinch-effekti* deyiladi. Shnur markazidan r-masofadagi magnit maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{I}{2\pi r}$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda I - r-radiusli shnur ichidagi tok kuchidir. Shnur o'qiga parallel ravishda harakatlanayotgan ionga bu maydon tomonidan, shu maydonga urinma bo'lgan aylana bo'lgan aylana markazi tomonga yo'nalgan kuch ta'sir etadi.

$$F = \frac{\mu H^2}{2\pi r} = \frac{\mu I^2}{8\pi^3 r^2}$$

Plazmani qisilishga undaydigan F kuch $P=(n_{\text{ion}}+n_{\text{el}})kT$ gaz kinetik bosim kuchiga qarshilik qiladi. Magnit maydonning ma'lum bir H_0 qiymatida va plazma shnur radiusining r_0 -qiymatlarida $F=P$ bo'ladi. Tok kuchi bir necha amperga teng bo'lganda, magnit maydonining bosimi shunchalik katta bo'ladiki, razryad shu razryad hosil qilingan idish devorlaridan ajraladi va plazma idish devorlaridan izolyatsiyalanadi, magnit maydon ta'sirida plazma adiabatik siqilganda $TV^{2/3}=\text{const}$, $PV^{5/2}=\text{const}$ qonunlarga asosan uning temperaturasi va bosimi yanada ko'tariladi. Yuq'orida aytilganlardan faqat plazmani silindr uchki tomonlari izolyatsiyalanmay qoladi. Bu muammo kamerani halqasimon qilib tayyorlash yo'li bilan bartaraf etilishi mumkin. Lekin plazma tabiatda gaz emas, balki ko'proq suyuqlikka o'xshashligi uchun plazmani uzoq ushlab turish imkoniyatini bermaydi.

Toroidal kameraning ichki halqa markaziga yaqin tomonidagi magnit maydoni tashqi (markazning uzoq) tomonidagi magnit maydonidan katta bo'lganligidan, bu hol butun plazmani tashqi devor tomon surilishga va tashqi devorga urilib «halok» bo'lishiga olib keladi.

Plazmaning bu «surib chiqarilish» effektini bartaraf qilish uchun L.Spittser kamerani sakkiz raqami ko'rinishida tayyorlashni taklif etdi.

Bunday kamerada yarim aylanishdan so'ng biror tomonga surilib qolgan plazma ikkinchi yarim aylanishda boshqa tomonga suriladi va kamera ichidagi devordan yetarlicha uzoqroq masofada bo'ladi. Bunday kamera *stellarator* deb ataladi. Stellaratorlarda magnit sirt plazma hosil qiluvchi hajmdan tashqarida joylashgan o'tkazgichdan oquvchi tok yordamida hosil qilinadi.

Plazma o'zidan tok o'tkazsa plazmadan oqayotgan elektr toki protsessning boshlang'ich davrida plazmani yaratadi, uni qizdiradi, plazmani idish devorlaridan uzib termoizolyatsiyalaydi va nihoyat, plazma berk doiraviy tok rolini o'tab, uning atrofida berk magnit sirtini hosil qiladi. Bu prinsip asosida ishlovchi termoyadroviy sintez qurilmalari *tokamak* deb ataladi.

Termoyadro reaksiyasini amalga oshirishda tokamak usulidan tashqari plazmaga yetarli darajada tezlashtirilgan neytral atomlarning injeksiya qilish ham istiqbolli usullaridan hisoblanadi. Bunda atomlar plazmani ushlab turgan magnit maydonidan erkin o'tadi va qizdirilgan plazmaga kirib ionlashadi.

Boshqa usullardan intensiv lazer nurlanishi va tez elektronlarni injeksiya qilish va hokazo. Lazer nurlari bilan nurlantirilganda hosil bo'lgan intensiv nurlanish jism sirtida katta bosim hosil qiladi. Buning hisobiga deuteriy-tritium aralashmasi ming marta kuchliroq siqiladi va termoyadroviy reaksiyaning bo'lish intensivligi million marta ortib ketadi. Lekin bu jarayonda energiya sochilishi kattadir. Masalan, lazerda elektr energiyani yorug'lik energiyasiga aylantirish foydali koeffitsienti atigi 1%. Lazer yorug'lik energiyasining 6-10% gina termoyadroviy yoqilg'ini qizdirishga sarf bo'ladi, qolgan qismi bug'langan modda bilan sochiladi.

Kuchli tokli impulsli elektron tezlatgichlarda olingan relyativistik elektronlar oqimidan foydalanilganda, lazer termoyadroviy qurilmalardan afzalligi shundaki, ularning foydali ish koeffitsienti kattaroqdir. Lekin relyativistik elektronlarni fokuslash va energiyasini juda kichik hajmda konsentratsiyalash muammosi juda murakkabdir. Hozirgi vaqtda bu sohada turli usullarda butun dunyo olimlari intensiv izlanishlar olib bormoqdalar. Bu muammoning hal bo'lishi energetikada katta o'zgarish yasaydi va Yer yuzida insoniyatning energiyaga bo'lgan ehtiyojini to'la qondiradi.

Quyosh nurlanishini spektral tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, Quyosh xromosferasi asosan vodorod va geliydan ekanligini Quyosh moddasining zichligi esa taxminan 100 r/sm^3 ekanligi

aniqlandi. Bu Quyoshdagi zarralar orasidagi masofa atom o'lchamlaridan kichik ekanligini ko'rsatadi.

Vodorod sikli uch reaksiya orqali o'tadi.

1.3-jadval

Reaksiya	Sikldagi reaksiyalar soni	Ajralgan energiya Q, MeV	E_M^{\max} MeV neytrino energiyasi	Reaksiya o'tish vaqti τ
${}^1_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H + e^+ + \nu_e$	2	2	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ y
${}^1_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^3_2He + \gamma$	2	2	-	5,7s
${}^3_2He + {}^3_2He \rightarrow {}^4_2He + 2{}^1_1H$	1	12,85	-	10 yil
Jami: $4{}^1_1H \rightarrow {}^4_2He + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$	5	24,67	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ y

Demak, Quyosh va yulduzlarda modda to'la ionlashgan holatda bo'ladi, bunda elektron va yadrolardan tashkil topgan gaz, ya'ni plazma katta gravitatsiya kuchi hisobiga ularning harorati bir necha million gradusga qizigan bo'ladi. Termoyadro sintezining asosiy natijasi to'rtta protonning geliy yadrosiga aylanishidir. Bu ikki usul uglerod-azot va vodorod-vodorod sikllari bilan ro'y beradilar.

Birinchi bosqichda proton-proton bilan qo'shilib deytron hosil bo'ladi, hosil bo'lgan deytron bir vodorod yadrosi bilan tezda qo'shilib geliy-3 izotopini hosil qiladi. Yetarli darajada geliy-3 izotopini ikki geliy-3 qo'shilishi natijasida 4_2He va ikkita proton hosil bo'lishi bilan sikl tugaydi.

Vodorod sikli nisbatan kichik haroratlarda bo'lib o'tadi. Shuning uchun u asosan yulduzlar hosil bo'lishi va rivojlanishining dastlabki bosqichida energiya manbai rolini bajaradi. Yulduzlarda yetarli miqdorda geliy hosil bo'lgan yuqoriroq haroratlarda, yangi nuklonlarning qo'shilishi natijasida, og'irroq elementlar hosil bo'la boshlaydi.

Masalan, $\sim 100 \cdot 10^6$ grad haroratda uch geliy yadrosi qo'shilib uglerod-12 hosil qilishi mumkin. Bundan tashqari, uglerod-12-oraliq 8_4Be ning hosil bo'lishi bilan ham ro'y berishi

mumkin. Yulduzlarda uglerod mavjud bo'lsa, $T > 15 \cdot 10^6$ graduslarda oltita reaksiyadan iborat uglerod azot sikli bo'lishi mumkin.

1.4-jadval

Reaksiya	Q, MeV	E_M^{\max} MeV	τ
${}^1_1H + {}^{12}_6C \rightarrow {}^{13}_7N + \gamma$	1,95	-	$1,3 \cdot 10^7$ yil
${}^{13}_7N \rightarrow {}^{13}_6C + e^+ + \nu$	2,22	1,2	7 min
${}^1_1H + {}^{13}_6C \rightarrow {}^{14}_7N + \gamma$	7,54	-	$2,7 \cdot 10^6$ yil
${}^1_1H + {}^{14}_7N \rightarrow {}^{15}_8O + \gamma$	7,35	-	$3,2 \cdot 10^8$ yil
${}^{15}_8O \rightarrow {}^{15}_7N + e^+ + \nu$	2,71	1,7	82 s
${}^1_1H + {}^{15}_7N \rightarrow {}^{12}_6C + {}^4_2He$	4,96	-	$1,1 \cdot 10^5$ yil
Jami: $4 {}^1_1H \rightarrow {}^4_2He + 2e^+ + 2\nu + 3\gamma$	26,73	2,9	$3,2 \cdot 10^8$ yil

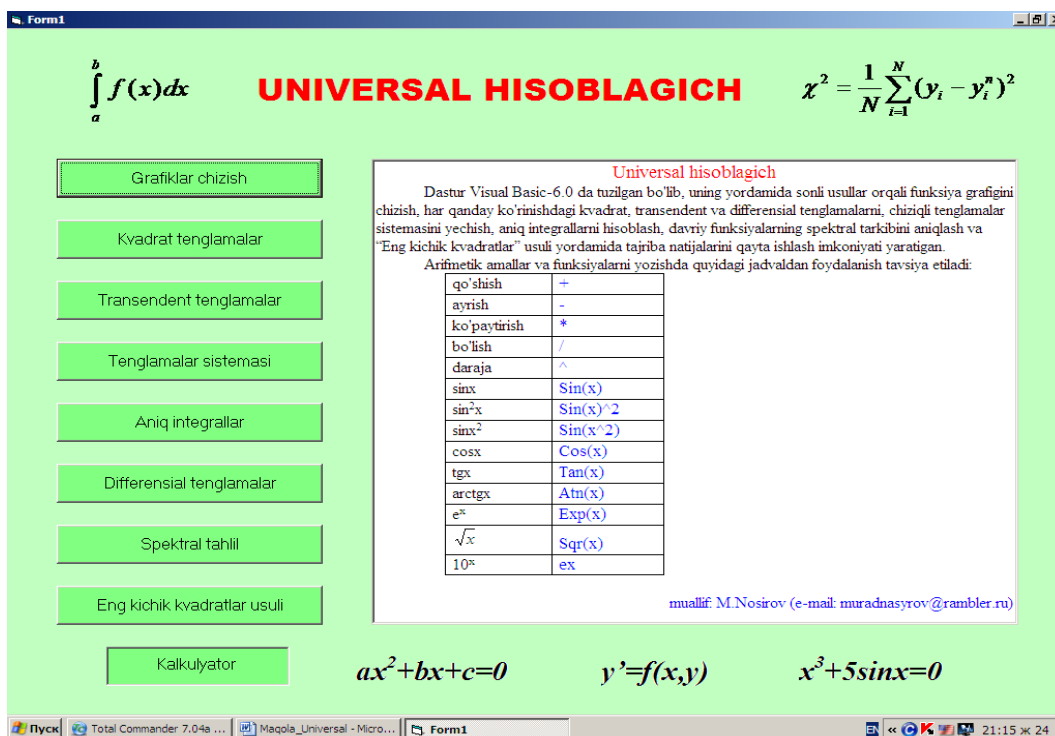
Sikl natijasida 26,73 MeV energiya ajraladi. Siklning vaqti $\tau = 3,2 \cdot 10^8$ yil, bu siklda ham pirovard natijada to'rt proton dan 4_2He hosil bo'ladi. Uglerod esa bu siklda katalizator rolini o'ynaydi.

1.6. "Universal hisoblagich" dasturi

Fizika va matematikaning juda ko'p masalalari yechish- transendent va differensial tenglamalarni yechish, funsiyalar grafiklarini chizish, aniq integrallarni hisoblash kabilarga olib kelinadi va bunda sonli usullardan foydalanish, buning uchun esa dasturlash tillaridan birini bilishga to'g'ri keladi. Ana shu masalalarni yechishni osonlashtirish uchun "Universal hisoblagich" dasturi tuzildi.

Dastur sonli usullar yordamida Visual Basic-6.0 da tuzilgan bo'lib, har qanday funksiya grafigini chizish, har qanday ko'rinishdagi kvadrat, transendent va differensial tenglamalarni hamda chiziqli tenglamalar sistemasini yechish, aniq integrallarni hisoblash, davriy funksiylarning spektral tarkibini aniqlash va "Eng kichik kvadratlar" usuli yordamida tajriba natijalarini qayta ishlash imkoniyatiga ega. Dastur ".exe" kengaytmali bo'lganligi, har qanday

kompyuterda foydalanish mumkinligi, hajmi juda kichikligi (atigi 1.2 Mb) uchun ham muhim ilmiy va amaliy ahamiyatga ega. Dastur ishga tushirilganda ekran quyidagi ko'rinishni oladi:



Fizik kattalikdar orasidagi bog'lanishlarni grafiklar yordamida o'rganish ular haqida yaqqolroq tasavvur hosil qilib, o'quvchilarning chuqur bilim olishlarida katta samaralar beradi. Shuning uchun kompyuterda grafik chizishni bilish muhim ahamiyatga ega. Beysik tilida grafik va shakllar chizish uchun maxsus funktsiya va operatorlar ishlab chiqilgan. Dastur yordamida ixtiyoriy funktsiyaning grafigini chizish uchun "Grafiklar chizish" tugmasi tanlanadi va "X ning mashtabi", "Y ning mashtabi", "X ning boshlang'ich qiymati", "X ning oxirgi qiymati", "X ning qadami" katakchalariga tegishli qiymatlarni hamda "Funktsiyaning ko'rinishi" katagiga – berilgan funktsiyaning ko'rinishini Beysik tilida yozib, "Ok" tugmasini bossak, kerakli funktsiyaning grafigi chiziladi. Masalan, $y=x^2 \cos x$ funktsiyaning grafigini chizish uchun "Funktsiyaning ko'rinishi" katagiga " $x^2 \cdot \cos(x)$ " ni kiritsak quyidagi chizma hosil bo'ladi:



Ko'pincha $f(x)=0$ ko'rinishdagi tenglamalarni yechishga to'g'ri keladi. Agar tenglama tarkibida $\sin x$, $\operatorname{tg} x$, e^x , $\ln x$ kabi funksiyalar qatnashsa va ildizni analitik usulda topib bo'lmasa, bunday tenglama transendent deyiladi. Transendent tenglamalarni taqribiy yechish uchun juda ko'p usullar ishlab chiqilgan bo'lib, ulardan biri va eng soddasi ikkiga bo'lish usulidir. Bu usulda berilgan tenglamaning ildizini topish uchun dasturning "Transendent tenglamalar" tugmasi bosiladi va "Tenglamaning ko'rinishi" katagiga – berilgan tenglamaning ko'rinishi, "Ildizning chap chegarasi", "Ildizning o'ng chegarasi", "Hisoblash aniqligi" katakchlariga tegishli qiymatlarni kiritib, "Ok" tugmasini bosamiz. Masalan, $x^2-9=0$ tenglamani yechish uchun mos katakchalarga " x^2-9 ", "0", "-5", "0,01" larni kiritib, "Ok" tugmasini bossak, "Ildiz $x=-3$ " natija hosil bo'ladi. Bironta fizik masala ko'raylik:

1-masala. Agar v_0 boshlang'ich tezlik bilan gorizontga nisbatan biror burchak ostida otilgan jismning eng yuqori ko'tarilish balandligi va uchish uzoqligi S ga farq qilsa, jismning otish burchagi topilsin.

Yechish. Gorizontga nisbatan biror burchak ostida v_0 boshlang'ich tezlik bilan otilgan jismning eng yuqori ko'tarilish balandligi va uchish uzoqligi

$$h = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g}, \quad l = \frac{2v_0^2 \sin 2\alpha}{g}$$

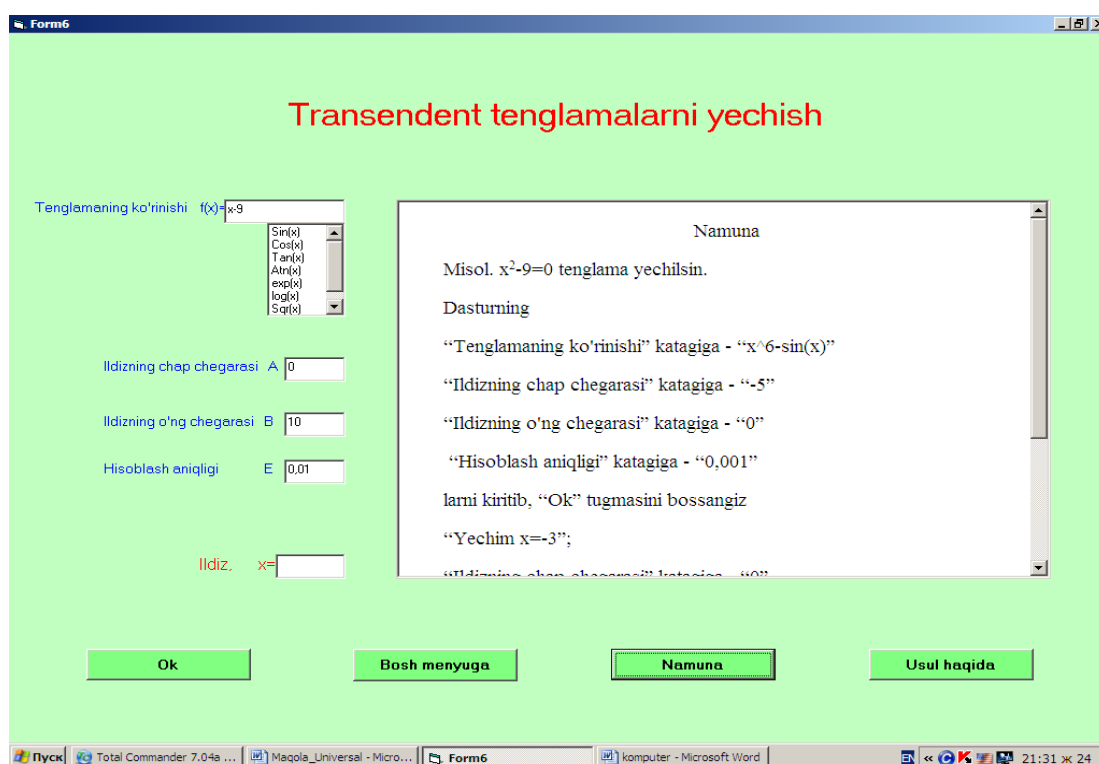
formulalar orqali aniqlanadi. Masala shartiga ko'ra ular S ga farq qiladi:

$$\frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} - \frac{2v_0^2 \sin 2\alpha}{g} = S$$

Bu tenglamadan otilish burchagini aniqlash uchun quyidagi transcendent tenglamani hosil qilamiz:

$$F(x) = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} - \frac{2v_0^2 \sin 2\alpha}{g} - S$$

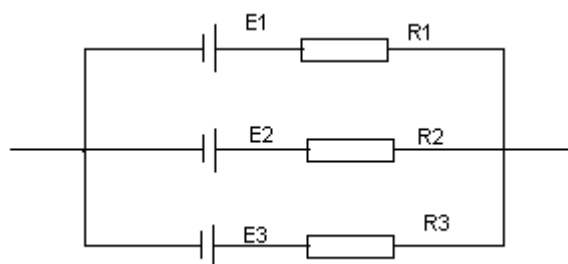
va $\sin \alpha \rightarrow x$, $\cos \alpha \rightarrow \sqrt{1 - x^2}$ belgilashlar kiritamiz. Kattaliklarning son qiymatlari uchun $v_0=10$, $S=5$, $g=9.8$ larni qabul qilib, "Tenglama ko'rinishi" katagiga yuqoridagi tenglama ko'rinishini kiritib, "29.6" natijani olamiz:



Dastur yordamida $Ax=B$ ko'rinishdagi chiziqli tenglamalar sistemasini yechish mumkin. Buning uchun "Chiziqli tenglamalar sistemasini" tugmasi tanlanadi. Quyidagi masalani ko'ramiz:

2-masala.

Rasmda keltirilgan zanjirda $E_1=2V$, $E_2=2,5V$, $E_3=3V$, $r_1=0,1 \text{ Om}$, $r_2=0,2 \text{ Om}$, $r_3=0,15 \text{ Om}$, $R_1=1 \text{ Om}$, $R_2=3$, $R_3=2 \text{ Om}$ bo'lsa, har bir qismdagi tok kuchlari aniqlansin.



Yechish. Berilgan zanjir uchun Kirxgofning 1- va 2-qoidalarini yozamiz:

$$I_1 + I_2 + I_3 = 0,$$

$$(R_1 + r_1)I_1 - r_2 I_2 = E_1 - E_2,$$

$$r_2 I_2 - (r_3 + R_3)I_3 = E_2 - E_3$$

Hosil bo'lgan sistemada ($N=3$)

$$a_{11} = a_{12} = a_{13} = b_1 = 0,$$

$$a_{21} = R_1 + r_1 = 1,1, \quad a_{22} = -r_2 = -0,2, \quad a_{23} = 0, \quad b_2 = E_1 - E_2 = -0,5,$$

$$a_{31} = 0, \quad a_{32} = r_2 = -0,2, \quad a_{33} = R_3 + r_3 = 2,15, \quad b_3 = E_2 - E_3 = -0,5$$

ekanligini ko'rish mumkin.

a va b larning bu qiymatlarini dasturning mos katakchalariga kiritsak,

$I_1 = x_1 = 0$, $I_2 = x_2 = 0,55$, $I_3 = x_3 = -0,3$ natijalar hosil bo'ladi.

Chiziqli tenglamalar sistemasini yechish

$AX=B$

Tenglamalar soni (N<7)

$A_{11}X_1+A_{12}X_2+A_{13}X_3+A_{14}X_4+A_{15}X_5+A_{16}X_6=B_1$

$A_{21}X_1+A_{22}X_2+A_{23}X_3+A_{24}X_4+A_{25}X_5+A_{26}X_6=B_2$

$A_{31}X_1+A_{32}X_2+A_{33}X_3+A_{34}X_4+A_{35}X_5+A_{36}X_6=B_3$

$A_{41}X_1+A_{42}X_2+A_{43}X_3+A_{44}X_4+A_{45}X_5+A_{46}X_6=B_4$

$A_{51}X_1+A_{52}X_2+A_{53}X_3+A_{54}X_4+A_{55}X_5+A_{56}X_6=B_5$

$A_{61}X_1+A_{62}X_2+A_{63}X_3+A_{64}X_4+A_{65}X_5+A_{66}X_6=B_6$

X_1 X_2 X_3 X_4 X_5 X_6

Gauss usuli

Nazariy fizika va elektrodinamikaga oid juda ko'p masalalarni yechishda

$Ax=B$ (1)

ko'rinishdagi tenglamalar sistemasini uchraydi. Bunday tenglamalarni taqribiy yechishning juda ko'p usullari orasida Gauss usuli alohida ahamiyatga ega. Bu usulning mohiyati quyidagicha.

Faraz qilaylik quyidagi

$a_{11}x_1+a_{12}x_2+\dots+a_{1n}x_n=b_1,$

$a_{21}x_1+a_{22}x_2+\dots+a_{2n}x_n=b_2,$

.....

$a_{n1}x_1+a_{n2}x_2+\dots+a_{nn}x_n=b_n$ (2)

tenglamalar sistemasini berilgan bo'lsin. Gauss usulida bu sistemani yechish uchun, avval u uchburchak ko'rinishga keltiriladi, so'ngra noma'lumlar teskari tartibda topiladi. $a_{11} \neq 0$ bo'lsin. (2) sistemadagi birinchi tenglamani a_{11} ga bo'lamiz va keyingi har bir tenglamadan x_1 larni yo'qotamiz:

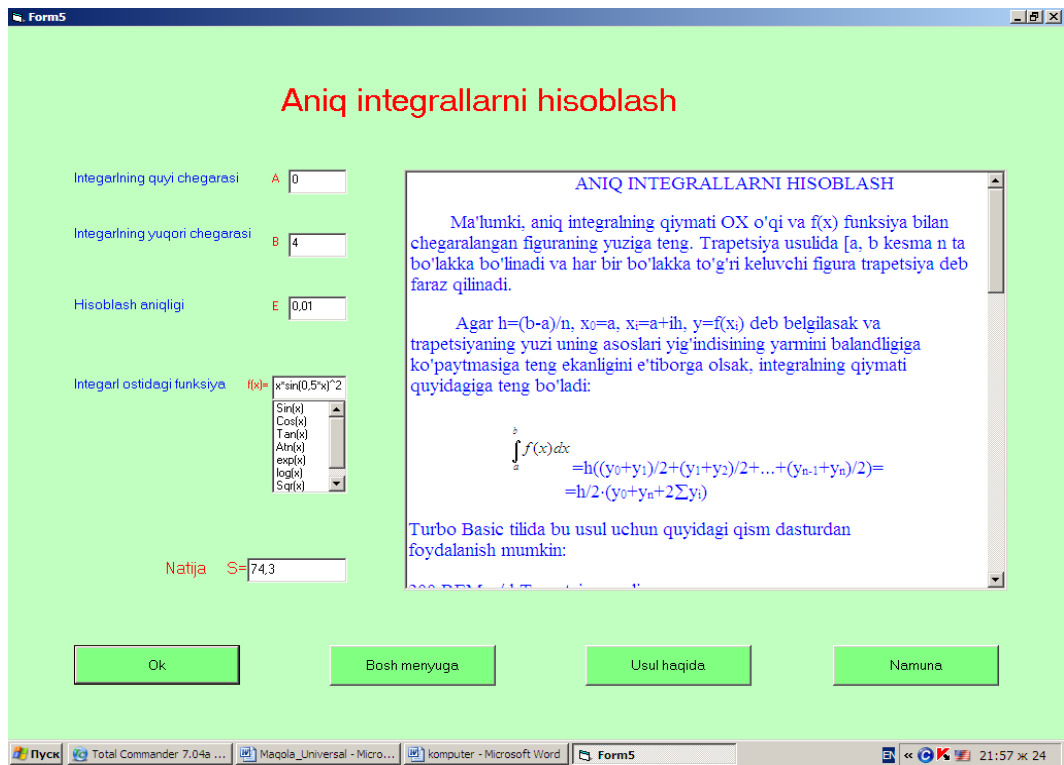
$x_1+a_{12}x_2+\dots+a_{1n}x_n=b_1/a_{11}$

Dastur yordamida aniq integrallarni hisoblash uchun “Aniq integrallar” tugmasi bosiladi va “A”, “B”, “E” katakchalariga tegishli qiymatlarni, “f(x)=” katagiga integral ostidagi funksiyaning ko'rinishini kiritib, “Ok” tugmasi bosiladi.

3-masala. Agar jismning tezligi $v=A\sin^2(\alpha t)$ qonun bo'yicha o'zgarsa, uning t_1 dan t_2 vaqtgacha bosib o'tgan yo'li topilsin ($A=2$, $\alpha=0.5$, $t_1=0$, $t_2=4$).

Yechish. Ma'lumki, bosib o'tilgan yo'l $s=\int v dt$ formula orqali aniqlanadi. Shuning uchun $s=\int A\sin^2\alpha t dt$.

$v \rightarrow f$, $t \rightarrow x$ belgilashlar kiritib, “f(x)=” katagiga „ $2 \cdot x \cdot \sin(0,5 \cdot x)^2$ “ ni, “A”, “B”, “E” katakchalariga „0“, „4“, „0,001“ larni kiritsak hamda „Ok“ tugmasini bossak, „S=74,3“ natija hosil bo'ladi:



Dastur yordamida differensial tenglamalarni yechish uchun “Differensial tenglamalar” tugmasi bosiladi va “N”, “A”, “B”, “h”, “yo1”, “yo2” katakchalariga tegishli qiymatlarni, “Tenglamaning o’ng tomoni” katagiga differensial tenglama ko’rinishini kiritib, “Ok” tugmasi bosiladi.

4-masala. Agar havoning qarshilik kuchi $F = A \sin^2 t$ bo’lsa, v_0 boshlang’ich tezlik bilan yuqoriga tik otilgan m massali jismning koordinatalari aniqlansin?

Yechish. Nyutonning II qonuniga asosan

$$m y'' = -(mg + A \sin^2 t)$$

Bu tenglamani

$$y' = v, \quad v' = -(g + A \sin^2 t / m)$$

ko’rinishda yozib olamiz va $y \rightarrow y_1$, $v \rightarrow y_2$, $t \rightarrow x$, $A \rightarrow A_0$ belgilashlar kiritamiz.

Daturning “N” katagiga “2”, “A” katagiga “0”, “B” katagiga “2”, “h” katagiga “0,2”, “yo1” katagiga “0”, “yo2” katagiga “5” qiymatlarni, “Tenglamaning o’ng tomoni” katagiga “ $-(9,8 + 4 \cdot \sin(x)^2 / 10)$ ” ni kiritib, “Ok” tugmasini bossak, quyidagi natijalar hosil bo’ladi:

Differensial tenglamalarni yechish

N Tenglama tartibi
 A x ning boshlang'ich
 B x ning oxirgi qiymati
 h x ning qadami
 yo1 y(0)
 yo2 y'(0)

Tenglamani o'ng tomoni P=

Sin(x)
 Cos(x)
 Tan(x)
 Arctan(x)
 Exp(x)
 Log(x)
 Sqr(x)

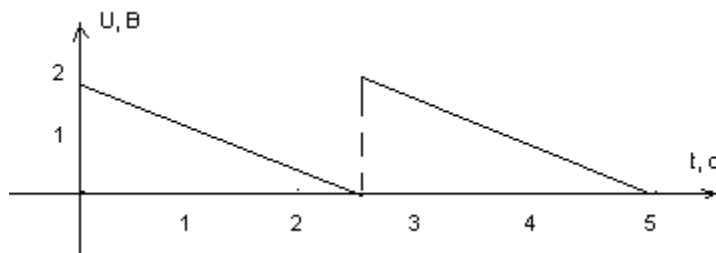
Natijalar		
x	y1	y2
0	0	5
.2	0	3.04
.4	1	1.032
.6	1.608	-.818
.8	1.826	-2.67
1	1.652	-4.47
1.2	1.127	-6.20
1.4	-.2329	-7.88
1.6	-1.00	-9.53
1.8	-2.58	-11.1
2	-4.49	-12.8

- Bosh dasturda Y, Y0, P lar DIM operatori orqali tavsiflanishi;
 - X, H, N, Y0 larga qiymat berilishi;
 -300-satrdan boshlab hosilalarni, ya'ni tenglamalarning o'ng tomonlarini hisoblovchi qism dastur tuzilishi kerak.
Na'muna. Agar havoning qarshilik kuchi $F=Asin^2t$ bo'lsa, v_0 boshlang'ich tezlik bilan yuqoriga tik otilgan m massali jismining koordinatalari aniqlansin?
Yechish. Nyutonning II qonuniga asosan
 $my''=-(mg+Asin^2t)$
 Bu tenglamani
 $y'=v,$
 $v'=-g+Asin^2t/m$
 ko'rinishda yozib olamiz va
 $y \rightarrow y_1, v \rightarrow y_2, t \rightarrow x, A \rightarrow A_0$
 belgilashlar kiritamiz.
 Dasturning "N" katagiga "2", "A" katagiga "0", "B" katagiga "2",
 "h" katagiga "0.2", "yo1" katagiga "0", "yo2" katagiga "5" qiymatlarini,
 "Tenglamani o'ng tomoni" katagiga " $-(9.8+4 \cdot \sin(x)^2/10)$ " ni kiritib,
 "Ok" tugmasini bossak, quyidagi natijalar hosil bo'ladi:

Eyler usuli Namuna
 Ok Bosh menyuga

Dastur yordamida davriy funksiyalning spektral tahlilini, ya'ni funksiya tarkibiga kiruvchch sinusoida va kosinusoidalarni aniqlash mumkin. Buning uchun dasturning "Spektral tahlil" tugmasi tanlanadi.

5-masala. Multivibratorda hosil bo'layotgan quyidagi signalning spektri aniqlansin:



Rasmdan ko'rinib turibdiki, signalning davri $T=2,5$ s, amplitudasi $U=2B$. Har bir davr oralig'i uchun

$$U=2(1-t/2.5)$$

deb hisoblash mumkin. $U \rightarrow y, t \rightarrow x$ deb belgilaymiz.

Dasturning "Y=" katagiga $2 \cdot (1-x/2.5)$

ni yozib, "Ok" tugmasini bosamiz va quyidagi natijalarni olamiz:

Spektral tahlil

Spektri aniqlanadigan funksiya $Y=2*(1-x/2.5)$

Spektr koeffitsientlari

a	b	c	f
2,38	0	2,38	0
-1,6	,509	,509	-1,5
-1,6	,254	,254	-1,5
-1,6	,169	,170	-1,4
-1,6	,126	,127	-1,4
-1,6	,101	,102	-1,4

Na'muna

Multivibratorlarda hosil bo'layotgan quyidagi signalning spektri aniqlansin:

Rasmdan ko'rinib turibdiki, signalning davri $T=2,5$ s, amplitudasi $U=2B$. Har bir davr oralig'i uchun $U=2(1-t/2.5)$ deb hisoblash mumkin. $U \rightarrow y$, $t \rightarrow x$ deb belgilaymiz. Dasturning "Y=" katagiga $2*(1-x/2.5)$ ni yozib, "Ok" tugmasini bosing.

Dastur tajriba natijalarini qayta ishlashga ham yordam beradi. Quyidagi masalani ko'raylik.

6-masala. Qarshilikning termik koeffitsientini aniqlash maqsadida rezistorning turli temperaturalardagi qarshiligi o'lchandi va quyidagi natijalar olindi:

t, °C	0	20	30	40	50
R, Om	2,1	3,2	4,3	5,5	6,8

Qarshilikning termik koeffitsienti aniqlansin.

Yechish. Ma'lumki, qarshilik temperaturaga

$$R=R_0(1+\alpha t) \quad (1)$$

formula orqali bog'langan. Bu ifodani

$$y=A+Bx \quad (2)$$

(bu yerda $y=R$, $A=R_0$, $x=t$, $B=R_0\alpha$)

ko'rinishda yozib olamiz va "Eng kichik kvadratlar usuli" yordamida noma'lum koeffitsientlarni topamiz. Noma'lum koeffitsienlar topilgach,

$$\alpha = B/A \quad (3)$$

ifodadan qarshilikning termik koeffitsientini aniqlaymiz.

Dasturning “N” katagiga “5”, “X_i” va “Y_i” kataklariga jadvaldagi natijalarni kiritib, “Ok” tugmasini bossak

S=0,1; A=1,73; B=9,44 natijalar hosil bo’ladi.

(3) ifodadan $\alpha = 5,46$ ga teng bo’ladi.

Eng kichik kvadratlar usuli

Tajriba natijalari

N

X _i	Y _i ⁿ
0	1,735
20	3,624
30	4,568
40	5,513
50	6,458

Y=A+B·X

A B

$S = \frac{1}{N} \sum (y_i - y_i^n)^2$

Qarshilikning termik koeffitsientini aniqlash maqsadida rezistorning turli temperaturalardagi qarshiligi o'lchandi va quyidagi natijalar olindi:

t, °C	0	20	30	40	50
R, Om	2,1	3,2	4,3	5,5	6,8

Qarshilikning termik koeffitsienti aniqlansin.

Ma'lumki, qarshilik temperaturaga

$$R = R_0(1 + \alpha t) \quad (1)$$

bog'langan. Bu ifodani

$$y = A + Bx \quad (2)$$

(bu yerda y=R, A=R₀, x=t, B=R₀α)

ko'rinishda yozib olamiz va "Eng kichik kvadratlar usuli" yordamida noma'lum koeffitsientlarni topamiz. Noma'lum koeffitsientlar topilgach,

$$\alpha = B/A \quad (3)$$

ifodadan qarshilikning termik koeffitsientini aniqlaymiz.

Dasturning "N" katagiga "5", "X_i" va "Y_i" kataklariga jadvaldagi natijalarni kiritib va "Ok"

Dastur yordamida shuningdek, kvadrat tenglamalarni yechish mumkin. Oddiy hisoblashlarni bajarish uchun dasturga kalkulyator ham o'rnatilgan.

O'ylaymizki, dastur nafaqat oliy, o'rta maxsus va umumiy o'rta ta'lim maktablarida o'qitish va mustaqil ta'lim olish jarayonlarida, balki ilmiy izlanishlar olib borayotgan barcha mutaxassislarga ham foydali bo'ladi.

2-BOB. YADROVIY UCH JISM MASALASI UCHUN

FADDEEV-XANN TENGLAMALARI

2.1. Beytman usuli

Beytman usuli yordamida Shturm funksiyalarini aniqlaymiz. Shturm funksiyalari odatda ikki va uch jism masalalarini yechishda ishlatiladi. Shturm funksiyalari bo'yicha qatorlarga yoyishni ko'rib chiqamiz.

$$\bar{V} = -\frac{1}{(H_0 - z)^{1/2}} V \frac{1}{(H_0)^{1/2}} \quad (2.1)$$

operatorni kiritamiz, bu yerda N_0 - ikki jism masalasidagi nisbiy harakatni tavsiflovchi kinetik energiya operatori, V -o'zaro ta'sir potentsiali, z -energiya. U xolda

$$\bar{V}(z)|g_n(z)\rangle = v_n(z)|g_n(z)\rangle \quad (2.2)$$

Tenglamani qanoatlantiruvchi xususiy funksiyalar

$$|g_n(z)\rangle\langle g_n(z)| = 1, \langle g_n(z)|g_m(z)\rangle = \delta_{nm}. \quad (2.3)$$

ortonormallashgan sistemani tashkil qiladi, bu yerda v_n -xususiy qiymatlar.

$S_n(z)$ - funksiyani kiritamiz:

$$g_n(z) = -(H_0 - z)^{1/2} S_n(z). \quad (2.4)$$

(2.4) ni (2.2) qo'yib va (2.1) dan foydalanib,

$$\left(H_0 + \frac{V}{v_n(z)} \right) |S_n(z)\rangle = z |S_n(z)\rangle. \quad (2.5)$$

tenglamani hosil qilish mumkin.

$S_n(z)$ - funksiyalar Shturm funksiyalari deyiladi, ular uchun

$$\langle S_n | V | S_m \rangle = -v_n \delta_{nm}. \quad (2.6)$$

ortonormallashtirilgan shartlar o'rinli bo'ladi. (2.3) dan

$$\sum_n |S_n\rangle\langle S_n| = -\frac{1}{z - H_0}. \quad (2.7)$$

ifodani hosil qilish mumkin.

Shturm funksiyalari (2.6) bo'yicha ortonormallashtirilganligi uchun uch jism to'lqin funksiyalarini bu funksiyalar bo'yicha bir necha usulda qatorga yoyish mumkin.

$$|\psi\rangle = \sum_n c_n |S_n\rangle. \quad (2.8)$$

Birinchidan S_n ni ko'p ishlarda qo'llanadigan

$$c_n = \langle S_n | V | \psi \rangle \quad (2.9)$$

munosabatdan aniqlash mumkin. S_n ni aniqlashning boshqa usulida ψ

$$|\psi\rangle = |x\rangle + \frac{1}{E - h_0 - V - H_0} A |\psi\rangle (E - h_0 - V - H_0) \psi = A \psi \quad (2.10)$$

ko'rinishdagi tenglamani yoki

$$(E - h_0 - V - H_0) \psi = A \psi$$

ko'rinishdagi tenglamani qanoatlantiradi.

Ko'rish mumkinki, Grin funksiyasi $1/(E - h_0 - V - H_0)$

$$\frac{1}{E - h_0 - V - H_0} = \frac{1}{z - H_0} + \frac{1}{z - H_0} W \frac{1}{E - h_0 - V - H_0}. \quad (2.11)$$

tenglamani qanoatlantiradi, bu yerda

$$W = h_0 + V - E + z. \quad (2.12)$$

(2.7) ni (2.11) ga qo'yib,

$$\frac{1}{E - h_0 - V - H_0} = \sum c_{nm} |S_n\rangle\langle S_m|, \quad (2.13)$$

ni hosil qilamiz. S_{nm} lar esa

$$\sum_n (\langle S_n | W | S_i \rangle + \delta_{ni}) c_{nk} = -\delta_{ik}. \quad (2.14)$$

tenglamadan aniqlanadi.

Xususan, (2.7) qatorda bitta had bilan chegaralanib,

$$\frac{1}{E - h_0 - V - H_0} \approx \frac{|S_1\rangle\langle S_1|}{\langle S_1 | S_1 \rangle (E - h_0 - \varepsilon_1)}, \quad (2.15)$$

ni hosil qilamiz, bu yerda

$$\varepsilon_1 = z + (1 - v_1) / \langle S_1 | S_1 \rangle$$

Va nihoyat, uchinchi sodda usulni ko'rib chiqamiz. $|S_m\rangle$ funksiyalarning chiziqli kombinatsiyasini tuzamiz

$$|R_n\rangle = \sum_m a_{nm} |S_m\rangle, \quad (2.16)$$

a_{nm} koeffisientlarni

$$\langle R_n | R_m \rangle = \delta_{nm}, \quad (2.17)$$

$$\langle R_n | H_0 + V | R_m \rangle = \bar{E}_n \delta_{nm}$$

shartlardan aniqlaymiz. U xolda Grin funksiyasi

$$\frac{1}{E - h_0 - V - H_0} \approx \sum \frac{|R_n\rangle\langle R_n|}{E - \bar{E}_n - h_0}. \quad (2.18)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Bu usul bizga eng qulayi hisoblanadi, chunki u bir tomondan kanallarning kuchli bog'lanishi usulidan farq qilmaydi, ikkinchidan hisoblashlarda barcha funksiyalar ishtirok etadi.

Bu xolda (2.18) qator

$$\frac{1}{E - h_0 - V - H_0} \approx \sum |R_n\rangle\langle R_n| \frac{1}{E - h_0 - V - H_0} |R_m\rangle\langle R_m| \quad (2.19)$$

qatordan farq qiladi.

Shunday qilib masala uch qadamda yechiladi. Avval Shturm funksiyalari aniqlanadi, keyin ikki jism gamiltonianini diagonallashtiruvchi funksiyalar aniqlanadi. So'ngra esa (2.18) qator uch jisimli tenglamalarga qo'yilib, bir o'lchovli integral tenglamalar sistemasiga keltiriladi va sonli usullar yordamida yechiladi. Bu usul modifikatsiyalangan Shturm funksiyalari usuli deyiladi.

2.2. Masalaning qo'yilishi

Uch jisimli sistemalardagi quyi energiyali sochilish jarayonlarini tadqiq etishda berk kanallar ta'sirini hisobga olish muxim hisoblanadi. To'lqin funksiyalarning nishon o'zgaruvchilari bo'yicha kvadratik integrallanuvchanligi L^2 bazisdan foydalanishga imkon beradi. Bu ishda Faddeev-Xann tenglamalari yordamida quyi energiyali nd-sochilishni tavsiflash uchun bazis funksiyalari sifatida Shturm funksiyalari ishlatiladi. Keyingi paytlarda Faddeev-Xann tenglamalari atom va μ -molekulyar sistemalardagi elastik sochilish, qayta taqsimlanadigan sochilish va bog'langan holatlarni tavsiflash uchun ishlatilmoqda.

Shturm funksiyalari odatda uch jism masalalarida qo'lanilmoqda. Masalan, bu funksiyalar [5] ishda (eN) -, (e^+H) - sochilishni, [6, 7] ishlarda yadroviy uch jism masalasini Faddeev tenglamalari yordamida tavsiflash uchun ishlatilgan.

Inertiya markazi sistemasida parchalanish energiyasidan past energiyalarda neytronning deytron bilan o'zaro ta'sirin ko'rib chiqamiz. Bu masala uchun Faddeev-Xann tenglamalari

$$\begin{aligned} (E - H_0 - V_{23})\psi_1 &= (V_{23} + V_{12})\psi_2, \\ (E - H_0 - V_{13})\psi_2 &= (V_{13} + V_{12})\psi_1, \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\psi = \psi_1 + \psi_2.$$

ko'rinishga ega bo'ladi, bu yerda va kelgusida 1 va 2 neytronlarni, 3 esa protonni anglatadi:

$$1+(23) \begin{array}{l} \longrightarrow 1+(23) \\ \searrow 2+(13) \end{array}$$

Erkin o'zgaruvchilar sifatida Yakobi koordinatalarini tanlaymiz:

$$\begin{aligned} p_i &= (R_i + m_k R_k) / (m_j + m_k), \\ r_i &= R_j - R_k, \end{aligned} \quad (2.21)$$

Bu yerda \mathbf{R}_i , m_i - i -zarraning radius vektori va massasi, $i \neq j \neq k$; $i, j=1, 2$; $k=3$. (2.20)

tenglamalarni bu o'zgaruvchilar orqali qayta yozamiz:

$$[E - h_0(p_i) - H_0(r_i) - V_i] \psi_i(p_i, r_i, \sigma_i) = (V_i + V_k) \psi_j(p_j, r_j, \sigma_j) \quad (2.22)$$

Bu yerda $V_i = V_{jk}$, σ_i - spin koordinatalari,

$$h_0(\rho_i) = -\frac{1}{2M_i \rho_i^2} \left[\frac{\partial}{\partial \rho_i} \left(\rho_i^2 \frac{\partial}{\partial \rho_i} \right) - l_{\rho_i} (l_{\rho_i} + 1) \right]$$

$$M_i = m_i (m_j + m_k) / (m_i + m_j + m_k)$$

$$H_0(r_i) = -\frac{1}{2\mu_i r_i^2} \left[\frac{\partial}{\partial r_i} \left(r_i^2 \frac{\partial}{\partial r_i} \right) - l_{r_i} (l_{r_i} + 1) \right]$$

$$\mu_i = m_j m_k / (m_j + m_k)$$

l_{ρ_i} , l_{r_i} - orbital momentlar.

2.3. Spin o'zgarivchilarni ajratish

Sistemaning to'la to'lqin funksiyasi 1 va 2 zarralarning barcha koordinatalarini almashtirishga nisbatan antisimmetrik bo'lishi kerak. Shuning uchun to'la spin proyeksiyasi $\frac{1}{2}$ bo'lganda Ψ ni

$$\begin{aligned} \psi_1(p_1, r_1, \sigma_1) &= \varphi^t(p_1, r_1) x_{23}^t + \varphi^s(p_1, r_1) x_{23}^s, \\ \psi_2(p_2, r_2, \sigma_2) &= -\varphi^t(p_2, r_2) x_{13}^t - \varphi^s(p_2, r_2) x_{13}^s \end{aligned} \quad (2.23)$$

ko'rinishda tasavvur qilamiz, bu yerda

$$\chi_{jk}^t = \frac{\alpha_i}{\sqrt{6}}(\alpha_j\beta_k + \beta_j\alpha_k) - \sqrt{\frac{2}{3}}\beta_i\alpha_j\alpha_k$$

$$\chi_{jk}^s = \frac{\alpha_i}{\sqrt{2}}(\alpha_j\beta_k - \beta_j\alpha_k)$$

triplet va singlet holatlardagi spin funksiyalari, $\alpha_i=1/2$, $\beta_i=-1/2$ holatlarni aks ettiradi. (2.23) ni (2.22) ga qo'yib

$$\begin{aligned} & [E - H_0(r_1) - h_0(p_1) - V_{23}^t]\varphi^t = \\ & = -\langle \chi_{23}^t | V_{23} + V_{12} | \chi_{13}^t \rangle \varphi^t - \langle \chi_{23}^t | V_{23} + V_{12} | \chi_{13}^s \rangle \varphi^s \\ & [E - H_0(r_1) - h_0(p_1) - V_{23}^t]\varphi^t = -\langle x_{23}^t | V_{23} + V_{12} | x_{13}^t \rangle \varphi^t - \langle x_{23}^t | V_{23} + V_{12} | x_{13}^s \rangle \varphi^s, \end{aligned} \quad (2.24)$$

tenglamalarni xosil qilamiz, bu yerda matritik elementlar

$$\begin{aligned} \langle x_{23}^t | V_{23} + V_{12} | x_{13}^t \rangle &= (-2V_{23}^t + V_{12}^s - V_{12}^t)/4, \\ \langle x_{23}^t | V_{23} + V_{12} | x_{13}^s \rangle &= \sqrt{3}(2V_{23}^t + V_{12}^s + V_{12}^t)/4, \\ \langle x_{23}^s | V_{23} + V_{12} | x_{13}^t \rangle &= \sqrt{3}(2V_{23}^s + V_{12}^s + V_{12}^t)/4, \\ \langle x_{23}^s | V_{23} + V_{12} | x_{13}^s \rangle &= (2V_{23}^s - V_{12}^s + V_{12}^t)/4. \end{aligned} \quad (2.25)$$

ko'rinishga ega. (2.25) ni hisobga olib, (2.24) ni qayta yozamiz:

$$[E - h_0 - H_0 - V_{23}^{\lambda}] \varphi^{\lambda}(p_1, r_1) = \sum W^{\lambda\lambda'}(r_1, r_3) \varphi^{\lambda'}(p_2, r_2), \quad (2.26)$$

Bu yerda $\lambda, \lambda' = t, s$;

$$\begin{aligned}
W^{tt} &= \frac{1}{4} (2V_{23}^t + 3V_{12}^s), \\
W^{ts} &= -\frac{3}{4} (2V_{23}^t + V_{12}^s), \\
W^{st} &= -\frac{1}{4} (2V_{23}^s + V_{12}^s), \\
W^{ss} &= -\frac{1}{4} (2V_{23}^s - V_{12}^s),
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Pauli prinsipiga asosan ikkala neytron (1- va 2- zarralar) orbital momentlari yig'indisi juft bo'lganda triplet holat bo'lishlari mumkin emas. Kelgusida biz faqat S-hoлатlarni ko'ramiz ($l=0$) va shuning uchun (2.27) da triplet neytronlarni hisobga olmadik.

2.4. Burchaklarni ajratish

Burchak momentlarini ajratishga o'tamiz. Buning uchun φ^λ ni bipolyar garmonikalar bo'yicha qatorga yoyamiz:

$$\varphi^\lambda(\rho_i, r_i) = \sum_{LMl_\rho l_r} F_{LMl_\rho l_r}^\lambda(\rho_i, r_i) [Y_{l_\rho}(\rho_i) Y_{l_r}(r_i)]_{LM} \tag{2.28}$$

Bu yerda $\hat{\rho}, \hat{r} - \rho$ va \mathbf{r} vektorlarning burchak qismlari

$$[Y_{l_\rho}(\rho) Y_{l_r}(r)]_{LM} = \sum_{\mu m} C_{l_\rho l_r \mu m}^{LM} [Y_{l_\rho \mu}(\rho) Y_{l_r m}(r)] \tag{2.29}$$

$C_{l_\rho l_r}^{LM}$ -Klebsh-Gordon koeffitsientlari.

Agar $L=M=0$ bo'lsa, $l_\rho=l_r=l$ bo'ladi va (2.29) ifoda

$$[Y_l(\rho) Y_l(r)]_{00} = (4\pi)^{-1} (-1)^l \sqrt{2l+1} P_l(\cos \omega) \tag{2.30}$$

ko'rinishni oladi, bu yerda $P_l(x)$ - Lejandr polinomlari, ω - ρ va \mathbf{r} vektorlar orasidagi burchak. (2.28) va (2.30) ni (2.26) ga qo'yamiz:

$$(E - h_0 - H_0 - V_1^\lambda)F^\lambda(\rho_1, r_1) = (4\pi)^{-2} \int d\rho_1 dr_1 \sum_{\lambda'} W^{\lambda\lambda'} F^{\lambda'}(\rho_2, r_2). \quad (2.31)$$

2.5. Faddeev-Hann tenglamalarini bir o'lchovli ko'rinishga keltirish

(2.31) tenglamalarni yechish uchun modifikatsiyalangan Shturm funksiyalari metodini qo'llaymiz. F^λ ni

$$F^\lambda(\rho_i, r_i) = \frac{1}{\rho_i} \sum_{n=1}^{N_\lambda} f_n^\lambda(\rho_i) R_n^\lambda(r_i) \quad (2.32)$$

qo'rinishda tasavvur qilamiz, bu yerda

$$R_n^\lambda(r) = \sum a_{nn'}^\lambda S_{n'}^\lambda(r) \quad (2.33)$$

$S_n^\lambda(r)$ - esa Shturm funksiyalari bo'lib,

$$(R_0 + V^\lambda / v_n^\lambda) S_n^\lambda = \varepsilon_a S_n^\lambda \quad (2.34)$$

tenglamani va

$$\langle S_n^\lambda | V^\lambda | S_{n'}^\lambda \rangle = -v_n^\lambda \delta_{nn'} \quad (2.35)$$

shartni qanoatlantiradi, bu yerda ε -deytronning bog'lanish energiyasi.

a_{nn}^λ koeffisientlar R_n^λ funksiyalar (2.17) shartni qanoatlantiradigan qilib tanlanadi. Endi (2.32) qatorni (2.31) ga qo'yib, chap tomondan R_n^λ ga ko'paytiramiz va r_i bo'yicha integrallaymiz:

$$(E - \varepsilon_n^\lambda + h_0) f_n^\lambda(\rho_1) = (4\pi)^{-2} \int d\rho_1 d^3 r_1 (\rho_1 / \rho_2) R_n^\lambda(r_1) \sum_{\lambda'} W^{\lambda\lambda'} R_{n'}^{\lambda'}(r_2) f_{n'}^{\lambda'}(\rho_2) \quad (2.36)$$

Bog'langan holatlar uchun integral tenglamalarga o'tamiz

$$f_n^\lambda(\rho_1) = \frac{M_1}{8\pi^2} \int d\rho_1 d\rho_1 d^3 r_1 (\rho_1 / \rho_2) G(\chi_n^\lambda, \rho_1', \rho_1) R_n^\lambda(r_1) \sum_{\lambda'} W^{\lambda\lambda'} R_{n'}^{\lambda'}(r_2) f_{n'}^{\lambda'}(\rho_2) \quad (2.37)$$

Bu yerda G - bog'langan holat uchun Grin funksiyasi:

$$G(\chi, x, y) = -\frac{1}{\chi} \begin{cases} sh(\chi x) e^{-\chi x}, & x \leq y, \\ sh(\chi x) e^{-\chi x}, & x > y, \end{cases} \quad (2.38)$$

$$\chi_n^\lambda = [2M_1(\varepsilon_n^\lambda - E)]^{1/2} \quad (2.39)$$

(2.37) tenglamani bir o'lchovli ko'rinishga keltirish uchun $d^3\rho_1 d^3\mathbf{r}_1 \rightarrow d^3\rho_1 d^3\rho_2$ almashtirish bajaramiz. Bu almashtirish yakobiani γ^{-3} ga teng, bu yerda

$$\gamma = 1 - \alpha\beta, \quad \alpha = m_2/(m_2 + m_3), \quad \beta = m_1/(m_1 + m_3).$$

U xolda

$$f_n^\lambda(\rho_1') = M_1 \int d\rho_1 d\rho_2 G(\chi_n^\lambda, \rho_1', \rho_1) \sum_{\lambda n'} U_{nn'}^{\lambda\lambda'}(\rho_1, \rho_2) f_{n'}^{\lambda'}(\rho_2) \quad (2.40)$$

Bu yerda

$$U_{nn'}^{\lambda\lambda'} = \frac{\rho_1 \rho_2}{8\pi^2 \gamma^3} \int_0^\infty d\rho_1 d\rho_2 R_{n'}^{\lambda'}(r_1) W^{\lambda\lambda'}(r_1, r_2) R_{n'}^{\lambda'}(r_2) \quad (2.41)$$

bo'lib,

$$\int d\hat{\rho}_1 d\hat{\rho}_2 \Phi(\rho_1, \rho_2, \cos\chi) = 8\pi^2 \int_0^\pi \Phi(\rho_1, \rho_2, \cos\chi) \sin\chi d\chi$$

munosabat yordamida to'rt karrali integralni bir karrali integralga keltirish mumkin, bu yerda χ - ρ_1 va ρ_2 vektorlar orasidagi burchak. U xolda (2.41) tenglama

$$U_{nn'}^{\lambda\lambda'} = \gamma^{-3} \rho_1 \rho_2 \int_0^\pi R_n^\lambda(r_1) W(r_1, r_3) R_{n'}^{\lambda'}(r_2) \sin\chi d\chi \quad (2.42)$$

ko'rinishni oladi, bu yerda \mathbf{r}_i vektorlar χ bilan quyidagi munosabatlar orqali bog'langan:

$$r_1 = (\alpha\rho_1 + \rho_2)/\gamma$$

$$r_1 = (\beta\rho_2 + \rho_1)/\gamma$$

$$r_3 = [(1 - \alpha)\rho_1 - (1 - \beta)\rho_2]/\gamma \quad (2.43)$$

Shunday qilib, biz (2.40) f_n^λ ni aniqlash uchun bir o'lchovli integral tenglamalar sistemasini hosil qildik.

(2.40) tenglamadagi ρ_1 bo'yicha integralni mexanik kvadraturalar formulasi bo'yicha yig'indiga almashtiramiz:

$$f_n^\lambda(\rho_1) = M_1 \sum_{\alpha} \omega_{\alpha} G(\chi_n^\lambda, \rho_1, \rho_{\alpha}) \int_0^{\infty} d\rho_2 \sum_{\lambda'} U_{nn'}^{\lambda\lambda'}(\rho_{\alpha}, \rho_2) f_{n'}^{\lambda'}(\rho_2) \quad (2.44)$$

Bu yerda ρ_{α} - va ω_{α} - lar Gauss tugunlari va sonlari.

$$z_{n\alpha}^{\lambda} = \int_0^{\infty} d\rho \sum_{\lambda'} U_{nn'}^{\lambda\lambda'}(\rho_{\alpha}, \rho) f_{n'}^{\lambda'}(\rho) \quad (2.45)$$

U xolda

$$f_n^{\lambda}(\rho_1) = M_1 \sum_{\alpha} \omega_{\alpha} G(\chi_n^{\lambda}, \rho_1, \rho_{\alpha}) z_{n\alpha}^{\lambda} \quad (2.46)$$

(45) va (46) ifodalardan

$$z_{n\alpha}^{\lambda} = M_1 \sum_{n' \lambda' \alpha'} \omega_{\alpha'} \int_0^{\infty} d\rho U_{nn'}^{\lambda\lambda'}(\rho_{\alpha}, \rho) G(\chi_{n'}^{\lambda'}, \rho, \rho_{\alpha}) z_{n' \alpha'}^{\lambda'}$$

ni hosil qilamiz va

$$A_{nn'}^{\lambda\lambda'} = M_1 \omega_{\alpha'} \int_0^{\infty} d\rho U_{nn'}^{\lambda\lambda'}(\rho_{\alpha}, \rho) G(\chi_{n'}^{\lambda'}, \rho, \rho_{\alpha}) \quad (2.47)$$

deb belgilaymiz. U xolda

$$\sum_{\lambda' n' \alpha'} (\delta_{\lambda\lambda'} \delta_{nn'} \delta_{\alpha\alpha'} - A_{nn' \alpha\alpha'}^{\lambda\lambda'}) z_{n' \alpha'}^{\lambda'} = 0 \quad (2.48)$$

bir jinsli algebraik tenglamalar sistemasini hosil qilamiz.

2.6. Asosiy natijalar

Tritiyning bog'lanish energiyasi (2.48) sistema aniqlovchisining nolga tenglik shartidan aniqlanadi, unda (2.44) yaqinlashishining aniqligini nazorat qilish mumkin. (2.48) sistema "Universal hisoblagich" dasturining "Tenglamalar sistemasi", (2.42) integrallar va (2.47) matrik elementlar "Aniq integrallar" bo'limlari orqali hisoblanadi.

2.1-jadvalda to'g'ri burchakli o'ra ko'rinishdagi potensial uchun tritiy bog'lanish energiyasining triplet va singlet holatlardagi Shturm funksiyalari soniga bog'liqligi keltirilgan. Hisoblashlarda ikki jisimli parametrlar $r_s=2,4$ Fm, $a_s=-23,679$ Fm, $\varepsilon_d=2,226$ MeV, $a_t=5,374$ Fm qilib olingan bo'lib, bu parametrlar "Universal hisoblagich" dasturining "Transsendent tenglamalar" bo'limi orqali aniqlangan.

2.1-jadval. Tritiy bog'lanish energiyasining triplet va singlet holatlardagi Shturm funksiyalari soniga bog'liqligi

N_s	N_t		
	1	2	3
0	3,9	-	-
1	7,48	8,58	8,50
2	7,53	-	-

Keltirilgan natijalardan ko'rinib turibdiki, Faddeev-Xann tenglamalari yordamida tritiyning bog'lanish energiyasini to'la tavsiflash uchun ($E_T=8,46$ MeV) bitta singlet va ikkita triplet holatdagi Shturm funksiyalarini hisobga olish yetarli bo'ladi.

2.2-jadvalda tritiyning bog'lanish energiyasining singlet radiusga bog'liqligi keltirilgan ($N_t=2$, $N_s=1$).

N_s	r_s , Fm	E, Mev

1	2,4	8,58
2	2,5	8,34
3	2,6	8,02
4	2,7	7,82

K'orinib turibdiki, Faddeev-Xann tenglamalari yordamida tritiyning bog'lanish energiyasini tavsiflash uchun singlet radiusning qiymati 2,4 Fmga teng bo'lishi kerak ekan.

3-BOB. μ -MOLEKULYAR VODOROD IZOTOPLARI UCHUN

FADDEEV-HANN TENGLAMALARI

3.1. Vodorodsimon atomlarning Shturm funksiyalari

Bu bobda μ -molekulyar vodorod izotoplari misolida uchta zaryadli zarralar harakatini o'rganishda Faddeev-Xann tenglamalarini yechish uchun Shturm funksiyalari metodidan foydalanish ko'rib chiqiladi. Keyingi paytlarda Faddeev-Xann tenglamalari atom va μ -molekulyar sistemalardagi elastik sochilish, qayta taqsimlanadigan sochilish va bog'langan holatlarni tavsiflash uchun ishlatilmoqda.

Vodorodsimon atomlarning Shturm funksiyalarini aniqlaymiz va ularning chiziqli kombinatsiyasini topamiz (R_i). Keyin bu funksiyalarni μ -molekulyar sistemalar uchun Faddeev-Xann tenglamalarini yechishda ishlatamiz.

Ma'lumki, Shturm funksiyalari

$$(H_0 - V/v_m)S_m(r) = zS_m(r) \quad (3.1)$$

tenglamani yechish orqali aniqlanadi va

$$\langle S_n | V | S_m \rangle = -v_m \delta_{nm} \quad (3.2)$$

ortonormallashtirilgan shartlarni qanoatlantiradi, bu yerda N_0 -ikki jism nisbiy harakatini tavsiflovchi kinetik energiya operatori, V -ikki jism orasidagi markaziy potensial, v_m -Shturm operatorining hususiy qiymatlari, z -ixtiyoriy energiya.

(3.1) tenglamaning

$$V(r) = -1/r \quad (3.3)$$

potensial bilan yechimini

$$S_m = \int_m(p) e^{-ap} / p \quad (3.4)$$

ko'rinishda qidiramiz, bu yerda

$$p = \mu r, a^2 = z / E_1, \quad (3.5)$$

μ -keltirilgan massa, $e=\hbar=1$, $E_1=-\mu/2$.

(3.3) va (3.4) ni (3.1) ga qo'yamiz va v_m

$$v_m = 1 / am \quad (3.6)$$

ifodani hosil qilamiz. $z=E_1$ bo'lganda $v_m=1/m$ bo'ladi. (3.2) shartlarni qanoatlantiruvchi Shturm funksiyalari

$$S_m = \frac{2\mu e^{x/2}}{m!x} \frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} (e^{-x} x^m), \quad (3.7)$$

ko'rinishga ega bo'ladi, bu yerda $x=2\mu r$.

Endi Shturm funksiyalarining chiziqli kombinatsiyalarini olamiz:

$$|R_i\rangle = \sum_m c_{im} |S_m\rangle, \quad (3.8)$$

c_{im} koeffisientlarni

$$\begin{aligned} \langle R_i | R_j \rangle &= \delta_{ij}, \\ \langle R_i | H_0 + V | R_j \rangle &= \bar{E}_i \delta_{ij} \end{aligned} \quad (3.9)$$

shartlardan aniqlaymiz. Buning uchun (3.8) qatorni Shredinger tenglamasiga qo'yamiz

$$(H_0 + V)|R_i\rangle = \bar{E}_i |R_i\rangle$$

hamda c_{im} va E larni aniqlash uchun

$$\sum_m A_{nm}^i c_{im} = 0, \quad (3.10)$$

bir jinsli algebraik tenglamalar sistemasini hosil qilamiz, bu yerda

$$A_{nm}^i = (z - \bar{E}_i) S_{nm} + (1 - v_n) \delta_{nm}$$

$$S_{nm} = \langle S_n | S_m \rangle$$

z ni tanlash haqida qisqacha to'xtalib o'tamiz. Biz tanlagan $z=E_1$ qiymat eng yaxshisi bo'lmasligi mumkin. Qanday qilib z ning eng qulayini tanlash mumkin, boshqacha aytganda, z ning qanday qiymatida μ -molekulyar sistemalar uchun Faddeev-Xann tenglamalari bitta Shturm funksiyasi bilan tajriba natijalarini to'la tavsiflaydi. (3.6) dan ko'rinib turibdiki, $m=1$ bo'lganda

$$v_1=1/\alpha \quad (3.11)$$

va (3.2) ni qanoatlantiruvchi Shturm funksiyalari

$$S_1 = 2\mu\sqrt{ae^{-a\mu r}} \quad (3.12)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Shuning uchun R_1 funksiya

$$R_1 = 2(-2\mu z)^{3/4} \exp\left(- (2\mu z)^{1/2} r\right), \quad (3.13)$$

ko'rinishga, E_1 energiya esa

$$\bar{E}_1 = -\left(z + (-2\mu z)^{1/2}\right) \quad (3.14)$$

ga teng bo'ladi. Agar E_1 ni z ning funksiyasi sifatida qarajak, bu funksiya $[-\infty; 0]$ oraliqda aniqlangan, $z=0$ va $z=-2\mu$ nuqtalarda ikkita nolga ega va $z=-\mu/2$ nuqtada minimumga erishadi, bu funksiyaning grafigi rasmda keltirilgan.

3.2. Zaryadli zarralar uchun Faddeev-Hann tenglamalari

Uchta zaryadlangan zarralardan iborat kvantomexanik sistemaning bog'langan holatini ko'rib chiqamiz. $L=M=0$ bo'lganda burchak qismlar ajratilgandan so'ng, uch zarrali Faddeev-Xann tenglamalarining radial qismi uchun

$$\left[E + \frac{1}{2M_i} Dp_i + \frac{1}{2\mu_i} Dr_i - V_i \right] \phi_i^i(p_i, r_i) = \sum_{i'} \int dp_i dr_i W_{i'}^{ij} \phi_{i'}^j(p_j r_j), \quad (3.15)$$

tenglamani hosil qilamiz, bu yerda \mathbf{p} va \mathbf{r} –Yakobi koordinatalari, $\hat{p}, \hat{r} - \mathbf{p}$ va \mathbf{r} vektorlarning burchak qismlari, $M_i^{-1}=m_i^{-1}+(m_j+m_k)^{-1}$, $\mu_i^{-1}=m_j^{-1}+m_k^{-1}$, m_i -massalar, E -to'la energiya, $V_i=V_{jk}$, $i \neq j \neq k$, $i, j=1, 2$, $k=3$,

$$D_x = \frac{1}{x^2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial}{\partial x} \right) - l(l+1) \right]$$

$$W_{ll'}^{ij} = (-1)^{l+l'} (4\pi)^{-2} (V_i + V_k) \left[(2l+1)(2l'+1) \right]^{1/2} P_l(\cos \omega_i) P_{l'}(\cos \omega_j), \quad (3.16)$$

l -orbital moment, ω - ρ va \mathbf{r} orasidagi burchak, $P_l(x)$ -Lejandr polinomlari.

Endi Shturm funksiyalari metodidan foydalanamiz. F_l^i funksiyalarni

$$\phi_l^i(p_i; r_i) = \frac{1}{p_i} \sum_n \int_{nl}^i(p_i) R_{nl}^i(r_i), \quad (3.17)$$

ko'rinishda tasavvur qilamiz. (3.17) ni (3.15) ga qo'yib

$$\left[E - \bar{E}_{nl}^i + \frac{1}{2M_i} D_i \right] \int_{nl}^i(p_i) = \sum_{n'l'} \int d^3 \bar{r}_i dp_i (p_i / p_j) R_{nl}^i(r_i) W_{ll'}^{ij} R_{n'l'}^j(r_j) \int_{n'l'}^j(p_j) \quad (3.18)$$

tenglamani hosil qilamiz. Endi bog'langan holatlar uchun integral tenglamalarga o'tamiz:

$$\int_{nl}^i(p_i) = 2M_i \int d^3 r_i d^3 p_i (p_i p_j) G_l(\chi_n^i, p_i, p_i) \otimes \sum_{n'l'} R_{nl}^i(r_i) W_{ll'}^{ij} R_{n'l'}^j(r_j) \int_{n'l'}^j(p_k). \quad (3.19)$$

Bu yerda G -bog'langan holat uchun Grin funksiyasi:

$$G_l(\chi, x, y) = \sqrt{xy} \begin{cases} I_{l+1/2}(\chi x) K_{l+1/2}(\chi y), & x \langle y, \\ I_{l+1/2}(\chi y) K_{l+1/2}(\chi x), & x \rangle y, \end{cases} \quad (3.20)$$

$I_n(x)$, $K_n(x)$ - modifikatsiyalangan Bessel funksiyalari.

(3.19) tenglamani bir o'lchovli ko'rinishga keltirish uchun $d^3 p_i d^3 r_i \rightarrow d^3 p_i d^3 p_j$ almashtirish bajaramiz. Bu almashtirish yakobiani γ^{-3} ga teng, bu yerda

$$\gamma = 1 - \alpha_i \alpha_j, \quad \alpha_i = m_i / (m_i + m_3)$$

U xolda

$$\int_{nl}^i(p_i) = M_i \int dp_i dp_j G_l(\chi_n^i, p_i, p_i) \sum_{n'l'} U_{nln'l'}^{ij}(p_i, p_j) \int_{n'l'}^j(p_j), \quad (3.21)$$

Bu yerda

$$U_{nln'l'}^{ij}(p_i, p_j) = \gamma^{-3} p_i p_j \int_0^\pi R_{nl}^i(r_i) W_{ll'}^{ij} R_{n'l'}^j(r_j) \sin \chi d\chi, \quad (3.22)$$

χ - ρ_1 va ρ_2 vektorlar orasidagi burchak.

3.3. Energetik sathlar

Energetik sathlarni aniqlash uchun (3.21) dagi birinchi integralni Gauss yig'indilariga almashtiramiz:

$$f_{nl}^i(\rho_i) = M_i \sum_{\alpha} \omega_{\alpha} G_l(\chi_n^i, \rho_i, \rho_{\alpha}) z_{nl\alpha}^i \quad (3.23)$$

bu yerda ρ_{α} - va ω_{α} - lar Gauss tugunlari va sonlari.

$$z_{nla}^i = \sum_{n'l'} \int dp U_{nln'l'}^{ij}(p_a, p) \delta_{n'l'}(p) \quad (3.24)$$

(3.23) va (3.24) dan

$$z_{nla}^i = M_j \sum_{a'} \omega_{a'} \int dp U_{nln'l'}^{ij}(p_a, p) G_{l'}(\chi_{n'}^j, p, p_{a'}) z_{n'l'a'}^j. \quad (3.25)$$

ni olamiz va

$$A_{nlan'l'a'}^{ij} = M_j \omega_{a'} \int dp U_{nln'l'}^{ij}(p_a, p) G_{l'}(\chi_{n'}^j, p, p_{a'}) \quad (3.26)$$

deb belgilaymiz. U xolda

$$z_{nla}^i = \sum_{n''l''a''} A_{nlan'l'a'}^{ij} z_{n''l''a''}^2. \quad (3.27)$$

Avval aytib o'tganimizdek, $i, j=1, 2$. Shuning uchun

$$z_{nla}^i = \sum_{n''l''a''} A_{nlan'l'a'}^{ij} z_{n''l''a''}^2. \quad (3.28)$$

$$z_{nl\alpha}^2 = \sum_{n'l'\alpha'} A_{n'l'\alpha'n''l''\alpha''}^{21} z_{n''l''\alpha''}^1$$

Bu tenglamalardan ikkinchisini birinchisiga qo'yib, bir jinsli algebraik tenglamalar sistemasini hosil qilamiz:

$$\sum_{n'l'\alpha'} (\delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{\alpha\alpha'} \sum_{n''l''\alpha''} A_{nl\alpha n''l''\alpha''}^{12} A_{n''l''\alpha'' n'l'\alpha'}^{21}) = 0$$

μ -molekulyar sistemalarning energetik sathlari

$$\det \left(\delta_{mm'}, \delta_{ll'}, \delta_{\alpha\alpha'} - \sum_{n''l''\alpha''} A_{nl\alpha n''l''\alpha''}^{12} A_{n''l''\alpha'' n'l'\alpha'}^{24} \right) = 0 \quad (3.29)$$

shart orqali aniqlanadi.

3.4. Asosiy natijalar

Hisoblashlarni bajarishda (3.17) qatorda uchta xad bilan kifoyalandik, ya'ni uch zarra to'liq funksiyasining radial qismi uchun

$$\Phi_l(\rho, r) = \frac{1}{\rho_i} \sum_{n=1}^2 f_{nl}(\rho) R_{nl}(r), \quad 0 \leq l \leq n-1 \quad (3.30)$$

ifodadan foydalandik, bu yerda

$$R_{nl}(r) = \begin{cases} \sum_{m=1}^M c_{nm} S_m(r) & \text{agar } n \leq 2, l = 0 \\ \frac{\mu^{3/2}}{2\sqrt{6}} \mu r e^{-\mu r/2} & \text{agar } n = 2, l = 1 \end{cases} \quad (3.31)$$

hamda $z = -\mu/2$ bo'lganda μ -molekulyar sistemalar energetik sathlarining Shturm funksiyalari soniga bog'liqligini o'rgandik.

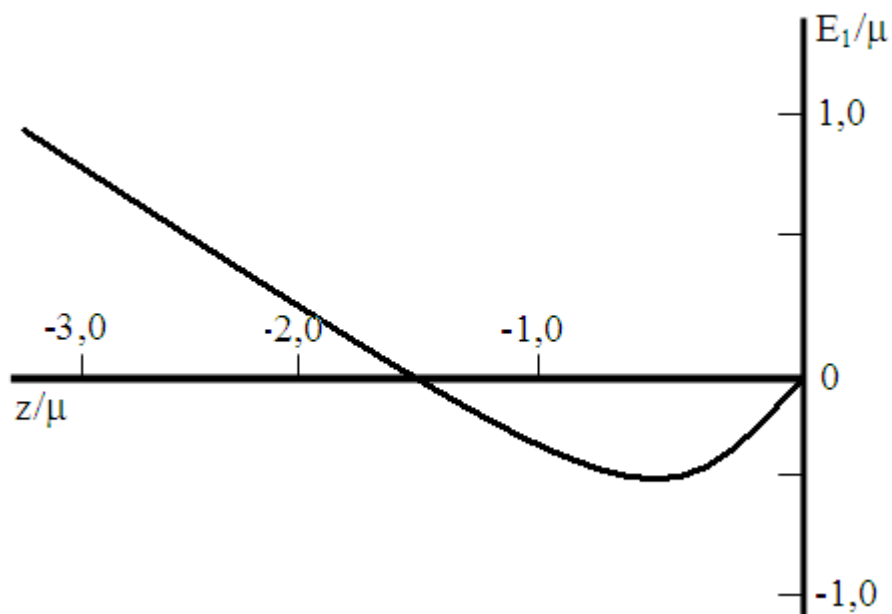
(3.29) sistema determinantini hisoblash uchun "Universal hisoblagich" dasturining "Tenglamalar sistemasini" bo'limidan, (3.22), (3.26) integrallarni hisoblash uchun "Aniq integrallar" bo'limidan foydalandik.

Hisoblash natijalari 3.1-jadvalda keltirilgan. Uyg'ongan holatlar yulduzcha bilan belgilangan. Energiya og'ir yadroning asosiy holatidan boshlab hisoblanadi. Taqqoslash uchun shu jadvalda variatsion hisob natijalari ham keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, bizning metodda yaqinlashish juda yaxshi va variatsion hisobga nisbatan hatolik bor yo'g'i 1 % ni tashkil etadi.

3.1-jadval. μ -molekulyar sistemalar energetik sathlarining Shturm funksiyalari soniga og'irligi
($z=-\mu/2$)

sistema	M			[18] ish natijalari
	2	3	4	
dd μ	-308,49	-320,38	-321,29	-325,073
dt μ	-303,63	-317,46	-317,95	-319,139
tt μ	-330,78	-364,66	-365,12	-362,909
dd μ ·			-35,67	-35,844
dt μ ·			-31,94	-34,834
tt μ ·			-79,05	-83,771

Quyida bitta Shturm funksiyasi bilan dd μ molekulasiining asosiy holat energiyasining z ga bog'liqligi keltirilgan.



Natijalardan ko'rinib turibdiki, $z=-0,4467\mu$ bo'lganda $dd\mu$ molekulasiining asosiy holat energiyasi tajriba natijalariga eng yaqin bo'ladi. Shuning uchun biz z ning shu qiymatida bitta Shturm funksiyasi bilan qolgan barcha μ -molekulyar sistemalarning asosiy holat energiyalarini hisobladik. Hisoblash natijalari 3.2-jadvalda keltirilgan. Ko'rinib turibdiki, bu yerda ham hatolik 1 % dan oshmaydi.

3.2-jadval. μ -molekulyar sistemalarning asosiy holat energiyalari

№	sistema	E, eV
1	$dd\mu$	-325,019
2	$dt\mu$	-320,101
3	$tt\mu$	-365,251

XULOSA

Shunday qilib, ushbu magistrlik dissertatsiyasida yadroviy va zaryadlangan uchta kvant zarralarning harakatlari o'rganib chiqildi.

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

1911 yilda Rezerford α -zarralarning oltinda sochilishini kuzatib, atomning planetar modelini yaratdi. 1932 yili D.Chedvik zaryadsiz, massasi proton massasiga yaqin neytral zarra - neytronni kashf etgach, D.D.Ivanenko, Geyzenberglar atom yadrosining proton-neutron modelini tavsiya etishdilar. Bu modelga ko'ra, atom yadrolari proton va neytronlardan tashkil topgan deb qaraladi. Yadro tarkibini o'rganish bilan bir vaqtda yadro kuchlar xususiyatlari aniqlashga jiddiy e'tibor qaratildi. I.E.Tamm, D.D.Ivanenko va keyinchalik yapon olimlaridan X.Yukavalar yadro kuchlar oraliq mezon zarralar yordamida amalga oshadi deb, o'zlarining mezonlar nazariyasini ishlab chiqdilar.

Keyingi paytda μ -katalizli termoyadro sintezi muammolari tufayli kvantomexanik uch jism masalasi olimlarni o'ziga jalb qilmoqda. Faddeevning ishlaridan so'ng kam sonli sistemalarni sifat va son jixatdan tavsiflashda bir muncha yutuqlarga erishildi. Uning ishlarida birinchi marta uch jisimli kvantomexanik sistemani tavsiflash uchun matematik nuqtai nazardan korrekt tenglamalar tuzildi. Keyin bu tenglamalar Yakubovskiy tomonidan ixtiyoriy sondagi sistemalar uchun umumlashtirildi. Keyinroq esa uch va undan ortiq zarrali sistemalar uchun Faddeev tenglamalarining turli modifikatsiyalari yaratildi.

Faddeev-Yakubovskiy tenglamalari to'lqin funksiyaning komponentalari uchun shakllantirilganligi va fizik asimptotalarga ega bo'lganligi uchun uch jismning yuqori va quyi energiyali sochilish hamda bog'langan holatlarini tavsiflashda Shredinger tenglamasiga nisbatan ancha samarali hisoblanadi.

Quyi energiyalarda uchinchi kanal berk bo'lganda Faddeev tenglamalarini to'lqin funksiyaning uch emas, ikkita komponentasi uchun yozish mumkin. Bu usulda hosil qilingan Faddeev tenglamalari Shredinger tenglamasiga ekvivalent va Faddeev-Xann tenglamalari deyiladi.

Faddeev-Xann tenglamalari Kulon o'zaro ta'sirga ega bo'lgan turli kam sonli sistemalarni tavsiflash uchun ishlatilgan. Jumladan, bu tenglamalar asosida (eN) –sochilish, (pN)

–sochilish, $dd\mu$, $dt\mu$, $tt\mu$ kabi sistemalarning sochilish va bog'langan holat masalalarini yechishda samarali qo'llanilgan.

Uchta zaryadli zarralar va uchta nuklonning bog'langan holatlari va qayta taqsimlanuvchi reaksiyalarini tavsiflash uchun sodda usul tavsiya etildi. Tavsiya etilgan usul keng tarmoqli va universal ekanligi ko'rsatildi. Bu yerda olingan to'lqin funksiyalarning yarim analitik ifodalari sistemalarning boshqa xarakteristikalarini aniqlash uchun foydalanilishi mumkin.

Kam sonli sistemalarning o'ziga xos jixatlari ko'rib chiqildi, mavzuning dolzarbliligi yoritildi va atom yadrosining tuzilishi, umumiy xossalari ko'rib chiqildi va termoyadro sintezi reaksiyalarining o'ziga xos xususiyatlari bayon qilindi.

Asosiy tenglamalar shakllantirildi va ularni yechish usullari ishlab chiqildi. Beytman usuli asosida Shturm funksiyalari metodining turli ko'rinishlari tavsiflandi. Faddeev-Xann tenglamalarining yadroviy uch jism masalasi uchun yaroqliligi tadqiq qilindi. To'g'ri burchakli o'ra, Yukava va eksponensial ko'rinishdagi markaziy potentsiallar uchun Shturm funksiyalari qurildi. Faddeev-Xann tenglamalari yadroviy uch jism masalasi uchun qayta yozilib, uchta nuklonning bog'langan holati va sochilish masalalari ko'rib chiqildi.

Faddeev-Xann tenglamalari asosida uchta zaryadlangan zarrali sistemalar tadqiq qilindi. Uch jism masalasini yechish uchun vodorodsimon atomlarning Shturm funksiyalari qurildi. μ -moyekulyar vodorod atomi izotoplari misolida Faddeev-Xann tenglamalari uchta zaryadlangan zarralar sistemasining bog'langan holatini tavsiflash uchun ishlatildi. μ -moyekulyar sistemalarning to'lqin funksiyalari uchun yarim analitik ifodalar olindi.

Dissertatsiyada quyidagi natijalar olindi:

1. Faddeev-Xann tenglamalari asosida uchta zaryadlangan zarrali sistemalar tadqiq qilish uchun nisbatan sodda usul ishlab chiqildi.
2. Faddeev-Xann tenglamalari yadroviy uch jism masalasi uchun qayta yozilib, uchta nuklonning bog'langan holati va sochilish masalalari ko'rib chiqildi.
3. Faddeev-Xann tenglamalarini yechish uchun yangi usul ishlab chiqildi.
4. μ -moyekulyar vodorod atomi izotoplarining energetik spektrlari hisoblandi.
5. μ -moyekulyar sistemalarning to'lqin funksiyalari uchun yarim analitik ifodalar olindi.

6. Faddeev-Xann tenglamalari asosida μ -moyekulyar sistemalarning bog'langan holatlarini bitta Shturm funksiyasi bilan tavsiflash uchun eng maqul z ning qiymati aniqlandi.
7. Tritiyning bog'lanish energiyasi hisoblandi va uning effektiv radiusga bog'liqligi o'rganildi.
8. Kulon va yadroviy uch jism masalasi uchun Faddeev-Xann tenglamalarini yechishda Shturm funksiyalari metodining yaqinlashishi tadqiq qilindi.
9. Fizika masalalarini yechish uchun "Universal hisoblagich" dasturi yaratildi hamda bu dasturdan Kulon va yadroviy uch jism masalasi uchun Faddeev-Xann tenglamalarini Shturm funksiyalari metodi bilan yechishda foydalanildi..

Adabiyotlar

1. A.Abduraxmanov, A.L.Zubarev, A.Sh.Latipov, M.Nasirov O zavisimosti trex chastichnix nablyudaemix ot opisaniya dvux chastichnix nablyudaemix. - YaF, 1987, t.45, s.415-418.
2. A.Abduraxmanov, A.L.Zubarev, A.Sh.Latipov, M.Nasirov Energiya svyazi tritiya i vershinnie konstanti v modeli energozavisyashego potentsiala. Mejd. soveshaniye po teorii malo chastichnix i kvark - adronnix sistem, Dubna, 1967, s.29.
3. A.L.Zubarev, M.Z.Nasirov, E.M.Gandil Metod funktsiy Shturma v formalizme uravneniy Faddeeva-Xana dlya μ -molekulyarnix sistem, - YaF, 1991, t.54, s.641-646.
4. A.L.Zubarev, M.Z.Nasirov. Metod funktsiy Shturma v formalizme uravneniy Faddeeva-Xana. - YaF, 1991, t.53, s.915-921.
5. A.O'.Rahimov, V.O.Otaqulov Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi, T., O'qituvchi, 1986
6. B.F.Irgaziyev, M.Z.Nasirov, N.A.Raxmatov Raschet fotorasshepleniya deytrona s razlichnimi nuklon-nuklonnimi potentsialami. – Uzb. Fiz. Jur., 1991, № 4, s.21-24.
7. D.Saxarov Fizika masalalari to'plami, T., O'qituvchi, 1965
8. E.M.Gandil, A.L.Zubarev, M.Z.Nasirov Uravneniya Faddeeva-Xana v yadernoy zadache trex tel. Mejd. seminar "Mikroskopicheskiye metodi v teorii neskol'kix chastits", Kalinin, 1986, s.46-47.
9. I.Begimqulov, B.Sattorova Fizika va astronomiya o'qitishda axborot texnologiyalari, T., 2007.
10. R.Bekjonov, Ahmadxo'jaev B. Atom fizikasi, T., O'qituvchi, 1979
11. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami, Sedrik M.S. tahriri ostida, T., O'qituvchi, 1991
12. V.S.Savelev Umumiy fizika kursi, T. O'qituvchi, 1978
13. A.B.Xolikulov, T.M.Muminov, Sh.X.Xushmurodov. YAdro va zarralar fizikasi. Samarkand, 2001 y.
14. A.I.Naumov. Fizika atomnogo yadro i elementarnix chastits. M. 1984.
15. V.I.Korol Visual Basic 6.0, M., 2000, 449 s.

16. V.P.D'yakonov Spravochnik po algoritmam i programmam na yazyke Beysik dlya personalnykh EVM, M.Nauka, 1987
17. G.A.Zisman G.A., O.M.Todes Kurs obshchey fiziki, 1-tom, M., 1969
18. D.S.Sivuxin. Obshiy kurs fiziki. M.1989.
19. E.V.Bursian Zadachi po fizike dlya kompyutera, M.Prosveshcheniye, 1991, 256 s.
20. K.N.Muxin. Eksperimentalnaya yadernaya fizika. T.1, M.1974.
21. K.T.Teshaboyev. YAdro va elementar zarralar fizikasi. T.1992.
22. P.A.Tishkin. Eksperimentalnye metody yadernoy fiziki. LGU. 1970.
23. P.E.Kolpakov. Osnovy yadernoy fiziki. M.1969.
24. R.B.Bekjonov. Atom yadrosi va zarralar fizikasi T.1995. 1-bob.
25. S.G.Kalashnikov Elektrichestvo, M., 1985
26. E.A.Volkov CHislennyye metody, M.Nauka, 1987
27. Yu.L.Ketkov Dialog na yazyke Beysik dlya mini- i mikro EVM, M.,Nauka, 1988
28. Yu.M.Shirokov, N.P.Yudin. Yadernaya fizika. M.1980.
29. M.Nosirov, N.Otaxonova, Z.Mehmonova, D.Dolimova Fizika masalalarini yechishda Visual Basicdan foydalanish, ADU xabarnomasi, Andijon, 4/2011,
30. M.Nosirov, N.Otaxonova, Z.Mehmonova, D.Dolimova Fizika masalalarini yechishda "Universal hisoblagich"dan foydalanish, Fizika, matematika, informatika, 5/2011,
31. M.Nosirov, Z.Mehmonova, N.Otaxonova, N.Mirzaalimov, D.Dolimova Optikadan virtual laboratoriyalar, ADU xabarnomasi, Andijon, 1/2012,
32. M.Nosirov, N.Otaxonova, N.Mirzaalimov Elektron darsliklar yaratish-davr talabi, "Fizika o'qitishning dolzarb muammolari", Resp.ilm.uslubiy sem, Toshkent, 2007, 268-269 b
33. M.Nosirov, D.Xolmirzaeva, D.Dolimova Elektron darsliklar yaratishda modellashtirish usullaridan foydalanish , "Pedagogik o'qishlar", resp.ilm-uslubiy sem.mat., Andijon, 2007, 30-31 b.

34. D.Xolmirzaeva, O.Bozorov, M.Botirova, D.Dolimova Atom tuzilishini o'rganishda animatsiyalardan foydalanish, Respublika ilm-uslub anjumani, Samarqan, 2008, -b.
35. M.Nosirov, N.Ataxanova, N.Mirzaolimov, D.Dolimova O razrabotke i primenenii kompyuternoy programmy dlya reshenii fizicheskix zadach chislennim metodom Materiali Mejd.konf., Novosibirsk, 2012, s.82-84
36. M.Nosirov, N.Ataxanova, N.Mirzaolimov, A.Bazarov, D.Dolimova Izucheniye gazovix zakonov na osnove kompyuternogo modelirovaniya, Materiali Mejd.konf., Novosibirsk, 2012, s.59-60
37. M.Nosirov, N.Otaxonova, N.Mirzaalimov, D.Dolimova Elektr zanjirlarini hisoblashda "Universal hisoblagich"dan foydalanish, Qarshi, 2012