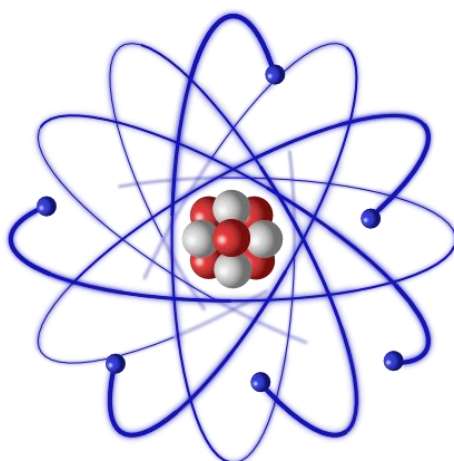


**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

**MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI
O'ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI**



**ATOM VA YADRO FIZIKASIDAN
LABORATORIYA ISHLARI**

TOSHKENT - 2019

Ushbu uslubiy qo‘llanmada, atom va yadro fizikasi bo‘yicha laboratoriya ishlarini bajarish metodikalari bayon qilingan. Qo‘llanma ikki bo‘limdan iborat bo‘lib, birinchi bo‘limda atom fizikasi, ikkinchi bo‘limda esa yadro fizikasiga oid laboratoriya ishlari keltirilgan.

Uslubiy qo‘llanma bakalavriatura talabalariga mo‘ljallangan.

В данной методической пособии описана методика выполнения лабораторных работ по атомной и ядерной физики. Пособие состоит из двух частей, в первой части которой описаны лабораторные работы по атомной физике, во второй части приведены лабораторные работы по ядерной физике.

Методическое пособие предназначено для студентов бакалавриатуры.

This manual describes the methodology for performing laboratory work on atomic and nuclear physics. The manual consists of two parts, the first part of which describes laboratory work on atomic physics, the second part shows laboratory work on nuclear physics.

The manual is intended for undergraduate students.

Tuzuvchilar: S.R. Polvonov

Sh.M. Ruzimov

M.I. Mamayusopva

S.E. Ahmedov

Taqrizchilar: I. Holbaev

M.A. Kayumov

Uslubiy qo‘llanma Mirzo Ulug‘bek nomidagi O‘zMU Ilmiy uslubiy Kengashi tomonidan nashrga tavsiya etilgan (2019 yil “___” _____ “___”-conli bayoni).

MUNDARIJA

Atom fizikasi

1-ish	Frank Gersning simob bilan tajribasi-CASSY bilan o'lchash va izohlash.....	4
2-ish	Plank doimiysini kompakt o'lchash qurilmasi yordamida aniqlash.....	11
3-ish	Polistiren, glitserin va teflonda yadro magnit rezonansi.....	21
4-ish	Vodorodning Balmer seriyalaridan H_{α} , H_{β} va H_{γ} larning to'lqin uzunliklarini aniqlash.....	34
5-ish	Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.....	41
6-ish	Kadmiy qizil chizig'i Zeeman ajralishini magnit maydonga bog'liqligini o'lchash.....	49
7-ish	Fabri-Pero etalonidan foydalanuvchi spektroskopiya.....	58

Yadro va subyadro fizikasi

1-ish	β nurlanish uchun radiativ nurlanish qonunini tekshirish.....	67
2-ish	Radiativ nurlarning α spektroskopiya.....	80
3-ish	α zarralar izlarini Vilson buliti kamerasi yordamida namoyish etish.....	88
4-ish	Ba-137m ning yarim emirilish davrini aniqlash.....	92
5-ish	Sanash tezligini aniqlashdagi statistik o'zgarishlar.....	99
6-ish	Stsintillyatsion schetchik bilan γ radiatsiyani aniqlash.....	102

ATOM FIZIKASIDAN LABORATORIYA ISHLARI

1-laboratoriya ishi.

FRANK GERSNING SIMOB BILAN TAJRIBASI-CASSY BILAN O'LCHASH VA IZOHLASH.

Tajribaning maqsadi:

1914 yilda James Frank va Gustav Gerts lar simob bug'i orqali o'tayotgan elektronlar uchun energiyani yo'qolishi aniq qadamlar bilan sodir bo'lishini va unga mos keladigan emissiya simobning litrafioret choragida bo'lishini e'lon qilishdi. Bundan bir necha oy keyinroq, Nils Bor bu hodisa uning atom modelini tasdiqlovchi isbot ekanligini tan oldi. Shunday qilib, Frank-Gerts tajribasi kvant nazariyasini tasdiqlash uchun klassik tajriba hisoblanadi.

Kerakli asboblarning ro'yxati:

1 Sensor-CASSY.....	524 010 yoki 524
1 CASSY Lab 2.....	013 524220
1 Hg Frank-Gerts trubkasi.....	555 854
1 Hg Frank-Gerts trubkasi uchun rozetka.....	555 864
1 Elektr qizdirgich, 230 V.....	555 81
1 Frank-Gerts ta'minlash manbai.....	555 880
1 Temperatura sensori NiCr-Ni 666.....	193
1 Kabellar juftlari, 100 sm, qizil va ko'k 1.....	501 46
PC, Windows XP/Vista/7/8	

Qisqacha nazariya

E. Rezerford tajribasi asosida atom tuzilishining planetar modeli ilgari surildi. Bunga ko'ra, atomlar musbat zaryadlangan yadrodan va yadro atrofiga ma'lum orbitalar bo'yicha aylanuvchi elektronlardan iborat. Ushbu modelning kamchiliklarini tuzatish uchun N.Bor o'zining ikkita postulatini ilgari surdi, ya'ni:

1. Atomlar ma'lum statsionar holatlarda mavjud bo'lib, ular bu holatlarda nurlanmaydilar va nur yutmaydilar. Bu holatlarda atomlar diskret $E_1, E_2, \dots, E_n$ energiyalarga ega bo'ladi va turg'unligi bilan xarakterlanadi.
2. Bir statsionar holatdan ikkinchi statsionar holatga o'tishda atomlar aniq chastotali nurlanishni chiqaradi yoki yutadi. Bu nurlanish monoxromatik bo'lib, uning chastotasi shart orqali topiladi.

$$h\nu = E_m - E_n$$

Bor postulatlarini va ular asosida vodorod atomi uchun Bor nazariyasining yaratilishi atom fizikasi tarixida katta ahamiyatga ega bo'ldi. Frank va Gerts N. Bor ilgari surgan postulatlarini tajriba orqali tasdiqlashdi. Ular o'tkazgan tajribaning g'oyasi quyidagidan iborat:

Siyrak gaz tarkibidagi atomlar elektr maydonida tezlatilgan elektronlar bilan bombardimon qilinadi. Odatda gaz atomlari normal sharoitda asosiy

energetik holat E_1 da bo'ladi. Shu sababli, dastlab elektronlar atomlar bilan elastik ravishda to'qnashadilar. Bu holda elektron va atom impulslari qayta taqsimlanmaydi va atom asosiy holatda qoladi. Agar elektron energiyasi oshishi natijasida atomni uyg'otish energiyasiga tenglashsa yoki undan ohsa, ular o'rtasida noelastik to'qnashish sodir bo'ladi. Ya'ni $T_e \geq \Delta E = E_2 - E_1$, bo'lganda, noelastik to'qnashish sodir bo'lib, gaz atomi birinchi «uyg'ongan» holatga o'tadi, bu erda T_e -elektronning kinetik energiyasi. Bu birinchi uyg'ongan holatga «rezonans» sath deyiladi. «Rezonans» sathni o'zlash (hosil qilish) uchun elektronga ta'sir qildirilgan elektr maydoni potentsialiga rezonans potentsiali deyiladi:

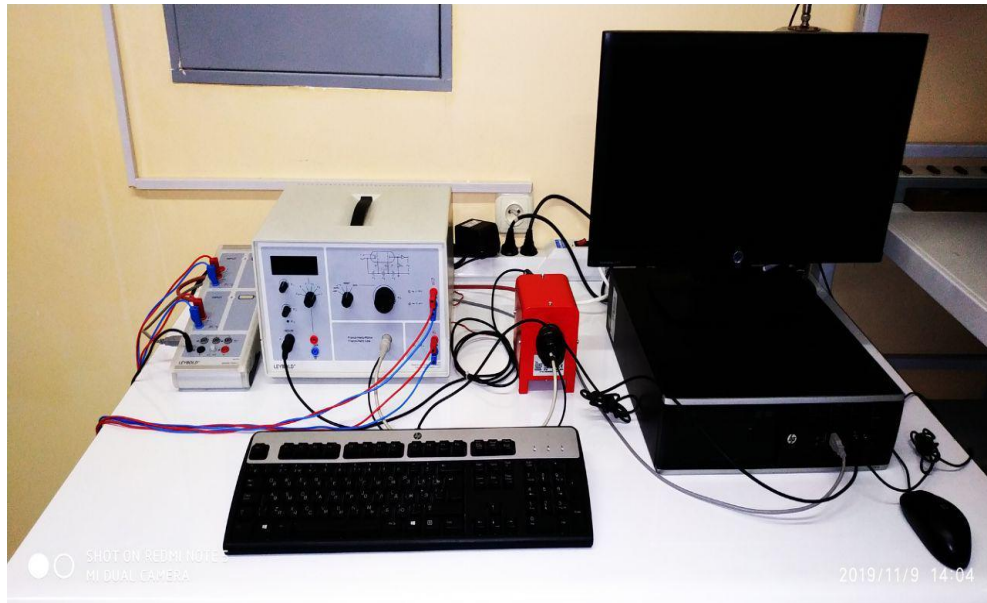
$$eU = \frac{m_e v^2}{2} = T_e$$

Shunga o'xshash E_1 holat bilan $E_3, E_4, \dots, E_n$ statsionar holatlar orasida ham o'tishlar sodir bo'lishi mumkin. Frank-Gerts tajribasi, Bor postulatlarida ko'rsatib o'tilganidek, atomlardagi ana shunday statsionar energetik holatlar mavjudligini isbotlashga qaratilgan.

Bu tajribada tezlanish beruvchi kuchlanish U_2 ning qiymati 0 dan to 30 V gacha oraliqda o'zgarishi mumkin, boshqaruvchi potential U_1 va tormozlovchi kuchlanish U_3 lar esa doimiy holda saqlanadi, va mos keluvchi anod toki I o'lchab olinadi. Bu anod toki, dastab, tezlashayotgan elektronlarning kinetik energiyasi to G_2 setka yaqinidagi simob atomlarini uyg'ongan holatga to'qnashish natijasida o'tkazish uchun yetarli bo'lgan energiyaga ($E = 4.9$ eV) tenglashguncha, xuddi oddiy elektroddagi kabi ortib boradi. Ammo, tenglashgan paytda maksimal qiymatga erishadi, keyin dramatik ravishda kamayadi, chunki elektronlar simob atomlari bilan to'qnashish natijasida energiyasini yo'qotadi, va energiyasi U_3 tormozlovchi potentsialni yengish uchun yetarli bo'lmay qoladi.

Tezlanish beruvchi kuchlanish U_2 ning ortib borishi bilan, elektronlar G_2 setkadan uzoqroqda bo'lgan simob atomlarini ham uyg'ongan holatga o'tkazish uchun yetarli bo'lgan energiyaga erisha boshlaydi, va anod toki yana orta borib ikkinchi maksimumga erishadi. Simob atomlari bilan to'qnashishda yana energiyasini yo'qotganligi uchun, elektronlar tormozlovchi kuchlanishni yengishga zarur bo'lgan energiyaga yana ega bo'lmay qoladi, anod tokini kuchli kamayib ketib ikkinchi minimum hosil bo'ladi. Tezlantiruvchi kuchlanishni yana orttirishi bilan elektronlar elektr maydonidan yana qo'shimcha energiya ortishi natijasida yuqoridagi jarayon davriy ravishda takrorlanadi.

Tajribani o'rnatish.



1-rasm. Tajriba qurilmasining to'liq ko'rinishi.

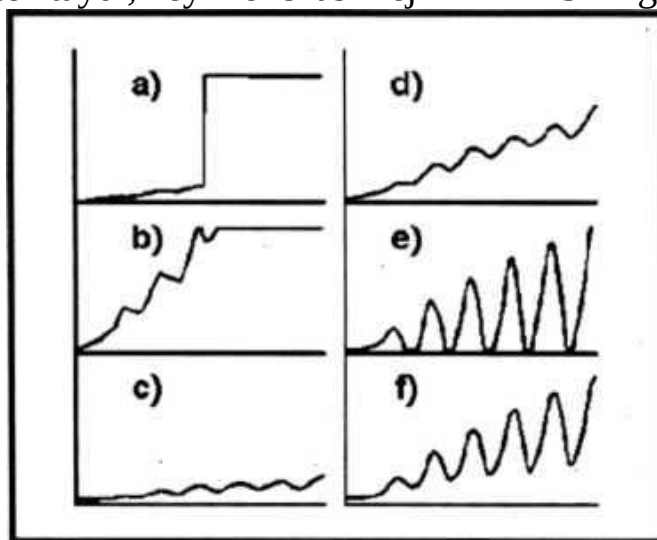
1. Frank-Gerts tajribasining manbai o'chirilganligiga ishonch hosil qiling.
 2. Manbaning orqa tomonidagi 4-mm li xavfsiz rozetkaga qizdiruvchi pechni ulang. Xususan, ulayotganingizda sariq vilka sariq rozetkaga va yashil vilka yashil rozetkaga ulanganiga ishonch hosil qiling.
 3. Qo'shimcha ravishda, 4-mm li mis vilkaning mis simini yashil-sariq xavfsiz rozetkaga ulang (Frank-Gerts trubkasini maydonlar interferensiyasidan ekranlash uchun).
 4. Temperatura sensorini "NiCr-Ni" DIN rozetkaga ulang va Frank-Gerts trubkasini manba sistemasining "Frank - Gertz tube" DIN rozetkasiga ulang.
 5. Insert the temperatura sensorini qizdiruvchi pechning yopiladigan teshigiga to oxirigacha kiriting va mis tutgichli Franck-Hertz trubkasini pechning ichiga siljiting.
- Izoh: Agar temperatura sensorining issiqlik kontakti yomon bo'lsa, u pechning temperaturasini past ko'rsatadi va buning natijasida trubka o'ta qizib ketishi mumkin.
6. Operatsion modulni RESET ga qo'ying va manba sistemasini ulang (bir necha sekunddan keyin the simob (Hg) uchun LED indikator yashildan ko'kka o'zgaradi).
 7. "Default setting t_s - 180 °C" ni tekshiring va ishchi temperaturaga yetguncha kuting (LED indikator qizildan yashilga o'zgaradi; temperatura t dastlab maksimumga erishadi, va keyin oxirgi temperaturada to'xtaydi).
- Agar displaydagi indikator chaqnasa:
8. Temperaturani o'lchashni o'rnatishda xatolik mavjud (Instruksiya kitobiga qarang).
 9. Sensor-CASSY uchun A kirish kuchlanishini anod kuchlanishiga proporsional bo'lgan U_A chiqishga ulang va Sensor-CASSY uchun B kirish

kuchlanishini tezlashtiruvchi kuchlanish uchun $U_2/10$ chiqishga ulang.

Ishni bajarish tartibi.

1. CASSY Dasurlarni yuklash.

Boshqarish potentsialini $U_1 = 1.5 \text{ V}$ va tormozlovchi kuchlanishni 1) $U_3 = 1.5 \text{ V}$ ga o'nating, va Frank-Gerts grafigini "Ramp" ishlash rejimida o'lchab oling. Buning uchun knopka soatni bosish bilan o'lchashni boshlang, va o'lchash rejimini "Ramp" ga qo'ying. O'lchash 15 s dan keyin avtomatik ravishda to'xtaydi, keyin o'lchash rejimini RESET ga qo'ying.



2-rasm. Tajriba davomida yuzaga keladigan grafiklar.

2. U_1 ni optimallashtirish

Boshqaruv potentsialining U_1 kattaroq qiymati emissiya tokining kattaroq bo'lishiga sabab bo'ladi.

Agar Frank-Gerts grafigi juda ham tik bo'lsa, ya'ni tok o'lchash kuchaytirgichining yuqori chegarasiga $U_2 = 30 \text{ V}$ dan kichik qiymatlarida erishilib, Frank-Gerts grafigining yuqori qismi kesilgan bo'lsa (b):

3. U_2 kuchlanishni grafikning tikligi (d) rasmdagiga mos kelguncha kamaytiring.

Agar Frank-Gerts grafigi juda ham yotiq bo'lsa, ya'ni anod toki o'lchashning barcha shohalarida 5 nA dan kichik bo'lsa (c):

4. U_2 kuchlanishni grafikning tikligi (d) rasmdagiga mos kelguncha orttiring.

Agar Frank-Gerts grafigi U_2 kuchlanishni orttirgandan keyin ham yotiqlicha qolsa:

5. t_s ning o'rnatilish qiymatini pech temperaturasi uchun potensiometr surgichidan foydalanib kamaytiring.

6. U_3 ni optimallashtirish.

Tormozlovchi kuchlanish U_3 ning kattaroq qiymati Frank-Gerts grafigining maksimum va minimumlarini yaxshiroq aniqlashga sabab bo'ladi; ammo, shu bilan birga umumiy anod tokining qiymati ham kamayadi.

Agar Frank-Gerts grafigining maksimum va minimumlari yetarlicha aniq bo'lmasa (d):

7. Alternativ holda dastlab, tormozlovchi kuchlanish U_3 ni, keyin boshqaruvchi

potensial U_2 ni (f) rasmda ko'ratilgan shakldagi grafikni olguncha orttiring.

Agar Frank-Gerts grafigining minimumlari pastki tomondan kesilgan bo'lsa (e):

8. Alternativ holda dastlab, tormozlovchi kuchlanish U_3 ni, keyin boshqaruvchi potensial U_1 ni (f) rasmda ko'ratilgan shakldagi grafikni olguncha kamaytiring.

Frank-Gerts ning Hg trubkasi tajribaviy misollarda $U_1 = 2.58$ V, $U_3 = 1.95$ V va $t_s = 180$ °C parametrlardan foydalanilgan holda o'lchangan.

Hisoblashlar

Tajribalarda o'lchangan grafiklarni baholashda vertikal chiziqlar yoki maksimumlar markazlarini chizish yordamida mos maksimumlar o'rtasidagi masofani o'lchashda foydalanildi. Tajribaviy misollarda o'rtacha qiymat $U_2 = 5.07$ V ekanligi aniqlandi. Bu esa $\Delta E = 5.07$ eV o'tish energiyasiga mos keladi.

Simob atomining asosiy holat $1S^2$ dan birinchi $3P^1$ holatga o'tish energiyasining adabiyotlarda topilgan qiymati $E = 4.9$ eV da to'g'ri keladi.

Birinchi maksimumning holati foydalanilgan elektrod materiallarining kontakt kuchlanishlari orqali va boshqaruvchi potentsial U_1 yordamida aniqlandi. Yuqoriroq tartibdagi maksimumlar o'rtasidagi masofaning kattaroq qiymati xarakteristik trubka chizig'ida Frank-Gerts grafigining superpozitsiyasi sababli bo'ladi.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Bor postulotlari.
2. Frank-Gers tajribasining asosiy g'oyasi.
3. Uyg'onish potentsiali.
4. Atomning uyg'ongan holati.
5. "Rezonans" sath.
6. $J_a = f(U_{KC})$ bog'lanish grafigi.
7. Elektronning vodorod atomi yadrosi atrofidagi aylanish chastotasi bilan uning nurlanish chastotasi orasida bog'lanish mavjudmi?
8. Bor nazariyasi atomning nurlanish spektri bilan yutilish spektrlari mos tushishini qanday tushuntiradi?
9. Vodorod atomi energiyasi atomning bog'lanish energiyasidan katta bo'lgan fotonni yutishi mumkinmi?

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с. Т.2. Основы квантовой механики и строение электронной оболочки атома. М.: Наука, 1984. - 438 с.

3. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Атом физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006. - 75 б.
4. Каноков З., Караходжаев А., Нариддинов К., Полвонов С.Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006.-148б.
5. Физикадан практикум. «Наука» М. 1978, проф. Иверонова тахрири остида.

2-laboratoriya ishi.

PLANK DOIMIYSINI KOMPAKT O`LCHASH QURILMASI YORDAMIDA ANIQLASH.

Tajribaning maqsadi:

- Elektronlarning kinetik energiyasini yorug`lik chastotasining funksiyasi sifatida o`lchash
- Plank doimiysi h ni aniqlash

Kerakli asboblari

1. h ni aniqlash uchun fotoyacheyka – 558 77
2. h uchun kompakt qurilma – 558 79
3. Yuqori bosimli simob lampa – 451 15
4. Universal drossel – 451 30
5. Elektrometr kuchaytirgich – 532 14
6. O`zgartiriluvchi energiya manbai 12 V AS – 562 791
7. Kondensator 100 pF. 630 V
8. Kalit qoshgich (NO) bir qutbli – 579 10
9. Qisqichli vilka – 590 011
10. Multimeter LD-analog 20 – 531 120
11. Ekranli kabel BNC/4 mm – 575 24
12. Taqsimlash karobkasi – 502 04
13. Juft kabellar. 50 sm, qizil/ko`k – 501 45
14. Juft kabellar. 100 sm, qora – 501 461
15. Ulash simlari Lead. 25 sm, qora – 500 414
16. Ulash simlari Lead. 100 sm, sariq/yashil – 500 440

Qisqacha nazariya

Kirish

Plank doimiysi $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ fizikaning fundamental doimiylardan biri bo`lib, mikrofizikaviy ob'ektlarning, misol uchun elektronlar va fotonlarning, kvant xarakteristikalarini tavsiflashda ishlatiladi. Shuning uchun, Plank doimiysi ko`p tajribalarda tabiatning kvant xossalarini tavsiflashda fundamental doimiy sifatida ishlatiladi. Bu tajribada Plank doimiysi h fotoelektrik effekt yordamida aniqlanadi.

Asosiy ma`lumotlar

Elektronlar metal sirtidan yorug`lik nurlari yordamida urib chiqarilishi mumkin (fotoelektrik effekt). “Fotoelektronlarning” soni yorug`lik intensivligiga bog`liq bo`ladi. Ammo, urib chiqarilgan elektronlarning

energiyasi faqat yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'ladi. Bu tajribalarning natijalari 1905 yilda Enshteyn tomonidan tushuntirib berildi. Bunda u yorug'lik “fotonlar” deb ataluvchi zarrachalarning oqimidan tashkil topgan deb faraz qildi va har bir fotoelektron energiyasi chastotaga proportsional bo'lgan individual foton tomonidan urib chiqariladi deb faraz qildi, ya'ni foton energiyasi:

$$E = h\nu \quad (1)$$

“Enshteyn munosabati” bu jarayon uchun energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Har bir urib chiqarilgan elektron fotonning $h\nu$ energiyasini oladi. Chiqish ishi W dan ortiqcha energiya elektron tomonidan kinetik energiya E_k sifatida olinadi.

$$E_{kn} = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W$$

Elektronning chiqish ishi material turiga bog'liq bo'ladi.

Plank doimiysi h fotoyacheykani monoxromatik yorug'lik (ya'ni, maxsus to'liq uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik) bilan ekspozitsiyalash yo'li bilan aniqlanishi mumkin va urib chiqarilgan elektronlarning kinetik energiyasi o'lchanishi mumkin. 1-rasmda bunday tajribaning sxematik tasviri keltirilgan. Yorug'lik halqa shaklidagi anod orqali (platina sim) kaliy sirtiga tushadi. Fotoelektronlar anodgacha yetib boradi, va fototok I shaklida o'lchanadi.

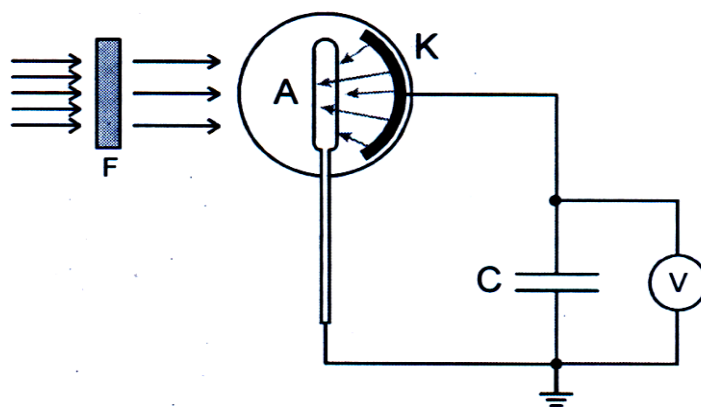
Agar fotoelektronlar asta-sekin orttirilib boriladigan manfiy potentsial bilan qaylarilsa fototok mos ravishda kamayib boradi. Fototok qiymati nolga teng bolgandagi bu kuchlanishning qiymati U_0 ga chegaraviy kuchlanish deyiladi. Bu kuchlanishda hatto eng kuchsiz bog'langan elektronlar, ya'ni eng kuchsiz chiqish ishiga ega bo'lgan va shuning uchun eng katta kinetik energiyaga E_{kn} ega bolgan elektronlar ham anod kuchlanishini yenga olmaydi.

Bu tajribada anod kuchlanishi tushuvchi elektronlar bilan U_0 chegaraviy kuchlanishgacha zaryadlanadigan kondensatordan foydalanib hosil qilinadi, Chegaraviy kuchlanish U_0 bu kuchsiz bog'langan elektronlarning kinetik energiyasini hisoblashda foydalanilishi mumkin:

$$e - U_0 = h\nu - W \quad (2)$$

e - elementar zaryad, W - chiqish ishi (qo'shimcha ma'lumotlarga qarang).

Agar tushuvchi yorug'likning chastotasi $\Delta\nu$ ga ortsa elektronning energiyasi $h\Delta\nu$ ga ortadi.



1-rasm. Fotoelektrik effekt yordamida Plank doimiysini o'lchash uchun qurilmaning sxematik ko'rinishi.

To'lqin uzunligi boyicha filtr F yordamida hosil qilingan monoxromatik yorug'lik nuri fotoyacheykaning K katodiga tushadi. Fotoelektronlar anodga tomon harakatlanadi va C kondensatorni chegaraviy kuchlanish U_0 gacha zaryadlaydi.

Chegaraviy kuchlanish fototokni kompensatsiyalash uchun ΔU_0 ga orttirilishi lozim. Bu holat uchun quyidagi tenglama qo'llaniladi.

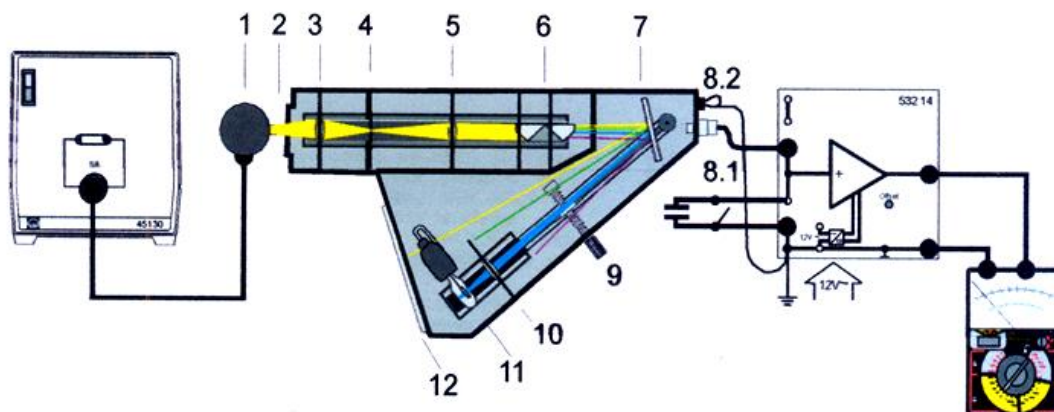
$$e\Delta U_0 = h\Delta \nu$$

ya'ni energiya $h\Delta \nu$ ga ortishi bilanoq $e\Delta U_0$ energiya yo'qotilishi bilan kompensatsiyalanadi.

Agar chegaraviy kuchlanish U_0 chastotada ν ning funksiyasi sifatida chizilsa (IV) tenglama qiyaligi quyidagiga teng bo'lgan to'g'ri chiziqni beradi.

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} = \frac{h}{e} \quad (3)$$

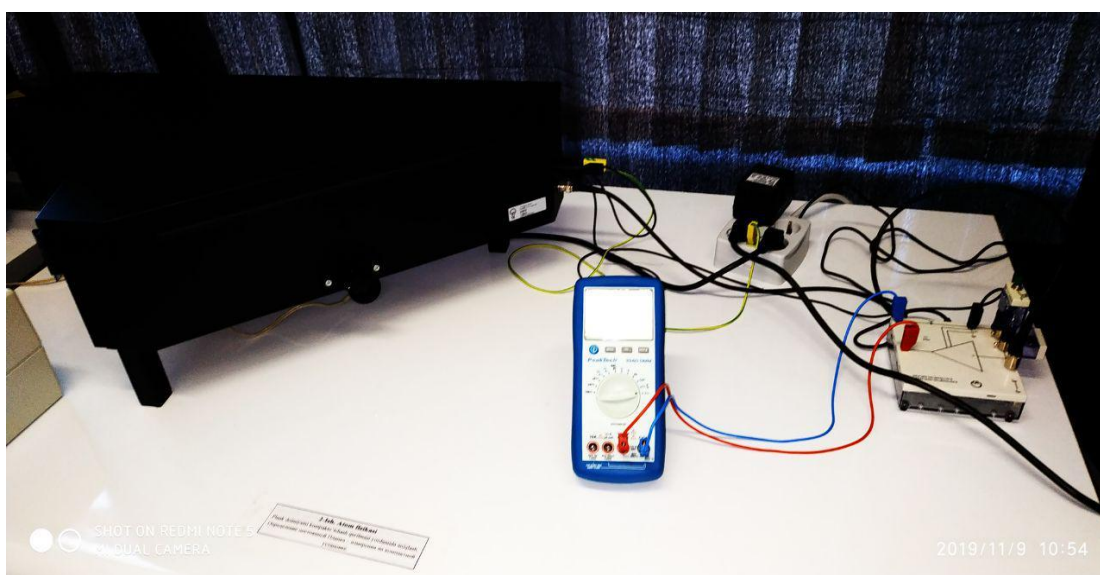
Qiymati malum bo'lgan elementar zaryad uchun Plank doimiysi h $U_0(\nu)$ grafikning qiyaligidan aniqlanishi mumkin.



2-rasm. Eksperimental qurilmaning sxematik ko'rinishi.

(1)Yuqori bosimli simob lampasi

- (2) Surgich
- (3) Yig`uvchi linza
- (4) Tirqish
- (5) Tasvirlovchi linza
- (6) To`g`ri ko`rish prizmasi
- (7) Oyna
- (8.1) BNC/4 mm ekranlangan kabel uchun vilka (katod)
- (8.2) 4 mm vilkalar (halqa anoda)
- (9) Burovchi ruchka
- (10) Tirqishli diafragma bilan yig`uvchi linza
- (11) fotoyacheyka
- (12) oyna va pasaytiruvchi surg`ich



3-rasm. Eksperimental qurilmaning umumiy ko`rinishi.

Qurilmaning elektr tuzilishi

Fotoyacheykaning metal halqali anodiga tushuvchi fotoelektronlar kondensatorni zaryadlaydi, va unda chegaraviy kuchlanish U_0 ni hosil qiladi. Fotoelektronlarning kinetik energiyasini aniqlash uchun shu kuchlanishni o'lchash lozim. Elektrometr kuchaytirgich kondensatordagi kuchlanishni o'lchash uchun foydalaniladi.

2-rasm va 3-raslarda ko'rsatilgan elektrometr kuchaytirgich_zanjirini tuzing.

Qisqichli vilka (f). 100 pF kondensator va kalitni ulang (3-rasm)

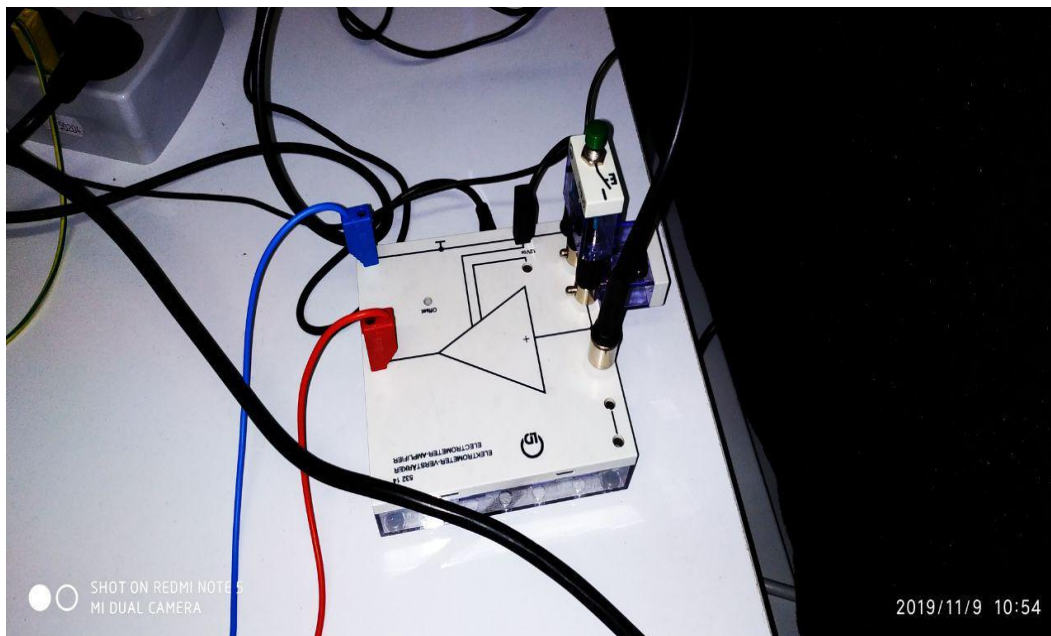
Ekran kabel BNC/4 mm ni BNC rozetkaga (2-rasmda 8.1.) va elektrometr kuchaytirgichga (g) ulang, Ekranli kabel BNC/4 mm ning "yer" simini elektrometr kuchaytirgich "yer"iga ulang (3-rasm).

4 mm rozetkalarining har_ikkalasini (2-rasmda 8.2-kabel_halqasi) 25 sm li

kabel bilan ulang. 4 mm li rozetkani 100 sm li kabel bilan elektrometr kuchaytirgichning “yer” kontaktiga ulang (3-rasm).

Multimetрни 50 sm li kabel bilan elektrometr kuchaytirgichning chiqishiga ulang (2-rasm).

Elektrometr kuchaytirgichning "yer"ini taqsimlovchi karobkaning "yer" kontakti bilan sariq, yashil kabel yordamida ulang.



4-rasm: Chegaraviy kuchlanish U_0 ni o'lchash uchun elektrometr kuchaytirgich zanjiri

Qurilmani optik to'g'rilash

2-rasmga mos tayyorlash chiqarish oynasining plekslglass platasining ichki qismini (12) oq qog'oz bilan yoping. (6) to'g'ri ko'rish prizmasini va (10) tirqishli diafragma bilan linzani nur yo'lidan olib qo'ying. “elektr ulashlarni o'rnatish” tavsiflangan elektr ulashlarni bajaring (Rasm 3. ga qarang). Yuqori bosimli simob lampasini (1) kompakt qurilma asosidan taxminan 5 mm masofada o'rmatang.

1. Yuqori bosimli simob lampasining (1) tasvirini linza (3) bilan tirqish (4) ustida hosil qiling. Lampani va linzalarni to'g'rilang (tirqish tutgichning o'rtasida).
2. Tirqishning tasvirini chiqarish oynasining ustida tasvirini (5) linzani to'g'rilash bilan, agar lozim bo'lsa (7) oynani to'g'rilash bilan hosil qiling.
3. To'g'ri ko'rish prizmasi (6) ni shunday kiritingki, yuqori bosimli simob lampasining har ikkala binafsha chizig'i va sariq chizig'i chiqarish oynasiga to'g'ri tushsin.
4. Fotoyacheykani rozetkaga burab tirqishli diafragma biriktirilgan linzani

nurning yo'liga shunday joylashtiringki spektral chiziq tasviri fotokatod ustida hosil bo'lsin.

5. Agar lozim bolsa ikkinchi qadamni takrorlang.

Izoh: Optik sirlarni toza saqlang Chang va barmoq izlarining natijasida paralel nurlar hosil bolib, ular past chastotalarda nihoyatda katta chegaraviy kuchlanishga (U_0 ga) olib keladi.

Ishni bajarish tartibi.

Izoh: Kondensatorning kuchlanishiga turli induksion effektlar tasir qilishi mumkin. Bu qismni tajriba davomida imkoni boricha kamroq siljiting Fotoyacheykaning kirlanishi anod va katod o'rtasida tok qochishiga olib kelishi va chegaraviy kuchlanish U_0 ni o'lchashga ta'sir etishi mumkin. Fotoyacheykani spirt bilan tozalang qo'shimcha ma'lumotlar uchun fotoyacheykaning 55877 ko'rsatmalar kitobiga qarang.

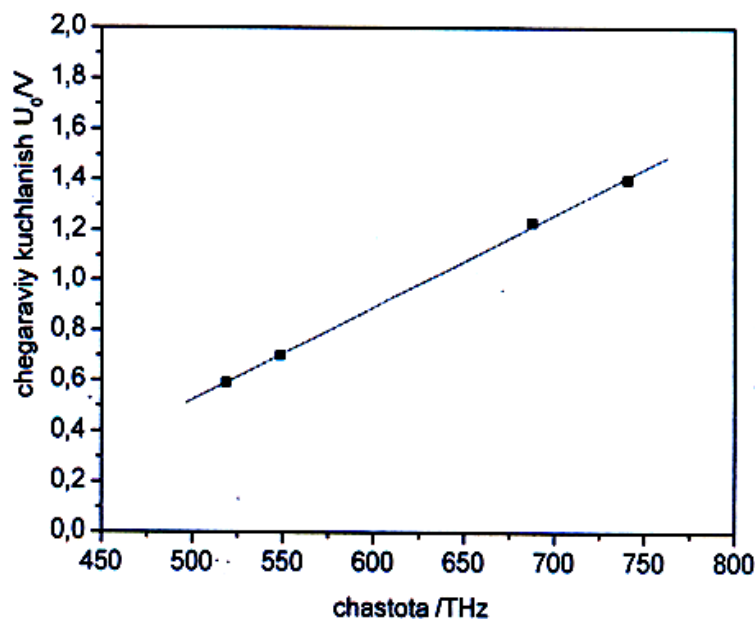
1. Xonani qisman qorong'ulashtiring. (10) linza tirqishli diafragmasining tasvirini chiqarish oynasida ko'rinadi.
2. Multimetрни qo'shing va 3 V DC diapazonga o'rnatish.
3. Har bir nur (qizil, sariq, yashil, binafsha) uchun chegaraviy kuchlanish U_0 ni aniqlang buni bajarish uchun (9) Ip yordamida buraluvchi ruchkani sariq chiziq chiqarish oynasidan ko'rinadigan qilib to'g'rilang.
4. Agar siz tajribani qorong'ulashtirilmagan xonada o'tkazsangiz (12) chiqarish oynasini qorong'ilashtiruvchi surg'ich bilan yoping.
5. Kondensatorni kalitini pastga bosib, multimetr nolni ko'rsatguncha razryadlang.
6. Tajribani qo'shish kalitini ulash bilan boshlang. Kondensator chegaraviy kuchlanish U_0 gacha zaryadlanguncha taxminan 30 s dan to 1 min gacha kuting (asosan 1 minut).
7. U_0 uchun o'lchangan qiymatlarni yozib oling.
8. U_0 ning qiymatidan foydalanib (3) dan h ni hisoblang (har bir rang uchun).

O'lchash misollari

Jadval 1: O'lchangan chegaraviy kuchlanish U_0 to'lqin uzunligi λ va chastota ν ning funksiyasi sifatida

Jadval 1

Rang	λ (nm)	N (THz)	U_0 (V)
sariq	578	519	0.59
yashil	546	549	0.70
Ko'k	436	688	1.23
binafsha	405	741	1.40



5- rasm. Chegaraviy kuchlanish U_0 chastota ν ning funksiyasi sifatida (Jadval 1 ga qarang).

Izoh: Yuqori bosimli simob lampasining turli chiziqlarining chastotasi prizmadan foydalanib, yoki PS.7.1.1 va PS.7.2.1. tajribalarda tavsiflangan panjarali spektrometr yordamida aniqlanishi mumkin.

Hisoblashlar va natijalar

5-rasmda chegaraviy kuchlanish U_0 ning yuqori bosimli simob spektral chiziqlarining chastotasi ν dan bog'liqlik grafigi tasvirlangan. O'lchash natijasida aniqlangan nuqtalar bir to'g'ri chiziqda yotadi. To'g'ri chiziqning qiyaligini aniqlash natijasida quyidagini aniqlash mumkin:

Elementar zaryad bilan $e=1.6 \cdot 10^{-9} \text{C}$

bunda Plank doimiysi uchun: $h=6.1 \cdot 10^{-34} \text{Js}$

Adabiyotlardagi qiymatlar: $h=6.62 \cdot 10^{-34} \text{Js}$

Ajralib chiqqan fotoelektronlarning kinetik energiyasi tushayotgan nurning chastotasiga bog'liq bo'ladi. Plank doimiysini chegaraviy kuchlanishning U_0 qiymatini turli chastotalar uchun o'lchash natijasida aniqlash mumkin.

Qo'shimcha ma'lumotlar

1. Chiqish ishi material turiga bog'liq. Katod sifatida kaliydan foydalanish, elektronlari kuchsiz bog'langanligi va chiqish ishi ishqoriy metallarda boshqa metallarga nisbatan kichik bo'lganligi sababli tanlab olingan.
2. Fotoelektrik effektini o'z ichiga oladigan jarayonni chuqurroq tushunish uchun. metallarda elektronlarning energetik taqsimotini

o'rganib chiqish lozim bo'ladi. Elektronlarning kinetik energiyasi eU_0 ning nurlantiruvchi yorug'lik chastotasiga bog'liqlik grafigidan (II) tenglama bilan mos holda, ordinata bilan kesishishidan chiqish ishini aniqlash mumkin.

Ammo bu birinchi qarashda tuyulganidek, katodning chiqish ishi emas. Prinsip jihatdan katodning chiqish ishini o'lchash imkoni yo'q.

Katoddagi elektronlar E_F Fermi sathiga nisbatan olinganda chuqurligi W_c bolgan potentsial chuqurlikda joylashadi. Xuddi shu yo'l bilan olinganda, anoddagi elektronlar ham chuqurligi W_A bo'igan potentsial chuqurlikda joylashadi.

Anod va katod o'rtasida elektr o'tkazuvchan bog'lanish amalga oshirilganda, ularning materiallarining Fermi sathlari bir xil balandlikka erishguncha to'g'rilanadi (6-rasm). Agar anod va katod o'rtasiga U kuchlanish qo'yilsa, Fermi sathlari bir - biriga nisbatan eU energiyaga siljiydi. Bu holda katoddagi elektronlar potentsial to'siqning eng yuqori nuqtasini yengib o'tishlari lozim bo'lib u quyidagi ifodadan topiladi:

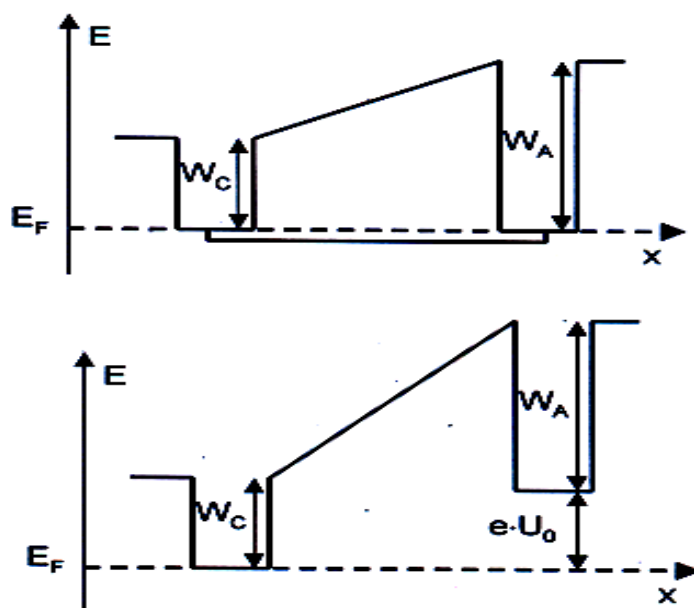
$$W_A + eU_0 \quad (5)$$

Potentsial to'siqni yengish uchun zarur bo'ladigan energiya foton tomonidan ta'minlanadi. Anod toki nol bo'ladi, qachonki quyidagi munosabat o'rinli bo'lsa

$$h\nu = W_A + eU_0. \quad (6)$$

Ammo, anodning chiqish ishi W_A kristalning oriyentatsiyasiga va gaz atomlarining sirt akkumulyatsiyasiga bog'liq bo'lganligi uchun osonlikcha aniqlanib bo'lmaydi.

3. Tarixan, yorug'likning (II) tenglama yordamida taklif etilgan kvant xarakteri to unga bog'liq bo'lmagan holda Kompton tajribalarida tasdiqlanmaguncha turli mulohazalar ostida bo'lib turgan edi. Ammo, fotoelektrik effektga qarama-qarshi ravishda, Kompton effektida fotonlar energiyasining faqat bir qismigina elektronlarga o'tadi. (fotonlarning kuchsiz bog'langan elektronlarda sochilishi, P6.3.7.2 yoki P6.5.6.1 tajribalarga qarang). Fotoelektrik jarayonlarda esa fotonning energiyasi to'liqligicha yutiladi.



6-rasm. Turli chiqish ishiga ega boʻlgan ikki metal (katod va anod) uchun energetik diagramma

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Foton.
2. Fotoefek hodisasi.
3. Enshteyn munosabati.
4. Plank doimiysining fizik maʼnosi.
5. Fotoelement.
6. Toʻlqin uzunligi $0,25 \text{ mkm}$ boʻlgan yorugʻlik taʼsirida rux sirtidan chiqayotgan fotoelektronlarning maksimal tezligi aniqlansin. Fotoeffekt qizi chegarasi nimaga teng?
7. Toʻlqin uzunligi $\lambda=250 \text{ nm}$ boʻlgan monoxromatik nur bilan nurlantirilgan mis elektroddan uchib chiquvchi fotoelektronlarning maksimal tezligini toping. Misdan elektronni chiqish ishi $P=4,47 \text{ eV}$.
8. Li, Na, va Ss uchun fotoeffekt qizil chegarasini toping.

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. Oʻquv qoʻllanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с. Т.2. Основы квантовой механики и строение электронной оболочки атома. М.: Наука, 1984. - 438 с.
3. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Атом физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006. - 75 б.

4. Каноков З., Караходжаев А., Нариддинов К., Полвонов С.Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006.-148б.
5. Физикадан практикум. «Наука» М. 1978, проф. Иверонова тахрири остида.

3-laboratoriya ishi.

POLISTIREN, GLITSERIN VA TEFLONDA YADRO MAGNIT REZONANSI

Obyektlar

- Suyuq va qattiq namunalar proton va fluorinlarida Yadro Magnit Rezonansi
- Fluorin rezonans chiziqlarining kengligini aniqlash
- Protonlar va fluorinning g-faktorini aniqlash

Asboblarni ro'yxati

1 YMR-namuna yacheykasi	514 606
1 YMR-manba	514 602
1 U-simon o'zak	562 11
2 G'altaklar, 10 A, 480 o'ram	562 131
1 DC-energiya manbai 0...16 V, 0...5A	521 545
1 Analog Ossilloskop HM 303.....	575211
2 BNC kabellar, 1m.....	501 02
yoki	
1 Sensor CASSY USB	524010USB
1 CASSY Lab.....	524 200
2 Ekranli kabellar BNC/4mm.....	575 24
1 Xavfsiz ulash simi, 50 sm qizil	500 621
1 Xavfsiz ulash simi, 100 sm qizil	500 641
1 Xavfsiz ulash simi, 100 sm ko'k	500 642
qo'shimcha tavsiya etiladi	
1 Fizikaning universal o'lchash asbobi	531 835
1 Kombi B-Sensor S.....	5240381
1 Kengaytiruvchi kabel,15-qutb.....	501 11

Qisqacha nazariya

Yadro Magnit Rezonansi (YMR) 1945-yilda Blox va Persellar tomonidan kashf etilgan. YMR spektroskopiyasi hozirgi kunda kimyoda va biologiyada muhim standart metod hisoblanadi. Meditsinada qo'llanishi bo'yicha YMR magnit rezonans tasvirlash (MRT) deb nomlangan va u klinik diagnostika uchun rentgen nurlari va ultra tovush yordamida skanerlash texnikasiga qo'shimcha ravishda tasvirlash metodi sifatida qo'llaniladi. Bu tajriba suyuq va qattiq namunalarda YMR ning bazaviy hodisa ekanligini namoyish qiladi va kimyo va biologiyada spektroskopik qo'llanishning birinchi qadamini beradi. YMR yadrolarning magnit xossalriga asoslangan. I yadro spiniga ega bo'lgan yadroli atom quyidagi munosabatdan topiladigan μ_n magnit momentiga ega bo'ladi:

$$\mu = -g \cdot \mu_n \cdot I \quad (1)$$

μ_n - yadro magnetoni

g- faktor

Yadro magnit momenti μ statik magnit maydon B_0 ga nisbatan faqat alohida yo'nalishlarda oriyentatsiyalangan bo'lishi mumkin. Har bir spin oriyentatsiyasi quyidagicha aniqlanadigan energetik sathlarga to'g'ri keladi:

$$E_k = -g \cdot \mu_n \cdot B_0 \cdot k \text{ bu yerda } k = -I, -I + 1, \dots, +I \quad (2)$$

Namuna B_0 statik magnit maydonga joylashtirilganda yadroning spini energetik sathlar bo'yicha Boltsman tenglamasiga asosan taqsimlanadi:

$$\frac{N_k}{N_{k+1}} = \exp\left(-\frac{E_{k+1} - E_k}{k_B}\right) \quad (3)$$

Namuna B_0 statik maydonga perpendikulyar bo'lgan $\square v$ yuqori chastotali B_1 magnit maydonga joylashirilganda, spinlar E_k qo'shni energetik sathlarga o'tish uchun uyg'otilishi mumkin. Shuning uchun chastota v energetik tirqishga mos kelishi lozim. Bu hodisaga rezonans deyiladi ($\Delta k=1$):

$$h \cdot v = E_{k+1} - E_k = -g \cdot \mu_n \cdot B_0 \quad (4)$$

h- Plank doimiysi.

Bu tajribada Vodorod yadrosi (proton) va fluorin yadrosining YMR signallari kuzatiladi. Har ikkala yadro $I = 1/2$ spinga ega va shuning uchun (2) tenglamaga muvofiq ular B_0 magnit maydonga nisbatan ikki mumkin bo'lgan oriyentatsiyaga ega bo'ladi (Rasm 1). Bu ikki energetik sathlar o'rtasidagi spin o'tishlarni kuzatish uchun, namuna bir jinsli magnit maydon B_0 da joylashgan r_f ga'ltak ichiga joylashtiriladi. Qo'shimcha ravishda B_0 statik magnit maydon ikki modulyatsiyalovchi g'altaklar yordamida doimiy v chastotada modulyatsiyalanadi. Shunday qilib bu qurilmada rezonans signal magnit maydoniga bog'liq holda kuzatiladi. Har safar rezonans sharti (tenglama 4) bajarilganda spin o'tishlar tufayli r_f g'altakdan energiya yutiladi. YMR signali namunadagi spinlar soni N ga proporsional bo'ladi.

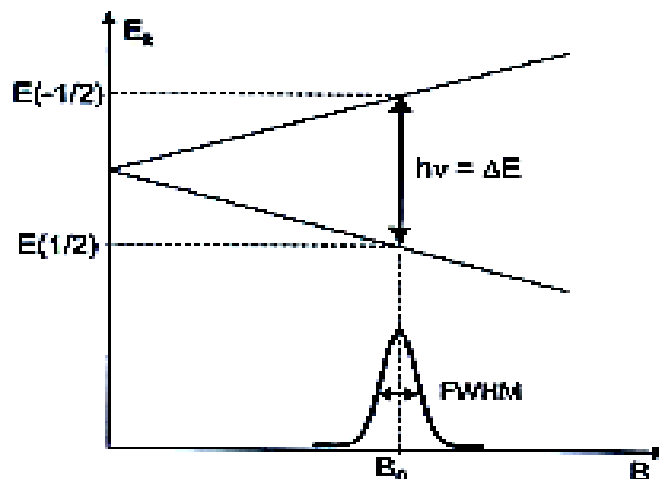
Misol uchun, vodorod yadrosi uchun magnit maydonida rezonans chastota 42.5 MGz lar atrofida qiymatga ega. Aniq qiymati vodorod atomining kimyoviy atrof- muhitiga bog'liq, ya'ni tashqi magnit maydon B_0 ning qiymatiga qo'shimcha ravishda yaqin atrofdagi elektronlarning va yadrolarning ichki lokal maydoni ham vodorod yadrosiga ta'sir qiladi.

Bu hodisaga kimyoviy siljish deyiladi va YMR ni kimyo va biologiya uchun muhim spektroskopik metodga aylantiradi.

YMR rezonans chizig'ining kengligi atrofni o'rab turgan elementlarning tabiatiga va temperatura ta'siriga bog'liq bo'ladi. Chiziq kengligini bu faktorlar

funksiyasi sifatida tahlil qilish turli namuna komponentlarining kimyoviy va fizikaviy xarakteristikalarini to'g'risida to'la ma'lumot beradi. Yarim maksimumning to'la kengligi (1-rasm) ba'zi hollarda relaksatsiya vaqti T_2 chun o'lchov hisoblanadi:

$$\Delta B \sim \Delta \nu \sim \frac{1}{T_2} \quad (5)$$



1-rasm. B_0 magnit maydonda $I = 1/2$ li yadro energiyasining bo'linishi. YMR spektrida kuzatilgan bir chiziqdan yarim maksimumdagi to'la kenglik (YMTK) (FWHM) aniqlanishi mumkin.

Qurilma haqida

- 1) Ikki g'altakni U-simon o'zakka o'rnatish.
- 2) Modulyatsiyalash g'altaklarini qutbga kiriting va YMR namunasini U-simon o'zakka tekis o'rnatish.
- 3) Ikki g'altakni ketma-ket holda DC manbaga Rasm 2. ga muvofiq holda ulang
- 4) Modulyatsiyalash g'altaklarini YMR manbaini "MODULATION"-chiqishiga ketma-ket ulang.
- 5) YMR - namunasini YMR manbaini "PROBE" -kirishiga ulang.
- 6) "NMR SIGNAL" chiqishini ostilloskopning vertikal og'dirish kanaliga va "ΔB SIGNAL" chiqishini gorizontall og'dirish kanaliga ulang.



2-rasm. YMR tajribasining elektrik qurilmasining ko'rinishi.

Ishni bajarish tartibi:

- 1) Suyuq va qattiq namunalarda proton bilan YMR
- 2) Ostsillooskopni xy - rejimga o'rnatish.
- 3) Tez razvertkani tanlang va modulyatsiya amplitudasini katta qiymatga o'rnatish.
- 4) Chastota qiymatini maksimal qiymatga o'rnatish.
- 5) HF amplitudasini to qizil LED yonguncha va chastota 19 MGz larni ko'rsatguncha sekin orttiring.
- 6) Chastota qiymatini taxminan 18.5 MGz gacha kamaytiring.
- 7) Glitserin namuna trubkasining O-halqasini (8 proton) to namuna o'lchash kamerasining taxminan markazida joylashguncha siljiting.
- 8) Namuna trubkasini ehtiyotlik bilan o'lchash kamerasiga kiriting Izoh: agar namuna trubkasi burchak ostida katta kuch bilan kiritilsa rf g'altak zararlanadi
- 9) Ostsillooskop ekranida YMR signali paydo bo'lgunicha 10 A li g'altak orqali o'tayotgan tokni sekin orttiring
- 10) HF amplitudasini asta sekin o'zgartira borib YMR signalini optimallashtiring.
- 11) YMR signalini ostsillooskop ekranining markaziga magnit toki yoki chastotani o'zgartirib siljiting va modulyatsion amplitudani to'g'ritang.
- 12) Signal fazasini to yuqori va pastki signal rozertkasi mos tushguncha siljiting Izoh: Agar siz signallarni yozib olishni xohlasangiz qurilmani Sensor CASSY da ulang.
- 13) Tajribani suv namunasi, polistiren namunasi va politetrafluoretilen namunalari uchun takrorlang
- 14) Tajribalarni qismlarda takrorlang:
 - a) politetrafluoretilen namuna uchun (PTFE)

1. Dastlab ostsillooskop ekranida qancha birlik gorizontal og'ish chastota birligiga mos kelishini aniqlang (x-o'qining boshqa o'qqa nisbatan). Buning uchun YMR signalining maksimumini chastota knopkasi bilan shkala belgisiga siljiting (x-o'qini belgilang) va chastotani belgilang. Keyin signalni navbatdagi shkala belgisiga siljiting va yana chastotani belgilang.
2. Rezonans chizig'ining yarim maksimumida chiziq kengligini ostsillooskop ekrani birliklarida o'lchang.

a) Kimyoda qo'llanishi (YMR Spektroskopiyasi)

YMR kimyoda qo'llanishiga kirish sifatida qo'l kremining YMR signalini tadqiq etish mumkin. Qo'l kremi tabiatan ko'p miqdorda glitseringa ega va qo'l kremining tipidan bog'liq holda suvga ham ega.

Glitserin molekulasi yodro yadrosining spinlarini glitserin namunasi bilan YMR qurilmasini birinchi optimallashtirish yordamida tajribaning a) qismiga muvofiq detektlash mumkin, keyin qo'l kremining signali bilan taqqoslash mumkin.

1. Taxminan 50 mm uzunlikdagi salomka bo'lagini tayyorlang va uning taxminan 10mm dan 15 mm gacha balandlikda qo'l kremi bilan to'ldiring.
2. Salomkani yaxshilab tozalang, xususan, salomkaning pastki qismida qo'l kremi yo'qligiga ishonch hosil qiling, bu o'lchash kamerasining ifloslanmasligi uchun zarur.
3. Salomka ustida O-halqani shunday siljitingki, namuna taxminan o'lchash kamerasining o'rtasida joylashsin.
4. Keyin YMR qurilmasini glitserin namunasi uchun tajribaning a) qismiga muvofiq optimallashtiring.
5. Glitserin namunasini o'lchash kamerasidan ehtiyotlik bilan chiqarib oling va qo'l kremi namunasi solingan salomkani ehtiyotlik bilan kiriting.
6. Agar lozim bo'lsa chastotani sozlang va signalni kuzating. Namunaning miqdoridan bog'liq holda ham chastotani sozlash lozim bo'lishi mumkin.

b) Biologiyada qo'llanish (Spektroskopiya)

YMR biologiyada qo'llanishiga kirish sifatida olma yoki o'simlikning YMR signalini tadqiq etish mumkin. Olmalar, yaxshi qalampir kabi mevalar tabiatan ko'p suvga ega bo'ladi. Misol uchun, xuddi shunday, gullar ham ko'p suvga ega bo'ladilar.

Suv molekulasi yodro yadrosining spinlarini suv namunasi bilan YMR qurilmasini birinchi optimallashtirish yordamida tajribaning a) qismiga muvofiq detektlash mumkin, va keyin olma yoki o'simlik signali bilan taqqoslash mumkin.

1. Taxminan 50 mm uzunlikdagi salomka bo'lagini tayyorlang va uning taxminan 10 mm dan 15 mm gacha balandlikda olma mevasi bilan to'ldiring.

2. Salomkani yaxshilab tozalang, xususan, salomkaning pastki qismida olma bo'lagi yo'qligiga ishonch hosil qiling, bu o'lchash kamerasining ifloslanmasligi uchun zarur.
3. Salomka ustida O-halqani shunday siljitingki, namuna taxminan o'lchash kamerasining o'rtasida joylashsin.
4. Keyin YMR qurilmasini suv namunasi uchun tajribaning a) qismiga muvofiq optimallashtiring.
5. Suv namunasini o'lchash kamerasidan ehtiyotlik bilan chiqarib oling va olma namunasi solingan salomkani ehtiyotlik bilan kiriting.
6. Agar lozim bo'lsa chastotani sozlang va signalni kuzating. Namunaning miqdoridan bog'liq holda ham chastotani sozlash lozim bo'lishi mumkin.
7. Xuddi shunday, protonlarning YMR signali o'simliklar poyasida ham kuzatilishi mumkin. O'simlik poyasi o'rtacha diametrga ega bo'lishi lozimligiga ahamiyat bering.

c) g-faktorni aniqlash (Teslametr lozim bo'ladi)

1. YMR qurilmasini tajribaning a) qismga muvofiq glitserin namunasi uchun taxminan 18 MGz ga sozlang va chastotani o'lchang.
2. Namunani o'lchash kamerasidan ehtiyotlik bilan chiqaring va o'lchash kamerasidagi magnit maydonni tangentsial B-probe bilan o'lchang.
3. Tangentsial B-probeni Rasm 3. ga muvofiq qutblar o'rtasiga joylashtiring va magnit maydonni o'lchang.



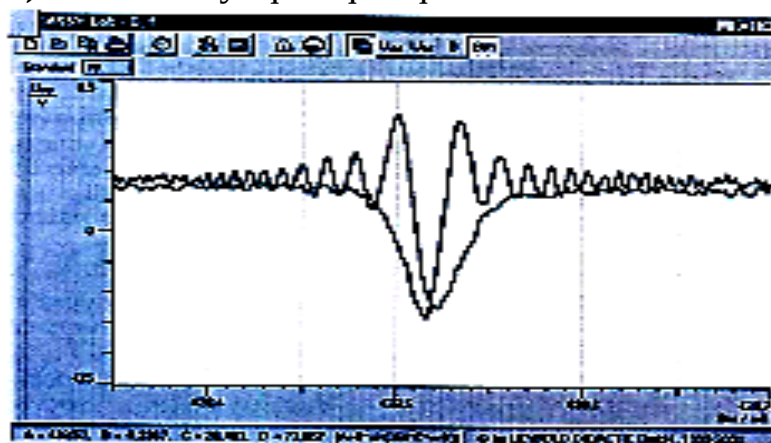
3-rasm. Tangentsial B-Probeni magnit qutblari o'rtasiga joylashtirishning sxematik tasviri.

4. YMR qurilmasini suv namunasi uchun pastroq va balandroq chastotalar uchun 10 A lik ga'ltak orqali ortayotgan tokni o'zgartirish bilan sozlang, chastotani va magnit oqimi zichligini o'lchang

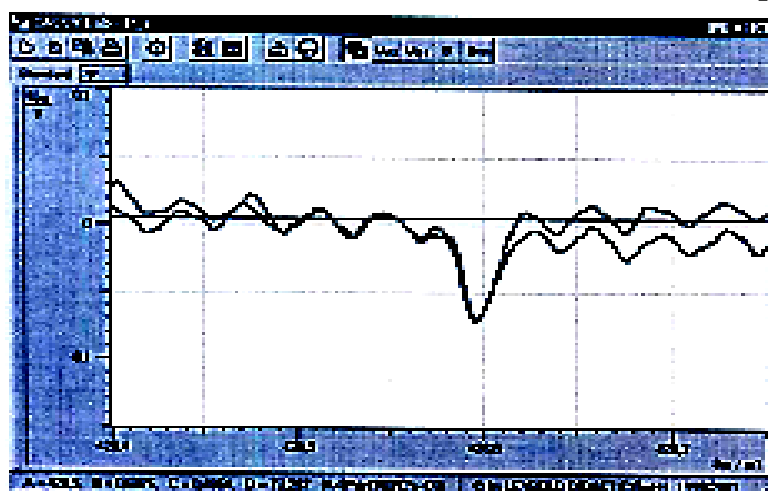
Tajribani politetrafluoretilen namunasi (PTFE) uchun takrorlang.

O'lchash misollari

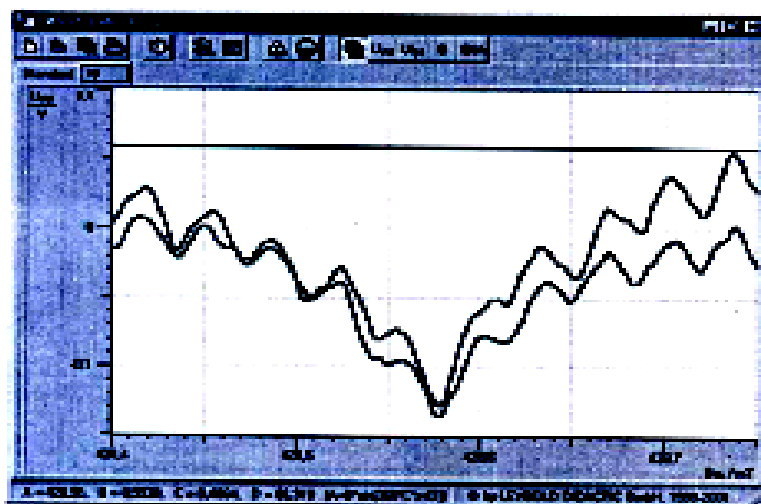
a) Protonli suyuq va qattiq namunalarda YMR



4-rasm. Glitserin, $\nu=18.25$ MHz, $I=3.6$ A, XY-displey.



5-rasm. Polistiren, $\nu=18.25$ MHz, $I=3.6$ A, XY-displey.



6-rasm. Politetrafuoretilen, $\nu=17.17$ MHz, $I=3.6$ A, XY-displey.

b) Qattiq va suyuq namunalarda fluorin bilan YMR.

Chastota birliklarida ostsillooskop birligi $\mu\Delta$:

$\Delta = \nu_1 - \nu_2 = 18.2921 \text{ MGz} - 18.2763 \text{ MGz} = 7.9 \text{ kGz}$ bo'lib FWHM uchun chastota birliklarida $\Delta\nu = 6 \text{ kGz}$ ni beradi.

c) Kimyoda qo'llanishi (YMR Spektroskopiyasi).

Signalning formasi va holati taxminan glitserin namunasidagidek bo'lib Rasm 4. da ko'rsatilgan. Intensivlik tadqiq qilingan namunalardagi vodorod yadrolarining miqdoriga bog'liq bo'ladi.

d) Biologiyada qo'llanishi (Spektroskopiya).

Signalning formasi va holati taxminan suv namunasidagidek bo'ladi. Intensivlik tadqiq qilingan namunalardagi vodorod yadrolarining miqdoriga bog'liq bo'ladi.

e) g-faktorni aniqlash (Teslametr lozim bo'ladi).

Jadval 1: Glitserin namunasi uchun rezonans chastota ν va magnit oqimi B_0 . Oqim zichligining qiymatlari o'lchash kamerasidagi qiymatga mos ravishda to'g'rilangan.

Jadval 1.

$\frac{B_0}{\text{mT}}$	$\frac{\nu}{\text{MHz}}$
358	16.01
369	16.50
384	17.02
396	17.51
409	18.01
420	18.50
433	19.01
442	19.47

Jadval 2. Politetrafluoretin namunasi uchun rezonans chastota ν va magnit oqimi B_0 . Oqim zichligining qiymatlari o'lchash kamerasidagi qiymatga mos ravishda to'g'rilangan.

Jadval 2.

$\frac{B_0}{\text{mT}}$	$\frac{\nu}{\text{MHz}}$
372	16.00
386	16.50
396	17.01
409	17.50

422	18.01
434	19.01
445	19.00
459	19.48

Baholash va natijalar.

1. Suyuq va qattiq namunalarda protonlar bilan YMR

Agar namunada vodorod yadrolari mavjud bo'lsa YMR signalini kuzatish mumkin. Namuna suyuq yoki qattiq (kukun) namuna bo'lishi mumkin. Ammo, namunaning strukturasi tufayli vodorod yadrosining YMR signali uchun kuzatilgan chiziqli kengligida sezilarli farq bo'lishi mumkin, ya'ni glitserin namunasi (suyuq) polistiren namunasi (qattiq) bilan taqqoslaganda kichikroq chiziqli kengligiga ega.

2. Qattiq namunalar fluorin yadrosida YMR

Fluorin rezonans chizig'ining yarim maksimumida chiziqli kengligi quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$\Delta\nu \approx 6 \text{ KHz.}$$

Chiziqli kengligi asosan tartibi 3 kGz (80 μ T) bo'lgan bir jinsli B_0 magnit maydonida aniqlangan.

3. Kimyoda qo'llanishi (YMR Spektroskopiyasi)

Glitserin va qo'l kremi uchun YMR signali taxminan bir xil rezonans chastotasida kuzatilishi fakti va magnit maydoni YMR kimyoviy elementlarni tekshirishda foydalanilishi mumkinligini isbotlaydi. Rivojlangan YMR spektroskopiyasi bundan molekularning kimyoviy guruhlarining tipi va sonini aniqlashda foydalanadi.

4. Biologiyada qo'llanish (Spektroskopiya)

Olma namunasining musaffoligidan (ko'p vodorod yadrolari) bog'liq holda intensiv signal kuzatilishi mumkin. Bu esa YMR biologik namunalar uchun ham qo'llanishi mumkinligini ko'rsatadi. Bu fakt zamonaviy YMR texnikasining biologik organizm tasvirlarini olishga imkon beradi va shuning uchun rentgen nurlar va ultratovushga qo'shimcha muhim diagnostik metod bo'lishiga imkon yaratadi.

5. g-faktorni aniqlash (Teslametr zarur bo'ladi)

Rezonans shartiga muvofiq (4) tenglama) glitserin va politetrafluoretilenning (PTFE) g-faktori

$$g = \frac{h}{\mu_n} \cdot \frac{\nu}{B_0} \quad (5)$$

$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

$$\mu_n = 5.051 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}}$$

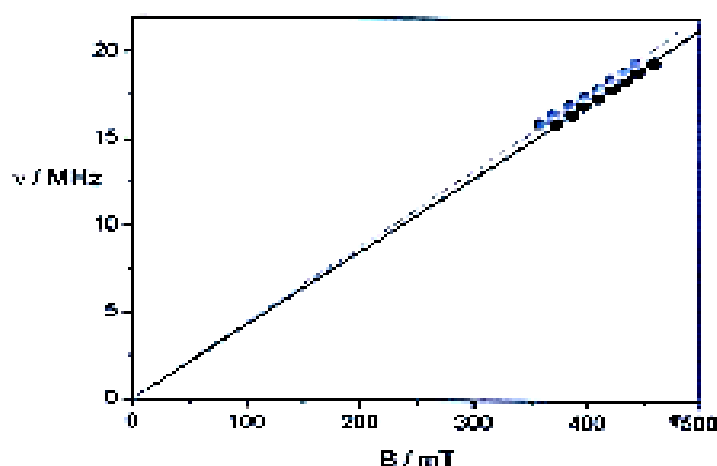
rezonans chastotasining magnit maydoni funksiyasi sifatidagi grafigining qiyaligini ν/B_0 aniqlash yordamida baholanishi mumkin (Rasm 7).

Vodorod uchun: $g_H = 5.8$

Adabiyotlarda: $g_H = 5.5857$

Fluorin uchun: $g_F = 5.6$

Adabiyotlarda: $g_F = 5.2567$



7-rasm. Glitserin (kulrang) va PTFE (qora) uchun rezonans chastotaning magnit maydoni B_0 ning funksiyasi sifatida grafikdan g-faktorni aniqlash

Qo'shimcha ma'lumotlar

Protonning yadroviy spini magnit maydoniga nisbatan ikki usuldan biri bo'yicha oriyentatsiyalanishi mumkin. Bir oriyentatsiyaning (energetik holat) boshqasiga nisbatan qulayligining kattaligi kichik yadroviy magnitning kuchidan (giromagnit nisbatga proporsional $\nu = 2\pi \cdot g \cdot \mu_n / h$) va B_0 magnit maydonning kuchiga bog'liq bo'ladi.

Praktikada, magnit maydoniga joylashgan namunada yetarlicha ulkan miqdordagi (Avagadro soniga yaqin) yadrolar mavjud boladi. Yadrolarning, yadroviy spin sistemasi biror r_f energiya yordamida g'alayonmaganlik sharti bilan, turli energetik holatlar bo'yicha taqsimoti (ya'ni yadroviy spinlar oriyentatsiyasi) (3) Boltsman tenglamasidan foydalanib baholanishi mumkin. Xona temperaturalarida protonlar uchun pastki va yuqorigi holatlar o'rtasidagi farq (spin holatlarning band bo'lishi) $B_0 = 1 \text{ T}$ da taxminan 10^{-6} Pastki energetik holatda yadrolar sonining bu kichkina ortiqcha miqdorisiz YMR signalini payqab

bo'lmaydi.

Shu sababga ko'ra YMR spektroskopiyasining zamonaviy qo'llanishlarida B_0 maydonning kattaroq qiymatlaridan va rezonans shartiga (4 tenglama) muvofiq kattaroq chastotalardan foydalaniladi. Bu esa namunaning turli yadrolari tufayli YMR spektrida hosil bo'ladigan har xil rezonans chiziqlarini ajratish imkonini beradi. Bundan tashqari signal vaqt bo'yicha nozik impulsli YMR texnikalari yordamida ham o'lchanadi. YMR spektri tez-garmonik(Fure)- o'zgarish (Fast-Fourier- Transformation (FFT) yordamida ham olinmoqda. Shunday qilib, YMR spektroskopiyasi ko'p sohalarda (yonil'gi, kosmetika, farmasevtika industriyasi) molekulalarning tuzilishini aniqlash uchun va namunaning tarkibini analiz qilishda muhim qurol bo'lib qolmoqda. Medisina sohasida foydalanilayotgan 3D-YMR tasvir hosil qilish texnikasida impulsli YMR texnikasiga qo'shimcha ravishda namunaning ichida turli qo'shimchalarning spinlarining YMR signalini ajratib olish uchun maydon gradiyenti ham zarur bo'ladi.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. YMR.
2. Atom spini va magnit momenti.
3. Yadro spini va magnit momenti.
4. Kvant sonlar.
5. Bor magnetoni.
6. 4P va 5D holatlarda joylashgan atomlarning to'liq mexanik momentining ega bo'lish mumkin bo'lgan qiymatlari topilsin.
7. Kvant sonlari $S=1$, $L=2$ va Lande faktorii $g=4/3$ bo'lgan holatdagi atom magnit momentining moduli aniqlansin.
8. Volfram atomida elektron M -qobiqdan L -qobiqqa o'tgan. Ekranlash doimiysi $\sigma=5,63$ ga teng bo'lsa, nurlangan foton energiyasi aniqlansin.

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с.
3. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Атом физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Т.: ЎЗМУ, 2006. - 75 б.
4. Физикадан практикум. «Наука» М. 1978, проф. Иверонова тахрири остида.

4-laboratoriya ishi

VODORODNING BALMER SERIYALARIDAN H_{α} , H_{β} VA H_{γ} LARNING TO'LQIN UZUNLIKLARINI ANIQLASH.

Tajribalar obyektlari:

- Ajratish qobiliyati yuqori bo'lgan difraksion panjara yordamida vodorod atomi spektral chiziqlarini kuzatish
- Balmer seriyalarida H_{α} , H_{β} va H_{γ} to'lqin uzunliklarini o'lchash

Ridberg doimiysi R_{∞} ni aniqlash

Kerakli asboblarning ro'yxati

1 Balmer lampasi.....	45113
1 Balmer lampalari uchun energiya manbai.....	45114
1 Rowland panjarasi kopiyasi.....	47123
1 Prujina qisqichli tutgich ...	46022
1 Linza, $f = + 50$ mm.....	460 02
1 Linza, $f = + 100$ mm	460 03
1 rostlanuvchi tirgich.....	46014
1 kuzatish ekrani	441 53
1 kichik optik stol.....	46043
1 V shakldagi shtativ , 28 cm	300 01
6 Leybold ko'ptutgichi	30101
1 o'lchash lineykasi, 2 m	31177

Qisqacha nazariya

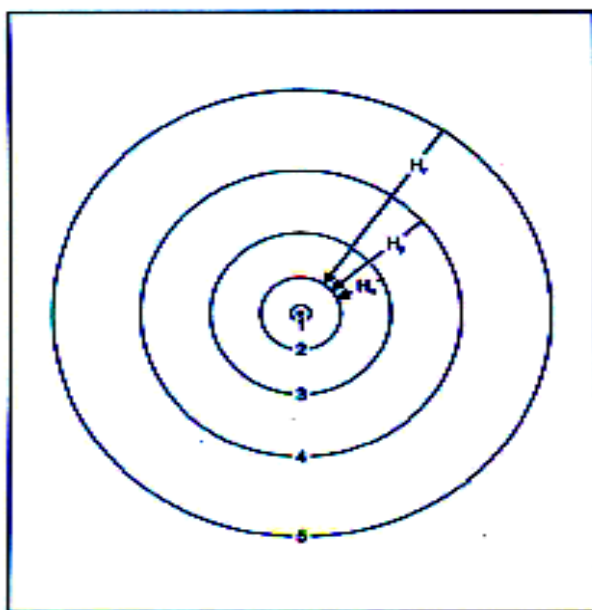
Atomar vodorod spektri ko'rinish sohasida H_{α} , H_{β} va H_{γ} chiziqlarga ega. Bu chiziqlar ultra filolateviy sohangacha kengayib ketgan to'liq seriyalar sohasiga tegishli bo'ladi. Balmer 1885 yilda bu seriyalarning chastotalari uchun quyidagi empirik formulani yaratdi:

$$\nu = R_{\infty} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 3, 4, 5 \dots \quad (1)$$

$R_{\infty} = 3.2899 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$; Ridberg doimiysi

Keyinchalik Balmer formulasi Borning atom modeli asosida tushuntirib berildi (1-rasmga qarang).

Tajribada suv bug'lari bilan to'ldirilgan Balmer lampasi yordamida chiqarish spektri uyg'ongan holatga o'tkaziladi. Suv molekullari elektr razryadi yordamida uyg'ongan vodorod atomi va gidroksil guruhga ajratiladi. H_{α} , H_{β} va H_{γ} larning to'lqin uzunliklari yuqori ajratish qobiliyatiga ega bo'lgan difraksion panjara yordamida aniqlanadi. Birinchi tartibli difraksion maksimum uchun, to'lqin uzunligi λ va kuzatilish burchagi α o'rtasidagi munosabat quyidagicha



1-rasm. Vodorodning Bor atom modeli H_α , H_β va H_γ lar Balmer seriyasi o'tishlarining sxematik diagrammasi.

$$\lambda = d \cdot \sin \alpha \quad (2)$$

d - panjara doimiysi

O'lchangan qiymatlar Balmer formulasi (1) yordamida hisoblangan chastotaning qiymatlari bilan taqqoslanadi.

Qurilma haqida

Izoh: Spektral chiziqlar faqat to'lig'icha qorong'ulashtirilgan xonada kuzatilishi mumkin.

Eksperimental qurilma 2-rasm va 3-rasmlarda tasvirlangan.



2-rasm. Atomar vodorodning Balmer seriyalarini o'rganish uchun eksperimental qurilma (rasmda optik stol ustida Leybold ko'p tutgichining chap qismi vaziyati ko'rsatilgan).

Texnika xavfsizligi:

Energiya manbai Balmer lampasi hali o'rnatilib bo'linmagan holda tutgichlarga tegib ketganda xavfli kuchlanishni generatsiyalaydi.

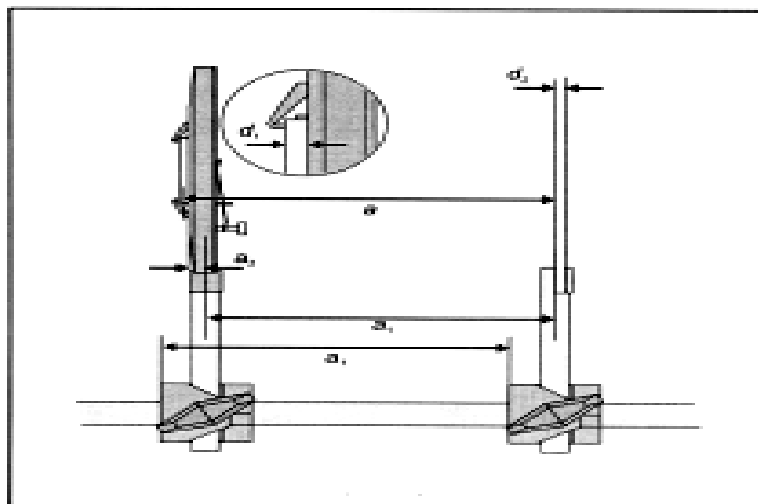
⚡ Energiya manbaini Balmer lampasini o'rnatib bo'linmaguncha tarmoqqa ulamang.

Qurilmani tuzish:

- Agar lozim bo'lsa, Balmer lampasini tutgichga ko'rsatmalar kitobida ifodalangandek qilib mahkamlang.
- Kichik optik stolni o'rnatish va 2-rasmda ko'rsatilgandek Leybold ko'p tutgichni mahkamlang. Ikkinchi ko'p tutgich 180° ga burila olishi lozim.
- Balmer lampasi mahkamlangan tutgichni optik stolga o'rnatish, energiya manbaini tarmoqqa ulang va kalitini qo'shing.
- Ikki linzani, rostlanuvchi tirgishni va prujina qisqichli tutgichni yig'ing, va ularni bir xil balandlikda to'g'rilang.
- Kuzatish ekranini Rasm 3 da ko'rsatilgandek mahkamlang.

Qurilmani rostlash:

- Balmer lampasini optik o'qqa Leybold ko'p tutgichdagi moslama va vertikal siljitkich yordamida to'g'rilang.
- $f = 50$ mm li linzani optik o'qqa parallel va ortogonal ravishda to'rtlanuvchi tirgish aniq tasvirlanguncha siljiting.
- $f = 100$ mm li linzani siljitish yordamida kuzatish ekranida tirgishning aniq tasvirini hosil qiling.



3-rasm. Rowland panjarasi va kuzatish ekranining batafsil sxemasi

- a Balmer lampasi
- b tasvirlovchi linza $f = 50$ mm
- c rostlanuvchi tirgish
- d tasvirlovchi linza $f = 100$ mm
- e difraksion panjara

f Ekran

Ishni bajarish tartibi:

1. Rowland panjarasi kopyasini yorug'lik yo'liga siljiting
2. Tajriba xonasini toliq qorong'ilashtiring va yorug'lik o'tishini kuzatish ekraniga to'g'rilang
3. Rostlanuvchi tirqishni to ekranda alohida ajralgan chiziqlar hosil bo'lguncha kichiklashtiring.
4. Agar lozim bo'lsa, Balmer lampasidan tushayotgan keraksiz yorug'likni karton qog'oz bilan to'sib qo'ying
5. Ekranda chiziqlarning holatini va nolinchi tartibning holatini belgilang.
6. Ekrandagi chiziqlar va nolinchi tartib o'rtasidagi masofalar, b larni o'lchang
7. Rowland panjarasi va kuzatish ekrani o'rtasidagi masofa a ni aniqlang (Rasm 3).

O'lchash misollari

Panjaraning masofasi a :

ko'p tutgich -1 ko'p tutgich -2: $a_1 = 275 \text{ mm}$

tutgich o'rtasi- tutgich oxiri: $a_2 = 5 \text{ mm}$

Rowland panjarasi: $d_1 = 2.5 \text{ mm}$

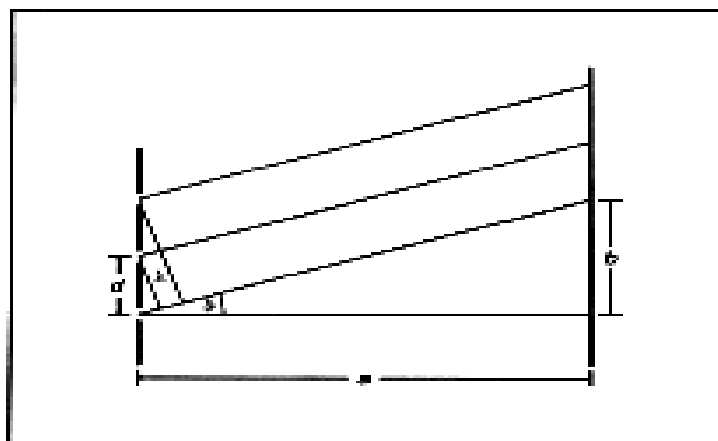
kuzatish ekrani: $d_2 = 3 \text{ mm}$

Chiziqlar masofasi:

Jadval 1: Chiziqlar va nolinchi tartib o'rtasidagi masofalar b (panjara doimiysi $g = 600 \text{ mm}^{-1}$)

Jadval 1

	b/mm	
Rangi	Chap	O'ng
Qizil	121	123
Bronza rang	89	87
Ko'k	78	76



4-rasm. Panjarada birinchi tartibli difraksiya.

Hisoblashlar.

Panjara doimiysi: $d = \frac{1}{g} = 1.67 \mu m$

Panjara masofasi (Rasm 3 ga qarang)

$$a = a_1 + a_2 + \frac{d_1}{2} + d_2 = 284 \text{ mm}$$

4-rasmdan $\sin \alpha = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}$

(2) bilan quyidagini beradi $\lambda = d \cdot \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ $\nu = \frac{c}{d} \cdot \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{b}$ yoki
mos ravishda c yorug'likning vakumdagi tezligi.

Jadval 2: kuzalilgan chiziqlarning to'lqin uzunligi va chastotasi

Jadval 2: H_α , H_β va H_γ larning tajribada aniqlangan to'lqin uzunligi va chastotasi keltirilgan. 5-rasmda chastota $(1/4) - (1/m^2)$ ning funksiyasi sifatida tasvirlangan.

Jadval 2

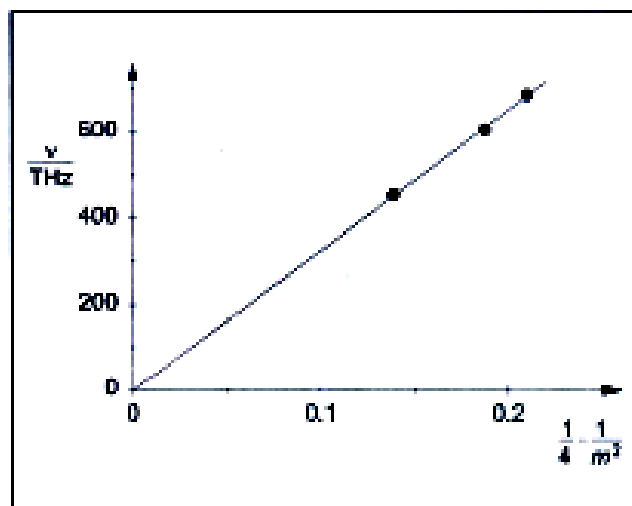
Rang	Chiziq	$\frac{\lambda}{\text{nm}}$	$\frac{\nu}{\text{THz}}$	$\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}$
Qizil	H_α	658	456	0.1389

Bronza rang	H_{β}	493	608	0.1875
Ko'k	H_{γ}	436	688	0.2100

. Grafikning koordinata boshidan o'tayotgan tog'ri chiziqlarning qiyaligi $R = 3.27 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ga teng. Bu qiymat adabiyotlarda keltirilgan Ridberg doimiysining qiymati bilan a'lo darajada mos keladi (yuqoriga qarang).

Natijalar.

Vodorodning Balmer seriyalarining chastotalari Balmer formulasi yordamida aniqlanadi va u Borning atom modelidan kelib chiqadi.



Rasm 5. Chastota $\nu = (1/4) - (1/m^2)$ ning funksiyasi sifatida.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

- 1.Vodorod atomi.
- 2.Bor postulatları.
- 3.Atomning energetik sathlari.
- 4.Vodorod atomining spektri va spektral seriyalari.
- 5.Vodorod atominig Bor nazariyalari.
- 6.Kvant sonlari va ularning fizik mazmuni.
- 7.Bor magnetoni.
- 8.1-Bor orbitasining fizik mazmuni.

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с.
3. Каноков З., Караходжаев А., Нариддинов К., Полвонов С.Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006.-148б.

5-laboratoriya ishi

ELEKTRONNING SOLISHTIRMA ZARYADINI ANIQLASH

Tajriba ob'ektlari:

- Elektronlarning magnit maydonida aylanma orbita bo'ylab og'ishini o'rganish.
- Magnit maydoni B ni doimiy r radiusli orbitadagi elektronlarni tezlashtiruvchi potensial U ning funksiyasi sifatida aniqlash.
- Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.

Kerakli asboblarni ro'yxati

Elektron nur trubkasi	555 571
Gelmholtz g'altagi	
Trubkaning energiya manbai 0 dan 500 V	521 65
DC energiya manbai 0...16 V, 0...5 A.....	521 545
Multimetr LDanalog 20	531 120
Po'lat lentali o'lchagich, l = 2 m/78"	311 77
Xavfsiz ulash simlari, 25 sm	500 614
Xavfsiz ulash simlari, 50 sm	500 624
Xavfsiz ulash simlari, 100 sm	500 644

Qo'shimcha rekomendatsiya qilinadi:

Fizikaviy universal o'lchash asboblari.....	531 835
Aksial B-Sensor S.....	524 0382
Kengaytirish kabeli 15-qutbli.....	501 11

Qisqacha nazariya

Tajribaviy yo'l bilan elektronning massasi m_e ni aniqlash qiyin. Elektronning solishtirma zaryadini tajribalarda aniqlash esa osonroq hisoblanadi

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e} \quad (1)$$

agar elementar zaryad e ma'lum bo'lsa (1) ifodadan elektronning massasi m_e ni hisoblab aniqlash mumkin. Bir jinsli magnit maydoni B da maydonga perpendikulyar ravishda v tezlik bilan harakatlanayotgan elektronga F Lorets kuchi ta'sir qiladi. $F = evB$ (2) va u tezlik vektoriga va magnit maydonga perpendikulyar bo'ladi. Markazga intilma kuch (Rasmga qarang).

$$F = m_e \frac{v^2}{r} \quad (3)$$

bu kuchlar ta'sirida elektron r radiusli orbitada harakatlanadi.

$$\frac{e}{m_e} = \frac{v}{r \cdot B} \quad (4)$$

Bu tajribada elektronlar elektron nur trubkasida U kuchlanish yordamida tezlashtiriladi. Natijaviy kinetik energiya quyidagicha $eU = \frac{m_e}{2} v^2$ (5)

Shunday qilib elektronning solishtirma zaryadi: $\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{(rB)^2}$ (6)

Elektron nur trubkasida past bosimda vodorod molekulari bo'ladi va ular elektronlar bilan to'qnashganda nur chiqaradi. Bu esa elektronlarning orbitasini bevosita ko'rinadigan bo'lishiga olib keladi, orbita radiusi lineyka bilan o'lchab olinishi mumkin. Magnit maydoni Gelmgolts g'altaklar juftida hosil qilinadi va u Gelmgolts g'altaklaridagi tok I ga to'g'ri proporsional:

$$B = kI \quad (7)$$

Magnit maydonida harakat qilayotgan elektron orbitasi r doimiy bo'lib turganda, tezlashtiruvchi potensial U ning tok kuchi I ga bog'liqligi (6) va (7) tenglamalarni shakl o'zgartirishdan hosil qilinishi mumkin:

$$U = \frac{1}{2} \frac{e}{m_e} r^2 k^2 I^2 \quad (8)$$

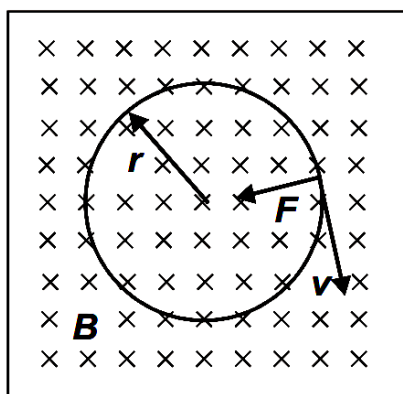
Proporsionallik koeffisienti: $k = \mu_0 \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{n}{R}$ (9)

$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ magnit doimiysi

g'altakning radiusi $R=150$ mm va g'altak o'ramlar soni $n=130$ qiymatlardan foydalanib hisoblanishi, yoki kalibrovka grafigi $B=f(I)$ ni o'lchashdan foydalanib topilishi mumkin. U holda elektronning solishtirma zaryadini aniqlash uchun barcha kattaliklar ma'lum bo'ladi.

Qurilma haqida

O'lchashlarni qorong'ilashtirilgan kamerada bajaring.



1-rasm.

Gelmgolts g'altaklaridan 2 A dan katta toklar faqat qisqa vaqt oralig'ida o'tkazilishi mumkin.

Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash qurilmasi va uning ulash sxemasi 3-rasmda ko'rsatilgan.

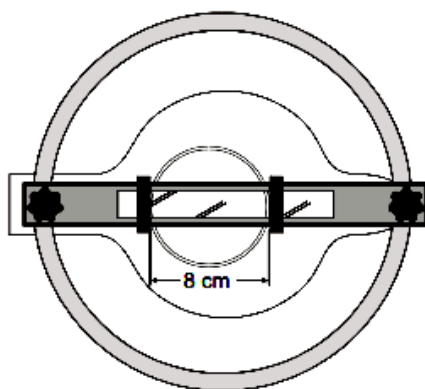
-Trubkani energiya manбайдan uzing va barcha potensimetr aylanuvchi qismini eng chap holatga qo'ying.

-Elektron nur trubkasining 6.3V li kirish oxirini trubka manbaining 6.3V li chiqishiga ulang.

- Trubka manbaining 50 V lik chiqishining musbat qutbini 500 V lik chiqishining manfiy qutbi bilan qisqa tutashtiring va toza nur trubkasining (katod) "-" rozetkasi bilan ulang.

- Elektron nur trubkasining "+" rozetkasini (anod) 500 V chiqishning musbat qutbi bilan, W rozetkani (Venalt silindri, ENT da) 50 V lik chiqishning manfiy qutbi bilan ulang.

- Tezlashtiruvchi potensial U ni o'lchash uchun voltmetrni (o'lchash



2-rasm. Elektronning harakat traektoriyasining radiusini aniqlash.

chegarasi 300 V) 500 V lik chiqishga ulang.

-Elektron nur trubkasining og'diruvchi plastinkalarini anodga ulang.

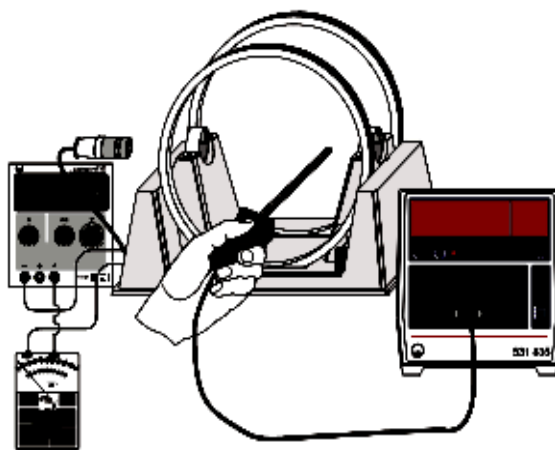


3-rasm. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash qurilmasining umumiy ko'rinishi.

- DC energiya manbai va ampermetrni (o'lchash chegarasi 3 A) Gelmgolts g'altaklari bilan ketma-ket ravishda ulang.

Ishni bajarish tartibi:

1. O'lchash qurilmasining chap slaydini shunday siljitingki, uning ichki uchi, oynaviy tasviri va elektron nurning chiqish tirqishi ko'rish chizig'ida yotsin.
2. O'ng slaydni har ikkala ichki uchi uchun masofa 8 sm ga teng bo'ladigan qilib o'rnatib.
3. O'ng slaydning ichki uchini kuzating, uni o'zining oynaviy tasviri bilan to'g'rilang, va g'altak toki I ni elektronlar nuri oynaviy tasvirni qoplovchi slayd uchi bo'ylab tangensial ravishda aylanguncha regulirovka qiling.
4. Tezlashtiruvchi potensial U ni 10 V qadam bilan 200 V gacha kamaytirib boring, elektron nurlarining orbita diametri 8 sm ga teng bo'lgandagi g'altakdagi tok I ni tanlab oling.
5. Tezlashtiruvchi potensial U va g'altak toki I ni yozib oling.
6. Trubkaning energiya manbaini qo'shing va tezlashtiruvchi kuchlanishni $U=300$ V ga o'rnatib.
7. Termo-elektron emissiya bir necha minutdan keyin, katod qizib olgandan keyin boshlanadi.
8. Elektronlar nurining fokusini Venalt Silindridagi kuchlanishni 0...10 V oraliqda o'zgartirish bilan to'niq, o'tkir uchli nur hosil bo'lguncha optimallashtiring.
9. Gelmgolts g'altaklarini DC energiya manbaiga ulang, elektronlar nuri yopiq orbita hosil qilib aylanadigan tokni toping
10. Agar elektronlar nuri anoddan chiqqandan keyin noto'g'ri yo'nalishda (chap tarafga) og'sa: har ikkala energiya manbalarini o'chiring.



4-rasm. Elektronlarning magnit maydonida aylanma orbita bo'ylab og'ishini o'rganish.

11. Magnit maydon qutblarini o'zgartirish uchun DC energiya manbaining chiqishidagi kontaktlar qutblarini almashtirib ulang.
12. Agar elektronlar yopiq orbita bo'yicha harakatlanmasdan, spiralsimon egri chiziqli bo'yicha harakat qilsa : (Raqamlashda xatolik).
13. Har ikkala kronshteynning mahkamlovchi boltlarini bo'shating (toza nur trubkasi ma'lumotlar kitobchasini o'qing).
14. Toza nur trubkasini uning bo'ylama o'qi atrofida ehtiyot bo'lib, to elektronlar nuri yopiq orbita hosil qilguncha aylantiring.

Gelmgolts magnit maydonini kalibrovka qilish:

Magnit maydonini kalibrovka qilish uchun qurilma.(rasmda ko'rsatilgan). Yuqorida qo'shimcha tavsiya etilgan asboblarni o'lchash ishlarini olib borish uchun zarur bo'ladi.

- Agar lozim bo'lsa barcha energiya manbalarni tarmoqdan uzing.
- O'lchash qurilmasini va Gelmgolts g'altaklarini oldingi tarafdagi siljiting, toza nur trubkasiga ulanishlarni va ikki kronshteynning mahkamlash boltlarini (toza nur trubkasi uchun ko'rsatmalar kitobchasini o'qing) bo'shating.
- Ehtiyotlik bilan elektron nur trubkasini chiqarib oling, uni original korpusiga joylashtirib qo'ying.
- Oldingi tarafdagi Gelmgolts g'altaklarini qayta yig'ing va ulang.
- Aksial B-probe ni teslametrga ulang(o'lchash chegarasi 20 mT) va nol nuqtani kalibrovka qiling (Teslametr ko'rsatmalar kitobiga qarang).
- Aksial B-probe ni Gelmgolts g'altaklarining magnit maydoniga parallel ravishda juft g'alaklar markazi tomon siljiting.
- G'altaklardagi tok kuchini 0 dan 3 A gacha 0.5 A qadam bilan orttira boring va B magnit maydonini o'lchang, o'lchangan qiymatlarni yozib oling.

Kalibrovkalashni tugatgandan keyin:

- Elektron nur trubkasini ko'rsatmasiga muvofiq qayta yig'ing.

O'lchash misollari

Jadval 1: Doimiy $r = 0,04$ m radiusli orbita uchun, g'altakdagi tok I tezlashtiruvchi potensial U ning funksiyasi sifatida

Jadval 1

$\frac{U}{V}$	$\frac{I}{A}$
300	2.15
290	2.10
280	2.07
270	2.03
260	2.00
250	1.97
240	1.91
230	1.88
220	1.83
210	1.79
200	1.75

Jadval 2: Gelmgolts g'altaklarining B magnit maydoni g'altakdagi tok I ning funksiyasi sifatida. (Bu tajriba yuqorida tavsiya etilgan qo'shimcha qurilmalarni talab qiladi)

Jadval 2

$\frac{I}{A}$	$\frac{B}{mT}$
0.5	0.35
1.0	0.65
1.5	0.98
2.0	1.34
2.5	1.62
3.0	2.05

Baholash va natijalar

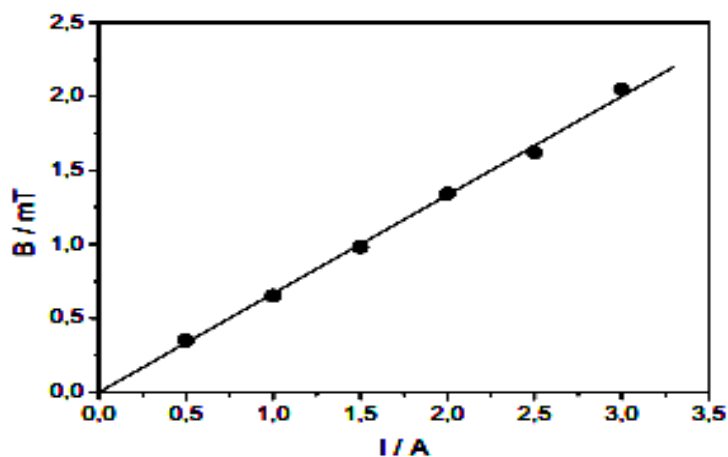
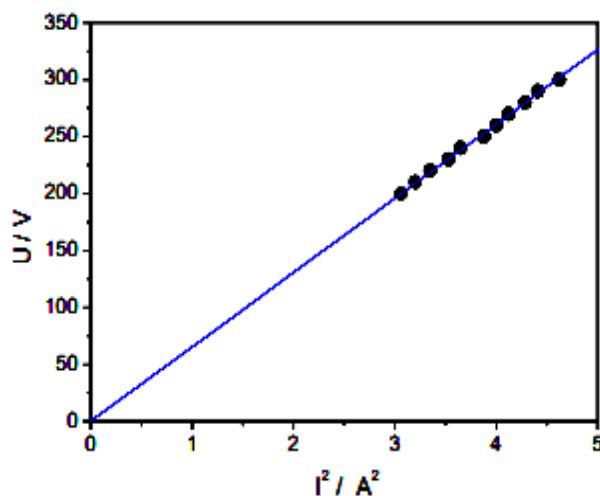
Jadvaldagi o'lchangan qiymatlarning grafigi (8) tenglamaga muvofiq chiziqli ko'rinishda keltirilgan. Natijaviy grafikning qiyaligi koordinata boshida quyidagicha $\alpha = 65.3 V A^{-2}$

(8) tenglamaga ko'ra elektronning solishtirma zaryadi: $\frac{e}{m_e} = \frac{2\alpha}{r^2 k^2}$

Keyingi hisoblashlarga proposionallik faktori k ning qiymati kerak bo'ladi. Agar yorug'lik nurlari perpendikulyar ravishda tushsa, ($\alpha=\beta$) ular

o'z yo'llari bo'yicha qaytadilar. Agar yorug'lik nurlari qiya ravishda tushsa, ular boshqa yo'nalishda qaytadi, ammo parallelligicha qoladi.

Jadvaldagi o'lchash natijalarining grafigi



Rasm 7. Gelmgolts g'altagining magnit maydoni uchun kalibrovka grafigi.

Proporsionallik faktori k ni Gelmgolts magnit maydoni kalibrovkasidan aniqlash. 2-jadvaldagi o'lchangan qiymatlar, yoki 7-rasmdagi to'g'ri chiziqning koordinata boshidan o'tkazib, quyidagini olamiz $k = 0.67 \text{ mTA}^{-1}$ va undan keyin

$$\frac{e}{m_e} = 1.8 * 10^{11} \frac{A}{kg}$$

Proportsionallik faktori k ni hisoblash:

(9) dan foydalanib, hisoblaymiz: $k = 0.78 \text{ mTA}^{-1}$ va undan keyin

$$\frac{e}{m_e} = 1.3 * 10^{11} \frac{A}{kg}$$

Hosil qilingan qiymat:

$$\frac{e}{m_e} = 1.76 * 10^{11} \frac{A}{kg}$$

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Solishtirma zaryad.
2. Elektronning elektr va magnit maydondagi harakat tenglamasi.
3. Kritik tokni tushuntiring.
4. Solishtirma zaryadni aniqlash usullari.
5. $J_a=f(V)$ bog'lanishni tushuntiring.

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. V. Атомная и ядерная физика. М.: ФИЗМАТЛИТ;Изд-во МФТИ, 2002.- 784 с.
3. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с.
4. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Атом физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006. - 75 б.
5. Физикадан практикум. «Наука» М. 1978, проф. Иверонова тахрири остида.

6-laboratoriya ishi

KADMIY QIZIL CHIZIG'I ZEEMAN AJRALISHINI MAGNIT MAYDONGA BOG'LIQLIGINI O'LCHASH FABRI-PERO ETALONIDAN FOYDALANUVCHI SPEKTROSKOPIYA

Ishni bajarishdan maqsad.

Fabri-Pero interferometri yordamida Zeeman effektini kuzatish – VideoCom dan foydalanish.

Bor magnetoni μ va elektronning solishtirma zaryadi e/m_e aniqlash.

Kerakli asboblار ro'yxati.

Kadmiy lampasi-45112, universal drossel-45130, yuqori tokli energiya manbai-52155, U-simon o'zak, g'altaklar 10 A, 480 o'ram-562131, Fabri-Pero etaloni-471221, presession optik stol -46032, surgichlar asosi iplar bilan-460381, optik surgichlar-460373, linzalar, interferension filtrlar uchun tutgich, interferension filtr, VideoCom USB, Mobil CASSY, shtativ, shtativ sterjeni, LD ko'pqisqich, ulash simlari.



1-rasm qurilmaning optik qismi.



2-rasm. Zeeman effektini kuzatish uchun eksperimental qurilma.

Optik komponentlarni 3-rasmga muvofiq mahkamlang. Universal drosselni qoʻshgandan keyin yorugʻlik chiqarish yetarlicha kuchli boʻlguncha 5 min kuting. Iloji boʻlsa, halqa sistemasining yaxshi tasvirini hosil qilish uchun avval okulyardan foydalaning. Keyin Later on, the CCD Video Com ning CCD si tasvir joylashgan optik tekisligiga joylashtirish lozim.

Zeeman effekti atomning energetic sathlarining yoki spectral chiziqlarning tashqi magnit maydon taʼsirida ajralish hodisasi hisoblanadi. Bu effekt 1-marta 1895-yilda Lorents tomonidan uning elektronlarining klassik nazariyasining bir qismi sifatida oldindan aytib berilgan va bir necha yil keyin Zeeman tomonidan eksperimental ravishda amalga oshirilgan. Zeeman magnit maydoniga toʻgʻri burchak ostida bitta spektral chiziq oʻrniga triplet chiziqni va magnit maydoniga parallel boʻlganda dublet chiziqni kuzatdi. Keyinroq anomal Zeeman effekti deb nom olgan spektral chiziqlarning murakkabroq ajralishlari kuzatildi.

Bu hodisani tushuntirish uchun Goudsmit va Ulenbeklar elektron spini toʻgʻrisidagi 1-gipotezani kiritishdi. Oqibatda shu narsa aniqlandiki anomal Zeeman effekti qoidalar doirasida boʻlib “normal” Zeeman effekti odatidan tashqari effekt hisoblanar ekan.

Normal Zeeman effekti faqat umumiy spini $s=0$ boʻlgan atomlari holatlari oʻrtasidagi oʻtishlarda kuzatiladi. Holatlarning umumiy burchak momenti $J=L+S$ u vaqtda orbital burchak momentga teng boʻlib qoladi, ($J=L$) unga mos keluvchi magnit moment esa quyidagiga teng boʻladi:

$$\mu = \frac{\mu}{h} J \quad (1)$$

Bu yerda $\mu_B = \hbar e / 2m_e$

(μ_B =Bor magnetoni, m_e =electron massasi , e = elementar zaryad, $h=\hbar/2\pi$, $\hbar$ =Plank doimiysi)

Tashqi magnit maydoni B da magnit moment quyidagi energiyaga ega bo`ladi. $E=-\mu*B$

Burchak momentining tashqi magnit maydon yo`nalishidagi komponentasining qiymatlari

$$J_z=M_j*\hbar \text{ va } M_j=J, J-1, \dots, -J \quad (2)$$

Shuning uchun burchak momenti J bo`lgan term  $2J+1$  ga teng masofali va qiymatlari  $M_j$  ga farq qiluvchi Zeeman komponentalariga ajraladi.  $M_j$  va  $M_{j+1}$  qo`shni komponentalari ning energiya intervallari quyidagicha bo`ladi.

$$\Delta E=\mu_B*B \quad (3)$$

Normal Zeeman effektini kadmiyning qizil spektral chizig`ida

($\lambda=643.8 \text{ nm}$, $f_0=465.7 \text{ THz}$) kuzatish mumkin.

U beshinchi qobiqdagi elektronning 1D_2 ($J=2, S=0$)= 1P_1 (4)

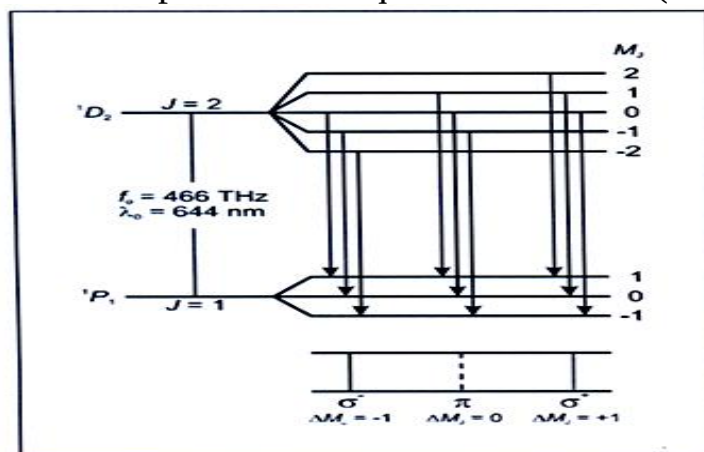
($J=1, S=0$) o`tishlarga mos keladi. Magnit maydonda  $^1D_2$  sathi beshta Zeeman komponentlariga ajraladi va  $^1P_1$  sath esa uchta Zeeman komponentlariga ajraladi va ular tenglama bo`yicha hisoblangan joylarni egallaydi.

Bu sathlar o`rtasidagi optik o`tishlar faqat elektr dipoli ko`rinishda bo`lishi mumkin. Holatlarning magnit kvant sonlari M_j uchun quyidagi tanlash qoidalarini o`rinli bo`ladi

$\Delta M_j = \pm 1$ σ komponentlar uchun

$\Delta M_j = 0$ π komponentlar uchun

Shunday qilib biz uchta spektral chiziqlarni kuzatamiz. (3-rasm)



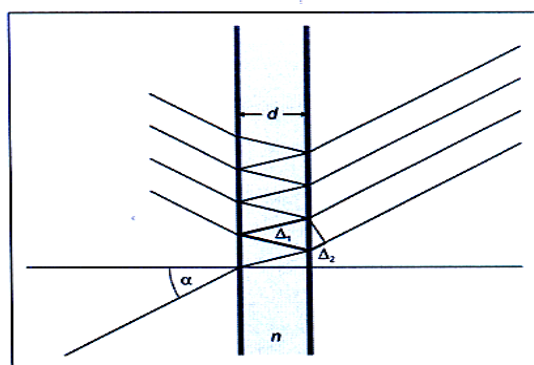
3-rasm. Uchta spektral chiziqlar.

Kadmiyda normal Zeeman effektida sathlarning ajralishi π komponent siljimagan va ikki σ komponentlar asosiy chastotaga nisbatan $\Delta f = \pm \frac{\Delta E}{h}$

(7) qiymatga siljigan. Bu tenglamada ΔE teng masofali energiya ajralishi bo`lib u (5) asosan hisoblanadi.

Zeeman effekti turli xil qutblangan komponentlarni spektroskopik ajratish imkonini beradi. Ammo bu siljishni ko'rsatish uchun bizga juda yuqori ajratish qobiliyatiga ega bo'lgan spektral qurilma kerak bo'ladi, chunki qizil kadmiy chiziqlarining ikki σ komponentlar $B=1$ Tl magnit oqimi zichligida faqat $\Delta f=14$ GHz yoki unga mos $\Delta\lambda=0.02$ nm ga siljigan bo'ladi.

Tajribada Fabri-Pero etalonidan foydalaniladi. Bu har ikki tomoni alyuminiy bilan qoplangan juda yuqori aniqlikda bo'lgan koplanar bo'lgan shisha plastinkadan iborat. Optik o'qqa perpendikulyar to'g'rilangan etalonga kichik burchak ostida yorug'lik kiradi va bir necha marta orqaga qaytadi. Har qaytganda bir qismi orqaga qaytadi. (2-rasm)



4-rasm. Fabri-Pero etaloni interferensiyon spektrometr sifatida.

Alyuminiy qoplamasi tufayli bu chiqayotgan qism kam, chiqayotgan nurlar interferensiyalanishi mumkin. Etalonning ortida chiqayotgan nurlar linza yordamida linzaning fokal tekisligiga fokuslanadi. Okulyar yordamida λ to'lqin uzunlikli nurlar konsentrik doiraviy polosalar manzarasini kuzatish mumkin. Doiraning diafragmaviy burchagi Fabri- Pero etalonidan chiqayotgan nurlarning chiqish burchagi α bilan bir xil bo'ladi. α_k burchak ostida chiqayotgan nurlardan bir-biriga qo'shni bo'lgan ikkitasi quyidagi interferensiya shartini qanoatlantirsa bir-biri bilan konstruktiv holda interferensiyalashadi. (4-rasm)

$$\Delta = 2 \cdot d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = k \cdot \lambda \quad (8)$$

(Δ =optik yo'llar farqi, d =etalon qalinligi, n = shishaning qaytarish koeffitsienti, k =interferensiyaning tartibi).

To'lqin uzunligining o'zgarishi $\delta\lambda$ diafragma burchagining $\delta\alpha$ ga o'zgarishi kabi ko'rinadi. Linzaning fokus masofasiga bog'liq bo'lgan holda diafragma burchagi α radiusi r ga mos keladi va burchakning $\delta\alpha$ ga o'zgarishi radiusning δr ga o'zgarishiga mos keladi. Agar spektral chiziq $\delta\lambda$ masofa bir necha komponentlarga ega bo'lsa, har bir doiraviy polosa radial masofasi δr bo'lgan bir necha komponentlarga ajraladi. Demak doiraviy

polosadagi spektral chiziq dupleti duplet struktura bilan va spektral chiziq tripleti triplet struktura bilan tushuntirish mumkin.

Tajribada, kadmiy qizil chizig`ining Zeeman ajralishi magnit maydoni B ning funksiyasi sifatida o`lchanadi. Triplet komponentlarining energiya intrervali ((2) va (5) tenglamalarga qarang)

$$E = \frac{h e}{4 \pi m} B \quad (9)$$

Elektronning solishtirma zaryadini hisoblash uchun foydalaniladi.

Qizil kadmiy spektral chizig`ining Zeeman komponentlarini spektroskopik ajratishga erishish uchun Fabri-Pero interferometrining optik doiraviy sistemasi Video -Com CCD ustiga tasvirlovchi linzalardan foydalanib o`rnatilgan. CCD optik doiraviy Sistema orqali diametral kesimni ko`ra oladi.

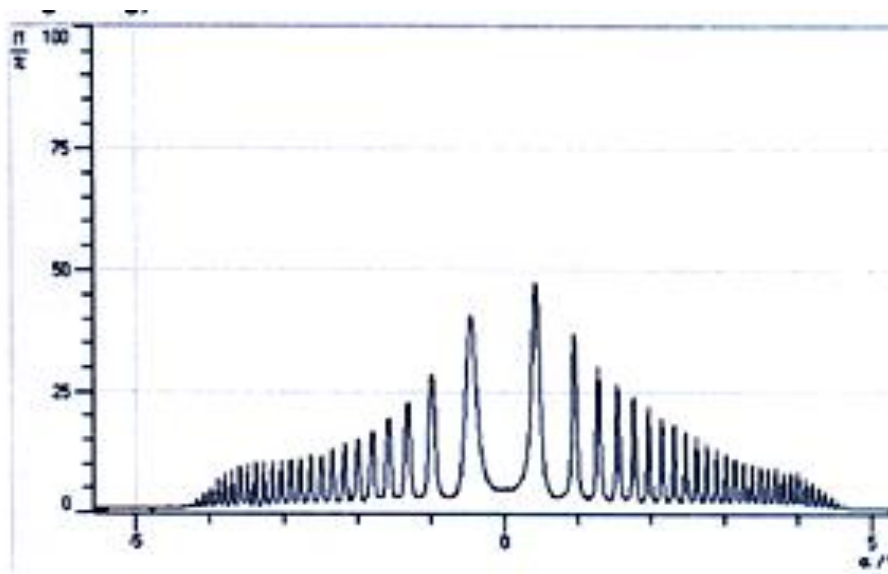
Ishni bajarish tartibi:

a) Magnit maydonini o`lchash.

Kadmiy lampasi o`rnatilmagan holda tangensial probe ni qutb bo`laklari markaziga vertikal holda joylashtiring. G`altaklardagi tok kuchini orttira borib, magnit maydonining tokga bog`liqligini o`lchang. 1-jadvalga qarang.

b) Kadmiy chiziqlarining ajralishini aniqlash.

Kadmiy lampasini qutb bo`laklari orasidagi masofani o`zgartirib yubormasdan, ehtiyotlik bilan ular orasiga joylashtiring. (mexanik qurilmaga qarang) VideoCom dasturini ishga tushiring va optik kuzatishni to`g`riling. Intensivlik max 50% bo`lsin.



5-rasm. Magnit maydoni bo`lmaganda intensivlikning burchakka bog`liqligi.

“Zeeman” jadvali baholash uchun lozim bo`ladi. Bu jadvalga tegishli knopkani bosib. Bu jadval B magnit maydon uchun, siljimagan chiziqli burchagi  $\alpha_1$  uchun, siljigan chiziqlar uchun  $\alpha_2$  va mos to`lqin uzunligi va energiya siljishlari uchun qiymatlarga ega. Oxirgi qiymatlar α_1 va α_2 larni kiritgandan avtomatik ravishda hisoblaydi.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} - 1 \text{ bilan } \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = 1.46 \text{ etalon uchun va}$$

$$\Delta E \approx \frac{-\Delta\lambda}{\lambda} \cdot E = -hc \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \text{ bilan } \lambda = 643.8 \text{ nm Cd uchun}$$

Baholashni “Calculate Peak Center” bilan maxni belgilab boshlang. Bu qiymatni “Zeeman” jadvaliga jadvalning α_1 ustunidan ko`chiring.

Diagrammada koordinata boshini aniqlash uchun qiymatni 2 ustunga ham ko`chiring va B ustunga 0 ni kiriting(magnit maydonsiz va siljimagan halqa).

Keyin, halqaning magnit maydonida ajralishini tekshiring. Yana bir marta siljish burchagi α_2 ni “Calculate Peak Center” dan foydalanib tekshiring va uni “Zeeman” jadvalining α_2 ustuniga ko`chiring. Siljimagan burchak o`zgarishsiz qoladi va B magnit oqimi zichligini kiriting. Bu qiymatlardan foydalanib, datur to`lqin uzunligining va energiyaning siljishlarini hisoblaydi. Qo`shimcha ravishda, diagrammaga mos nuqtalar qo`yiladi.

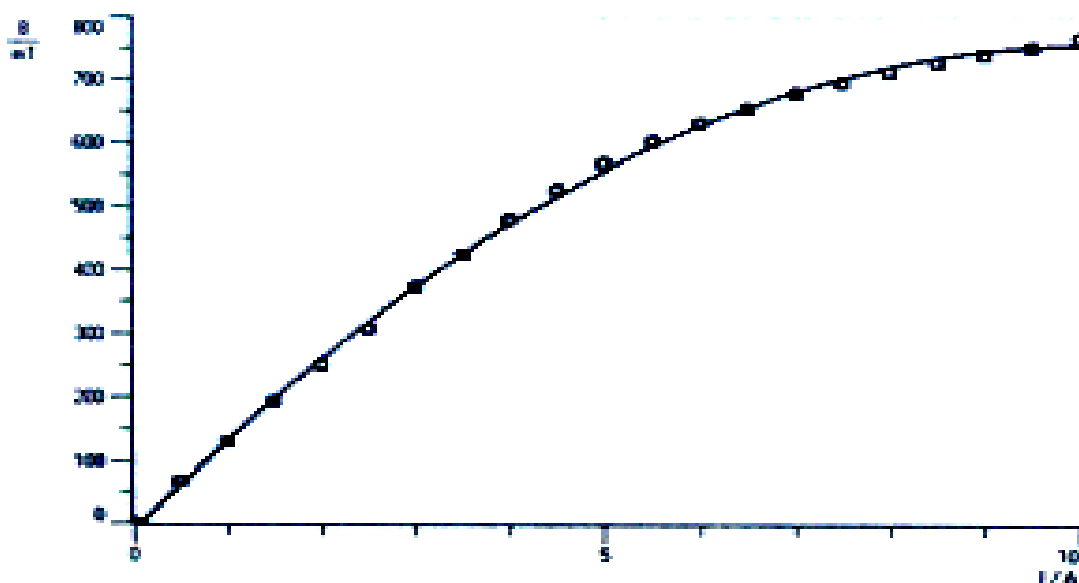
O'lchash misollari

a) Magnit maydonini o'lchash

Jadval 1: Magnit maydoni B va tok kuchi I

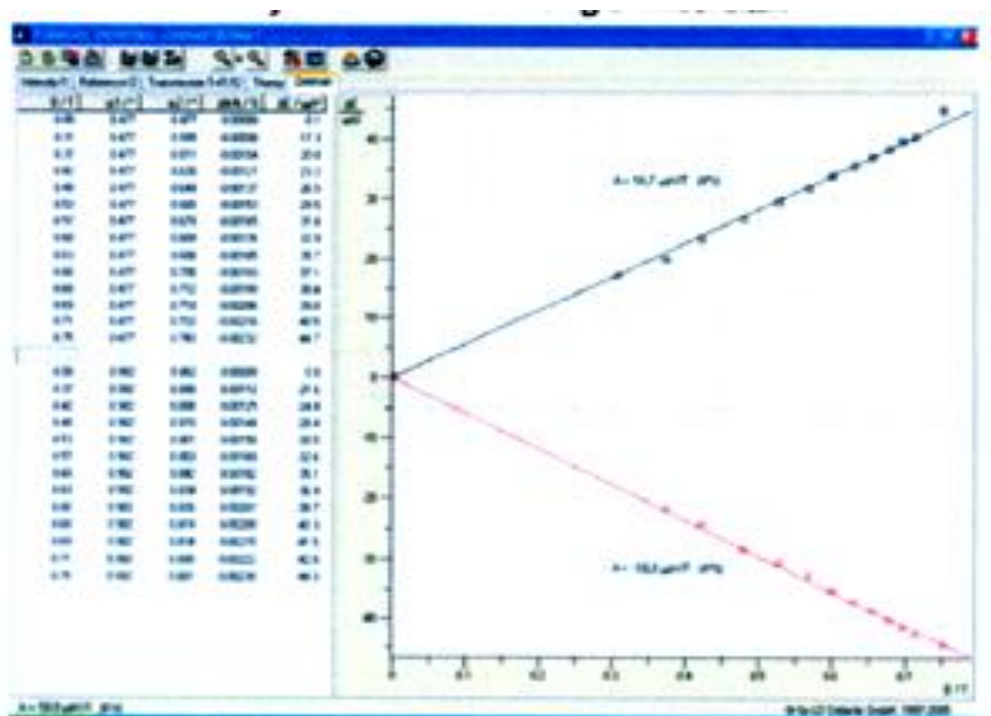
$\frac{I}{A}$	$\frac{B}{mT}$	$\frac{I}{A}$	$\frac{B}{mT}$
0.0	0		
0.5	68	5.5	601
1.0	127	6.0	631
1.5	194	6.5	655
2.0	249	7.0	678
2.5	307	7.5	695
3.0	373	8.0	713
3.5	423	8.5	728
4.0	479	9.0	739
4.5	528	9.5	752
5.0	569	10.0	765

1-diagramma. B magnit maydonining I tok kuchiga bog`liqligi



6-rasm. B magnit maydonining I tok kuchiga bog`liq grafigi.

Kadmiy chiziqlarining ajralishini o`lchash.



7-rasm. “Zeeman” jadvali ekrani rasmi diagrammasi.

Baholash

Grafikdarning $\sigma+$ yoki $\sigma-$ komponentlari uchun gradient.

$$A = 56.7 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}} \text{ and } A = -58.8 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}}$$

Bor magnetonining o'rtacha qiymati:

$$\mu_B = 57.8 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}} = 9.26 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Js}}{\text{T}}$$

bu yerda

$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

$$\frac{e}{m_e} = \frac{4\pi \mu_B}{h} = 1.76 \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

Adabiyotlardagi qiymatlar:

$$\mu_B = 57.9 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}}$$

$$\frac{e}{m_e} = 1.759 \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Zeeman effekti
2. Fabro-Pero interferometri
3. Kvant sonlar
4. Fabro-Pero spectrometri
5. Fabri-Pero etaloni.
6. Bor magnetoni
7. Atom K, L va M qobiq (qatlam) larida s-, r- va d-elektronlarning maksimal soni qancha bo'lishi mumkin?
8. Agar atomning magnit momenti nolga teng ekanligi ma'lum bo'lsa, uning kvant sonlari $S=1/2$ va $L=2$ bo'lgan holatdagi to'liq mexanik momenti topilsin.
9. a) 2p, b) 4f, holatlar uchun elektron orbital impuls momentining kvadrati M^2 nimaga teng?
10. Vodorod atomining asosiy holatidagi magnit momenti aniqlansin.

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с. Т.2. Основы квантовой механики и строение электронной оболочки атома. М.: Наука, 1984. - 438 с.
3. Физикадан практикум. «Наука» М. 1978, проф. Иверонова тахрири остида.

7-laboratoriya ishi

ERKIN ZARYAD TASHUVCHILAR. MILLIKEN TAJRIBASI

Tajriba ishining maqsadi:

- Elementar zaryadni aniqlash,
- O'zgaruvchi kuchlanish metodi;
- Ko'tarilish va tushish tezligi metodi;

Tajribalar ob'ektlari:

- Zaryadlangan yog' tomchisining vertikal elektr maydonida harakatini kuzatish.
- Elementar zaryadni:

-zaryadlangan moy tomchilari Milliken kamerasida suzayotgandagi kuchlanishni o'lchash va kuchlanish o'chirilgandan keyin tomchining erkin tushish tezligini o'lchash yordamida (muvozanat metodi) aniqlash;

-kuchlanish o'chirilgandan keyin tomchining erkin tushish tezligini o'lchash, tomchining ko'tarilish tezligini kuchlanish bilan aniqlash yordamida (dinamik metod) aniqlash.

Asboblarning ro'yxati

1. Milliken qurilmasi.....	559 41
2. Milliken qurilmasi uchun energiya manbai.....	559 42
3. Elektron soat-to'xtatgich p.....	31303
4. Ulash simlari.....	501 25
5. Ulash simlari.....	501 26
6. Ulash simlari.....	501 27
7. Ulash simlari.....	501 28
8. Ulash simlari.....	501 29
9. SanagichP.....	57545

Asosiy prinsiplar:

Atomar holatga o'tgan moy tomchilari yassi kondensatorning bir jinsli elektr maydoniga kiritiladi. Atomar holatga o'tish davrida moy tomchilari ishqalanish tufayli Q zaryadga erishadi. Massasi m moy bo'lgan tomchi kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonida quyidagi kuchlar ta'siri ostida bo'ladi:

- elektr maydoni ta'sir kuchi - $Q \cdot E$;

- og'irlik kuchi $m_{moy} \cdot g$

Tomchini havoda deb hisoblasak, unga quyidagi kuchlar ham ta'sir etadi:

$-m_l * g$ ko'taruvchi kuch, bu yerda m_L tomchi qisib chiqargan havoning massasi;

- Agar tomchi atrofdagi havoga nisbatan harakatlanayotgan bo'lsa, Stoksning ishqalanish kuchi - $6\pi r\eta v$ (bu yerda η havoning yopishqoqlik koeffitsienti, r - tomchining radiusi, v -harakat tezligi).

Maydon bo'lmagan fazoda tushish tezligi;

Tomchining radiusi r ni aniqlash: Agar tomchi maydon bo'lmagan fazoda doimiy tezlik bilan tushsa, og'irlik, ko'tarish kuchining teskari qiymati va Stoksning ishqalanish kuchining yig'indisi nolga teng bo'ladi, ya'ni

$$m_{moy} * g - m_l * g - 6\pi r\eta v_1 = 0$$

bu yerda $m_{moy} - m_l = m$ u vaqtda quyidagini olamiz:

$$m * g - 6\pi r\eta v_1 = 0$$

bu yerda mg - ko'tarish kuchi tufayli o'girlikning kamayishi.

$$\rho_{moy} - \rho_l = \rho$$

bu yerda ρ_{moy} - moyning zichligi, ρ_L - havoning zichligi.

Quyidagini hosil qilamiz: $V\rho g - 6\pi r\eta v_1 = 0$

Tomchining hajmi $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ bo'lsa

$$\frac{4}{3}\pi r^3 * \rho * g - 6\pi r\eta v_1 = 0$$

Bu ifodadan biz tomchining radiusini topishimiz mumkin

$$r = \left(\frac{9\eta v_1}{2\rho g}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

Agar plastinkalari orasidagi masofa d bo'lgan a plastinkali kondensator qoplamalariga U kuchlanish qo'yilsa, tomchi doimiy v_2 tezlik bilan ko'tariladi. Ko'tarish kuchi tufayli kamaygan og'irlik, Stoks ishqalanish kuchi va elektr maydonining kuchlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi, ya'ni

$$mg - QE + 6\pi r\eta v_2 = 0 \quad (2) \quad \text{bu yerda } E = U / d \text{ va}$$

bo'lgani uchun

$$mg = \frac{4}{3}\pi r^3 * \rho * g$$

$$\frac{4}{3}\pi r^3 * \rho * g - (QE)/d = 0 \quad (3)$$

Milliken qurilmasidan foydalanib moy tomchisining zaryadi Q ikki usul bilan aniqlanishi mumkin:

- muvozanat metodi;

- dinamik metod;

Muvozanat usulida kondensatorga qo'yiladigan kuchlanish tomchini muvozanat holatda ushlab tura oladi (3). U vaqtda v_1 tezlik kondensatoridagi kuchlanish uzilgan holda tomchining tushish tezligi bo'ladi (1).

(1) va (3) tenglamalardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$Q = \frac{6\pi r \eta v_1}{U} * \left(\frac{9\eta v_1}{2\rho g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

Agarda quyidagi kattaliklarning qiymatlarini o'rniga qo'ysak

$$\eta = 1.81 * 10^{-5} \frac{Ns}{m^2};$$

$$d = 6 * 10^{-3} m;$$

$$\rho_{moy} = 875.3 \frac{kg}{m^3};$$

$$\rho_l = 1.29 \frac{kg}{m^3};$$

$$\rho = 874 \frac{kg}{m^3};$$

tomchining zaryadi quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q = 2 * 10^{-10} (v_1^{1/2} / U) \text{ As} \quad (5)$$

Dinamik usul holida, maydon bo'lmagan fazoda, tomchining tushish tezligi v_1 (1), va U kuchlanish qo'yilgan holdagi ko'tarilish tezligi v_2 lar o'lchab olinadi. (1) va (2) tenglamalardan foydalangan holda Q zaryad uchun quyidagini olamiz:

$$Q = (v_1 + v_2) * (v_1^{1/2} / U) * (\eta^{3/2}) * (18\pi d) / (2\rho g)^{1/2}$$

Qiymatlarni o'rniga qo'yib quyidagini olamiz:

$$Q = 2 * 10^{-10} (v_1 + v_2) * (v_1^{1/2} / U) \text{ As} \quad (6)$$

Qurilma haqida

Izoh: Elektron soat - to'xtatgich sanagich P ning o'rniga ishlatilishi mumkin.

Qurilmani tuzish:

- Milliken qurilmasini yig'ing va foydalanish ko'rsatmalari kitobchasiga muvofiq holda uni moy bilan to'ldiring.
- Rasm 1 da ko'rsatilgandek, muvozanat usuli uchun elektr zanjiri tuzing.
- Energiya manbai sistemasini blokning orqatarafidagi pereklyuchatel yordamida qo'shing. Okulyar mikrometrini vertikal ravishda o'rnatib va qora halqani burash yordamida uni fokuslang. Rezina sharni qisish yordamida Milliken kamerasi ichiga moyni atomar holda o'tkazing. Vintni burash yordamida moy tomchilarini fokuslang.
- Mikroskop teskari tasvir hosil qiladi. Shuning uchun barcha harakatlarning yo'nalishi teskari holda ko'rinadi. Quyida, barcha harakatlar mikroskopda ko'ringanidek izohlanadi.
- Vaqt displeyini reset knopkasini bosish bilan nolga qo'ying.(Old panelda 0 bilan belgilangan)

Agar sanagichdan foydalanilsa:

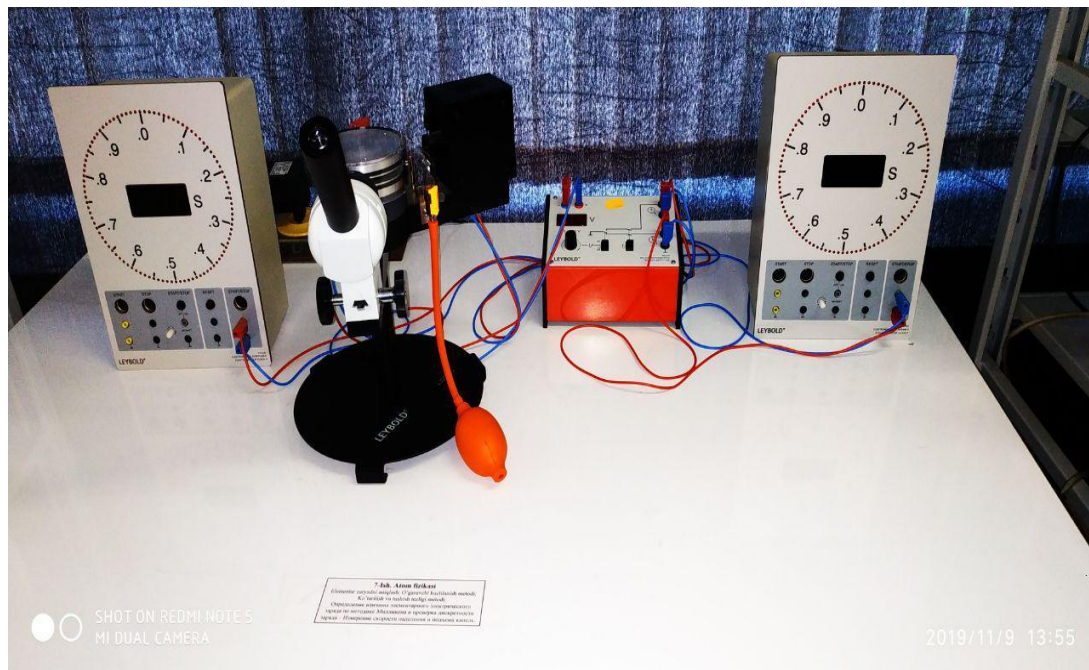
Sanagichni asosiy pereklyuchatel yordamida qo'shing. Sanagich ustidagi peraklyuchatelni vaqtni o'lchash diapozoniga o'rnatib. Elektron soat - to'xtatgich P (313 03) yordamida vaqtni o'lchash diapozoni faqat 10 s gacha mumkin. Agar o'lchash vaqti 10 s dan ortib ketsa oldingi paneldagi qizil lampacha yonadi. 20 s dan ortiq o'lchash vaqtini displey 10 s va 20 s oralig'idagi o'lchash vaqtidan farqlab bera olmaydi. 10 s dan ortiq vaqtni o'lchash uchun soat-to'xtatgichning qo'shimcha qo'llanmasidan foydalanish maslahat beriladi (ya'ni 313 07).

Izoh:

Elektr zaryadining kvantlanishini taminan 6-8 marta tajriba o'tkazilgandan keyin amalga oshirish mumkin. Bu tajribalar sonining ikki yoki uch marta ko'prog'idan keyin elementar zaryadni aniqlash maslahat beriladi.

Ishni bajarish tartibi.

- Rezina sharchani qisman bosish bilan moyni Milliken kamerasi ichiga atomar holatda kiriting. Keyingi o'lchashlar uchun $U = 0$ bo'lganda 1-2 shkala bo'limi metr/sekund tezlik bilan "ko'tarilayotgan" tomchini va $U = 600$ V bo'lganda 1-2 shkala bo'limi metr /sekund tezlik bilan "tushayotgan" tomchini toping.



1-rasm. Erkin zaryad tashuvchilar. Milliken tajribasi.

Muvozanat usuli:

O'lchash kattaliklari:

- Moy tomchisi muvozanatda bo'ladigan kuchlanish U .
- U kuchlanish o'chirilganda moy tomchilari x shkala barcha bo'limlari orasidagi masofani o'tish uchun ketadigan vaqt t .

1. (1) va (2) peraklyuchatellarni qo'shing. (Rasm 1.) Soat-to'xtatgich o'lchashlarni o'tkazishga tayyor va kondensatorning energiya manbaiga ulanishiga tayyor.
2. (3) aylanuvchi ruchka yordamida U kuchlanishni shunday rostlangki, eng pastda kuzatilayotgan tomchi 1 muvozanatda bo'lsin; kuchlanish U ni yozib oling.
3. (2) peraklyuchatelni "0" holatga siljiting, shunda U kuchlanish o'chiriladi; shu vaqtda soat-to'xtatgich ishlay boshlaydi.
4. Ko'tarilayotgan tomchini kuzating, va tomchi x shkala bo'limlarini o'tib bo'lganda (5) knopkani bosib soatni to'xtating.

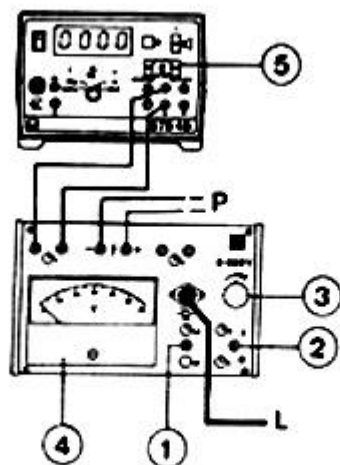
Dinamik usul (2-rasmga mos keluvchi elektr zanjir).

O'lchash kattaliklari:

- U kuchlanish ulanganda moy tomchilari x shkala barcha bo'limlari orasidagi masofani o'tish uchun ketadigan vaqt t_1
- kondensatorga ulangan U kuchlanish.

-U kuchlanish o'chirilganda moy tomchilari x shkala barcha bo'limlari orasidagi masofani o'tish uchun ketadigan vaqt t_2 .

1. (1) pereklyuchatelni pastki holatga va (2) pereklyuchatelni yuqorigi holatga o'rnating. Soat-to'xtatgich zanjiri ochiq va kondensatorning energiya manbaiga ulanishiga tayyor.



2-rasm muvozanat usullari uchun P bilan tuzilgan elektr zanjir.

2. (3) aylanuvchi ruchka yordamida U kuchlanishni 500 V dan 600 V gacha shunday rostlangki, eng pastda kuzatilayotgan tomchi sekin "tushsin"; kuchlanish U ni yozib oling .

3. Sekin tushayotgan tomchini kuzatish sohasidan tanlab oling, u o'lchash belgisidan o'tganda (shkala bo'limi 40) (1) peraklyuchatelni qo'shing, B soat-to'xtatgich ko'tarilish vaqti t_2 ni elektr maydon qo'shilganda o'lchashi lozim.

4. Tushayotgan tomchini kuzating va u ikkinchi o'lchash belgisidan o'tganda (shkala bo'limi 60) (2) pereklyuchatelni "0" holatga qo'ying. Kondensator kuchlanishi o'chirilgan, B soat to'xtagan va shu vaqtda A soat ishlay boshlagan bo'ladi.

5. Ko'tarilayotgan tomchini kuzating va u birinchi o'lchash belgisidan qaytadan o'tganda A soatni (5) to'xtatish knopkasini bosib to'xtating.

O'lchash misollari.

Mikrometr shkalasi bo'limlarini hisoblayotganda, biz ob'ekt kuchaytirishni, ya'ni, $1.875x$ ni inobatga olishimiz zarur. $s = ((x)/(1.875)) * 10^{-4}m$.

a) Muvozanat usuli:

$$U = 213V;$$

$$x_A = 10Skt; \quad t_1 = 8.34 s;$$

b) Dinamik usul:

$$U = 500V;$$

$$x_2 = 20Skt; \quad t_2 = 20.5 s;$$

$$x_1 = 20Skt; \quad t_1 = 5.98 s;$$

Baholash va natijalar:

a) uchun

$$v_1 = \frac{s_1}{t_1} = 0.64 * 10^{-4} m/s$$

$$Q = 4.81 * 10^{-19} As$$

b) uchun

$$v_1 = 1.78 * 10^{-4} m/s$$

$$v_2 = 0.518 * 10^{-4} m/s$$

$$Q = 6.62 * 10^{-19} As$$

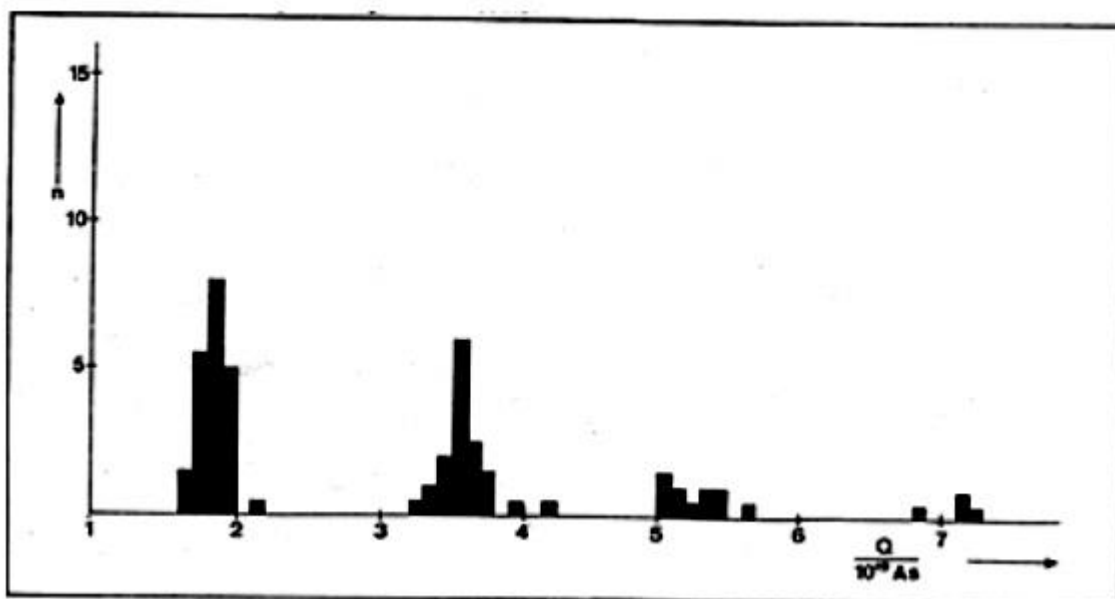
Q zaryadni hisoblashning yuqoridagi usuli barcha o'lchash ma'lumotlari uchun mos ravishda foydalaniladi. Elektr zaryadining kvantlanishi gistogramma ko'rinishida ko'rsatilsa ancha aniqroq ifodalanadi (Rasm 3). O'lchangan natijalarda elementar zaryad e ning butun son N ga ko'paytmasi sifatida guruhlanadi. Elementar zaryad e eng katta umumiy bo'luvchini hisoblash yordamida zaryadning turli qiymatlaridan aniqlanadi.

$$Q = Ne. \quad N = 3; \quad e = 1.65 * 10^{-19} C$$

As muvozanat usuli uchun (a bo'lim);

$N=4$; o'lchash misollaridagi dinamik usul uchun (b bo'lim);

$$e = 1.65 * 10^{-19} C;$$



3-rasm O'lchangan qiymatlarning gistogrammasi, n – o'lchashlarning soni bo'lib 10^{-20} As diapozonida bo'ladi.

Elementar zaryad e uchun barcha o'lchash natijalarining o'rtacha qiymati $e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$ As ga nisbatan taxminan 10% ga kattaroq chiqmoqda. Bu qiymatdan chetlanish kuzatilayotgan tomchi radiusining

kamayishi bilan ortib boradi. Bu Stoks qonunida asoslangan tomchi o'lchamlari qiymatining tartibidan bu tajribalardagi tomchi o'lchamlari 10^{-6} va 10^{-7} m farq qilishi va shuning uchun havo molekulalarining o'rtacha erkin chopish masofasi tartibida ekanligida hisoblanadi, e ning o'lchangan qiymatlari uchun korrektirovka: Agar biz elementar zaryadning to'g'riroq qiymatini va shuningdek Q zaryadning kvantlanishini to'g'riroq aniqlamoqchi bo'lsak o'lchangan qiymatlarni korrektirovka qilishimiz zarur bo'ladi. Ishqalanish kuchining korrektirovkalangan ko'rinishi quyidagi formula shaklida bo'ladi:

$$F = ((6\pi\eta v)/(1+b/rp)) \quad (7)$$

bu yerda-havo bosimi b -doimiy parameter. Agarda hisoblashlar ishqalanish kuchining bu modifikatsiyalangan formulasi asosida olib borilsa, zaryad qiymatining korrektirovkalangan ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$QK = ((Q)/(1+b/rp)^{3/2}) \quad (8)$$

bu yerda $b = 6 \cdot 10^{-3} Pa.m$ ning qiymati turli bosimlar ostida o'tkazilgan tajribalardan topilishi mumkin.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Solishtirma zaryad.

2. Milliken tajribasi.
3. Elektronning elektr va magnit maydondagi harakat tenglamasi.
4. Kritik tokni tushuntiring.
5. Solishtirma zaryadni aniqlash usullari.

Adabiyotlar:

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика, в 2 т. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Наука, 1984. - 552 с.
3. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Атом физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006. - 75 б.
4. Физикадан практикум. «Наука» М. 1978, проф. Иверонова тахрири остида.

YADRO FIZIKASIDAN LABORATORIYA ISHLARI

1-laboratoriya ishi

BETA-NURLANISH UCHUN RADIOKTIV NURLANISH QONUNINI TEKSHIRISH

Tajriba maqsadi:

1. Radiativ modda. Kimyoviy element. Radiativ izotop haqida tushincha berish.
2. Yadro nurlari va ularni qayd etish metodlarini o'rganish.
3. Yadro nurlarini qayd etishda qo'llaniladigan asbob uskunalarni o'rganish.
4. Berilgan radiativ kimyoviy elementning aktivligini aniqlash.

Kerakli asboblarning ro'yxati:

1. Radioaktiv manbalar to'plami.....	3559835
2. Sanagich trubkasi kabeli bilan.....	559 01
3. S sanagich.....	575 471
4. Prujinali kichik kontakt qisgich.....	590 02
5. Katta prujinali shtift.....	591 21
6. Ulash shatunlari.....	532 16
7. Ulash uyasi.....	300 11
8. Metall lineyka 0,5 m.....	460 97

Qisqacha nazariya

Radioaktiv yadro β -parchalanish izobar yadrolar uchun o'rinlidir. Yadro beta parchalanish tufayli qo'shni izobar yadroga o'tadi. Beta-yemirilishda yadro zaryadi $\Delta Z \pm 1$ ga o'zgaradi, massa soni A o'zgarmaydi. Beta-yemirilish energiyasi 18 keV dan 16 MeV gacha bo'lib, barcha yadrolar sohasida kuzatiladi. Beta-zarraning aynan elektron ekanligiga $\beta \equiv e$ quyidagi ilmiy dalillarni keltirish mumkin:

1) β^- - zarra zaryadi, massasi, spini, magnit momenti elektronnikiga teng;

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

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

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

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

Ikkinchi tomondan β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas. Yadro proton va neytronlardan iboratdir. Agar yadroda β -zarra mavjud deyilsa, u holda yadroning spin va magnit momentlarini tushuntirib bo'lmaydi. Bundan tashqari, energiyasini ham tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatan ham impuls va koordinata noaniqligi tamoyiliga asosan

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

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

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

Demak noaniqligi tamoyiliga asosan β -yemirilish energiyasidan katta bo'lib ketadi.

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

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

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

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

1. β^- -yemirilish yadroda neytronlar ortiqcha bo'lsa, $n \rightarrow p + \beta^-$ (parchalanish sxemasi) parchalanadi, bu bilan ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + \beta^-$ siljish zaryadi bittaga oshadi. Masalan: ${}_1^3 H \rightarrow {}_2^3 He + \beta^-$
2. Beta parchalanishda quyidagi energetik shart bajarilishi kerak:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e$$
3. Agar yadroda protonlar ortiqcha bo'lsa, $n \rightarrow p + \beta^+$ -yemiriladi, bu bilan ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z-1}^A Y + \beta^+$ zaryadi bittaga kamayadi.
4. M: ${}_6^{11} C \rightarrow {}_5^{11} B + \beta^+$

5. Atom qobig'idagi elektronni yadro qamrab olishi $e^- + p \rightarrow n$ bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayishi $e^- + {}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y$ mumkin. M:
 ${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li}$.

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

Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

β^+ -yemirilish energiyasi

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

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

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

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

Atom massalari bilan ifodalash uchun zm_e qo'shsak

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

Elektron qamrash energiyasi

$$E_e = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z)]c^2 \quad (3)$$

(2) va (3) energetik shartlardan yemirilish energiyasi 1,02 MeV dan katta bo'lganda β^+ va e_q hodisalari bir vaqtda ro'y berishligi ko'rinib turibdi. Yemirilish energiyasi 1,02 MeV dan kichik bo'lganda faqat elektron qamrash bo'ladi, agar 1,02 MeV dan qanchalik yuqori bo'lsa, β^+ yemirilish jarayoni elektron-qamrash jarayoni bilan shunchalik kuchli raqobat qiladi. Bu jarayonlarning ehtimolligi ω ning nisbati yadroning zaryadiga ham bog'liq. $\omega_{eq}/\omega_{\beta^+}$ nisbat berilgan yemirilish energiyasida Z ning ortishi bilan ortib boradi. Yengil va o'rta yadrolarda β^+ -yemirilish ehtimoliyati katta, chunki qobiq elektronlarining yadroga tushish ehtimoligi kichik, yadro zaryadi o'sishi bilan qobiq yaqinlashadi biror qobiq elektronlarning yadroga tushish ehtimoligi ω -yadro hajmining atom elektronlar qobiqlari hajmi nisbatiga teng

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

bu yerda R -yadro radiusi $R=10^{-12}$ - 10^{-13} sm, r_0 -atom qobiq radiusi $r_0=10^{-8}$ - 10^{-10} sm.

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

Beta-turg'unlik sharti va yemirilish turlari

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

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

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_{bog'} \quad (4)$$

$\Delta E_{bog'}$ - energiyasi uchun Veytsezekker formulasi orqali ifodasini keltirib qo'ysak

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z \right)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (5)$$

(5) ifodadan ko'rinib turibdiki, yadro massasi M yadro zaryadi Z^2 – bog'lanishda bo'lib, grafigi parabola chizig'ini beradi. Izobar yadrolar $A=\text{const}$ ichida β -turg'unlik sharti bog'lanish energiyasining maksimum,

massasining eng minimum qiymatiga mos keladi. Shuning uchun (5) ifodani $A=\text{const}$ deb o'zgaruvchi Z ga nisbatan M ning maksimum qiymatini olish lozim, buning uchun (5) dan Z bo'yicha hosilasini olib, ekstrum qiymatini topamiz.

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

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

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

hosila olsak

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

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

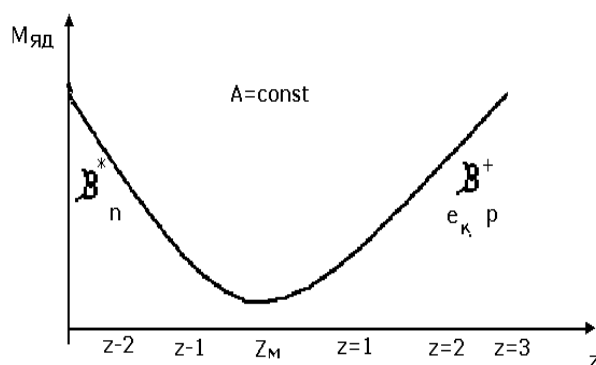
$$Z(\gamma A^{2/3} + 4\xi) = 2\xi A$$

$$Z = \frac{2\xi A}{\gamma A^{2/3} + 4\xi} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma A^{2/3}}{2\xi}} \quad (6)$$

$\Upsilon=0,710$ MeV, $\xi=23,7$ MeV qiymatini e'tiborga olsak (6) ifoda

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

(7) ifoda β -turg'unlik shartini ifodalaydi. $Z=Z_M$ muvozanat zaryad deb ataladi. A sonli izobarlarda zaryadi $Z > Z_M$ bo'lsa, bu yadrolarda protonlar ortiq bo'lib, neytron noyob yadrolar hisoblanadi, bu yadrolar $p \rightarrow n + \beta^+$, β^+ yoki e_+ yo'li bilan zaryadini kamaytirib muvozanatga intilsa, $Z < Z_M$ yadrolarda esa neytronlar soni ortiqcha bo'lib, protonlar noyob bo'lishadi, bu soha yadrolar $n \rightarrow p + \beta^-$, β^- yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holatga kela boshlaydi (1-rasm).



1-rasm. β^- yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holati.

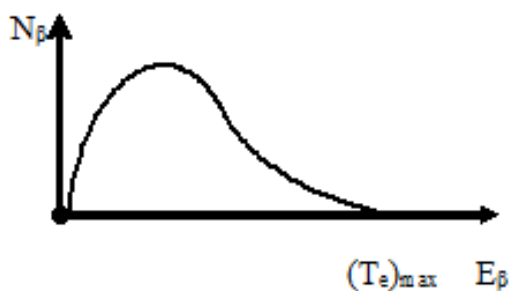
Beta-yemiriluvchi yadrolarning toq-juft bo'lishiga ko'ra parabola chizig'i bir-birlariga nisbatan siljigan bo'lishadilar. Juft-juft yadrolarda bog'lanish energiyasi katta bo'lgani uchun parabola chizig'i eng pastga siljigan bo'ladi.

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

Beta-spektr va neytrino

Beta-yemirilishda alfa-yemirilishdagi kabi beta-zarralar spektri diskret va monoenergetik bo'lishi kerak edi. Lekin beta – radioaktiv yemirilishlarda hosil bo'lgan beta-zarralar spektri uzluksiz ekanini ko'rsatdi (2-rasm). Beta-zarralarning maksimal kinetik energiyasi $(T_e)_{\max}$ beta-yemirilish energiyasiga yaqin bo'ladi

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

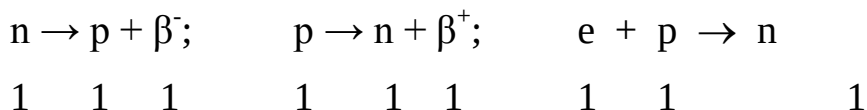


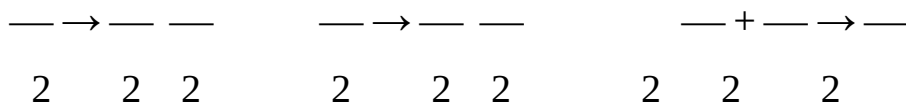
2-rasm. Beta-zarralar spektri.

Beta-yemirilishda chiquvchi β -zarralar energiyasi uzluksiz bo'lib, energiyasi noldan $E_{\max}$ gachadir. Dastlabki va mahsul yadrolarning energiya holatlari diskret bo'lib, bu holatlar orasida vujudga keluvchi β -zarralar energiyalari uzluksiz bo'lishligi bu jarayonda energiya saqlanmasligini ko'rsatadi. β^- -yemirilishda spektrning uzluksizligini tushuntirish uchun turlicha taxminlar qilindi.

Masalan: 1) β^- -yemirilishda yadroning uyg'ongan holatlari yemiriladi, uyg'ongan holatdan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi deb qarashadi. Bu to'g'ri emas, ko'pgina yadrolardan gamma-kvantlar umuman nurlanmaydi.

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





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

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

Neytrino uchun muhitda erkin chopish masofasi

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

Yadro suyuqligida

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

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

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

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

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

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

Demak, ${}^7\text{Be}$ –elektron qamrash jarayonida neytrino chiqadi va hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ga tepki beradi.

Impuls saqlanish qonuniga ko'ra

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

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

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

Agar tarkibi ${}^7\text{Li}$ tepki energiyaga ega bo'lib, tepki energiyasi 57,3 eV atrofida bo'lsa, β -yemirilishda neytrino borligi tasdiqlanadi, aks holda neytrino gipotezasi noto'g'ri.

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

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

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

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + \beta^+ \quad (8)$$

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

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

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

Tajriba quyidagicha o'tgan. Antineytrino manbai sifatida sekundiga 10^{18} - 10^{19} ta antineytrino oqimini beradigan yadro reaktori xizmat qilgan. Bak-nishonga kelib tushgan antineytrino nishon protoni bilan $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ reaksiya bo'yicha ta'sirlashsa, neytron va pozitron hosil bo'ladi. Pozitron 1 sm atrofidagi masofani 10^{-9} s da o'tib elektron bilan annigillyatsiyalanadi ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) va ikkita γ_2 gamma-foton hosil qiladi. Fotonlar moslama sxemaga ulangan D_1 , D_2 , D_3 -detektorlarda qayd qilinadi.

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

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

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

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

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

1975 yilda og'ir τ -leptonning parchalanishida hosil bo'ladigan neytrino va antineytrino uchinchi xili kashf etildi

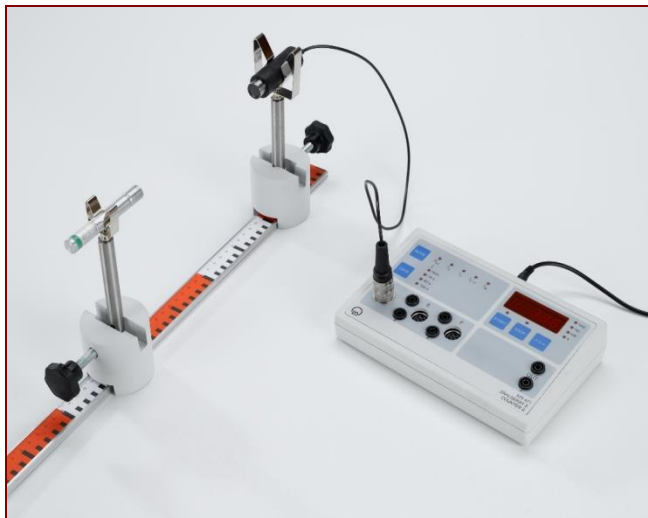
$$\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau, \quad \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

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

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

Qurilma haqida

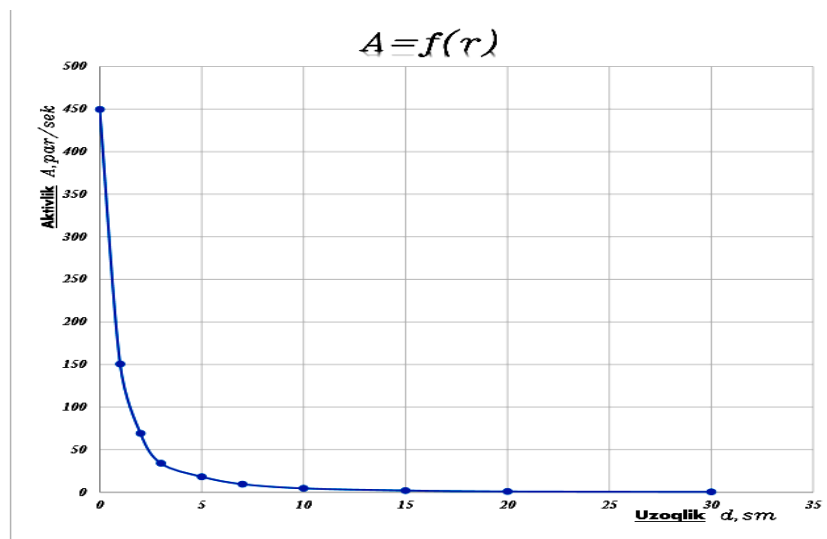
Qurilma Sr-90 radioaktiv preparat, metal lineyka, sanagich va manba, sanagichni o'rnatish uchun shtativlardan iborat



3-rasm. Tajriba qurilmasining umumiy ko'rinishi.

Ishni bajarish tartibi:

1. Labartorya qurulmasi bilan tanishilib ishga tayyorlash.
2. Nurlanish bo'lmaganda sanash tezligi o'lchanadi. 100 sekund oraliq bilan 5 marta.
3. O'lchash vaqtida belgilash uchun „GATE“ tugmasidan foydalaning.
4. Nol masofada sanagish va manba bir chiziq qilib qo'yiladi.
5. 3 marta 10 sekunt natija oling.
6. Masofani o'zgartirib tajribani takrorlang.
7. 1,2,3 sm uzoqliklar uchun vaqt intervali 10 s. 5,7,10,15 va 20 sm uzoqliklar uchun vaqt intervali 60 s. 30 sm uzoqlik uchun vaqt intervali 100 s.
8. Aktivlikni masofaga bog'lanish grafigi chizilsin.



4-rasm. Aktivlikni masofaga bog'lanish grafigi.

Xisoblash.

1. Dastlabki nol holatida , radioaktivlik bo'lmaganda barcha 5 o'lchashlarning o'rtacha qiymatini hisoblang.
2. Keyin xar bir parameter uchun olingan uchta tajriba natijalari o'rtacha qiymatini hisoblang.
3. Endi nol holatida radioaktivlik bo'lmaganda olingan natijalarni o'rtacha qiymatdan olib tashlaymiz.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Tabiiy va suniy radioaktivlik nima?
2. Alfa, betta, gamma yemrilishlar.
3. Radioaktiv yemrilish qonuni.
4. Yarim yemrilish davri nimalarga bog'liq?
5. Yemrilish doimiysi nima?
6. Preparat tayyorlangandan keyingi ikkinchi hafta davomida radioaktiv fosfor ^{32}P yadrosining qancha qismi emiriladi?
7. Agar 1 sut davomida 1 mln. radon atomidan 175000 tasi parchalansa, uning yarim parchalanish davri nimaga teng?
8. Bir sutkada poloniyniing million atomidan qancha qismi parchalanadi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Xolmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. -T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер. - СПб.: Изд-во «Лань», 2009. - 384 с.

3. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. -Т.:Ўқитувчи, 1994. -576 б.
4. Полвонов С.Р., Бозоров Э.Х. Амалий ядро физикаси. Ўқув-услубий қўлланма. -Т.: ЎзР ФА ЯФИ, 2017, -208 б.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, -М.: Наука, 1980. – 728 с.
6. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. -Т.:Ўқитувчи, 1992.

2-laboratoriya ishi

RADIOAKTIV NAMUNALARNING α SPEKTROSKOPIYASI

Tajribaning maqsadi: Am-241 preparatining alfa spektri o'lchanadi va oldindan ma'lum chiziqlar yordamida energiya kalibrovka qilinadi. Radioaktiv moddalardan chiqaradigan alfa zarachalar sonining energiya bo'yicha taqsimotini o'rganish.

Kerakli asboblarning ro'yxati:

1. Diskriminator predusilitel.....	559 931
2. Ko'p simli kabel, 6-qutb, 1.5 m	501 16
3. HF kabel, 1 m va 0.25 m.....	501 02
4. Aylanuvchi vakuum nasos.....	378 83
5. T-qismli DN 16 KF.....	378 005
6. Markazlovchi doira DN 10/16 KF.....	378 03
7. Havo ochuvchi ventil DN 10 KF.....	378 111
8. Markazlovchi doiralar to'plami DN 16 KF.....	378 114
9. Qisuvchi doiralar DN 10/16 KF.....	378 045
10. Shlangli kichik flanets DN 16 KF.....	378 050
11. Vakuum trubka, 8/18 mm diam.....	378 031

Qisqacha nazariya: Alfa-yemirilish og'ir yadrolarning kuchli o'zaro ta'sirida barcha saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi. Kuchli o'zaro ta'sir masofasi 1 fermi (10^{-13} sm) ga teng. Alfa zarralar xossalari o'rganish zaryadi $Z=2$, massa soni $A=4$, bog'lanish energiyasi $E=28$ MeV, spini $I=0$, magnit momenti $\mu=0$ bo'lgan yalong'och geliy atomi ekanligini ko'rsatdi.

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

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

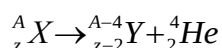
1) Yadroda nuklonlardan alfa zarralarning hosil bo'lish ehtimolligi.

2) Hosil bo'lgan alfa zarralarning yadrodan chiqish ehtimolligi.

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

Ikkinchi bosqich alfa zarraning yadro kulon to'sig'ini yengib chiqishi ehtimolligi hisoblanadi.

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



Alfa zarralar yugurish yo'li 6 smga teng. 1 sm³da zarralar 50000 ta ion hosil qiladi.

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

$$M(A, z) > M(A-4, z-2) + M({}_2^4He) \quad (1)$$

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

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

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

bu yerda $T_\alpha + T_{h.ya}$ -lar α -zarra va hosilaviy yadrolar kinetik energiyalari.

Agar yemiriluvchi yadro nisbatan tinch holatda $P(A, Z)=0$ bo'lsa, alfa zarra (p_α) va hosilaviy yadro ($p_{h.ya.}$) impulsar tengligidan α -zarra va hosilaviy yadrolar tepki energiyasini topish mumkin.

$$\vec{p}(A, z) = p_\alpha + p_{h.ya} \quad (3)$$

$$\vec{p}(A, z) = 0 \quad \left| \vec{p}_\alpha \right| = \left| \vec{p}_{h.ya.} \right| \quad (4)$$

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

(2) shartdan

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

$$T_\alpha = \frac{M_{h.ya.}}{M_\alpha + M_{h.ya.}} \cdot E_\alpha \quad (5)$$

$$\text{Xuddi shuningdek} \quad T_{h.ya.} = \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_{h.ya.}} \cdot E_\alpha \quad (6)$$

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

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

(4) va (5) formulalarga ko'ra

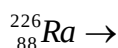
$$T_{h,ya} = \frac{M_a}{M_a + M(Tl)} \cdot E_\alpha = \frac{4}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 1,117 \text{ MeV}$$

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

Alfa-yemiriluvchi yadrolar bo'yicha tajriba xulosalari:

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

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

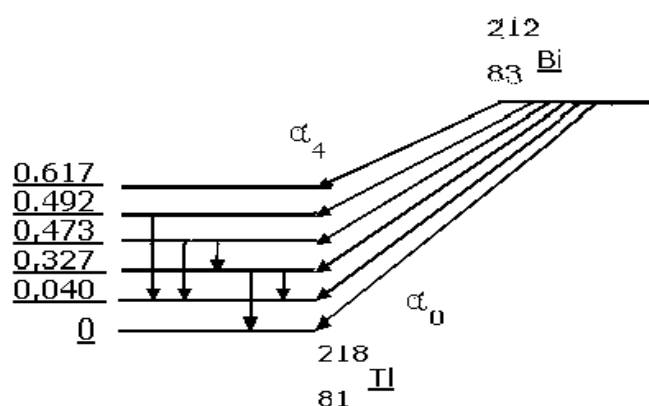


$$T_{\alpha 2} = 4,68 \text{ MeV} (4\%)$$

Qavs ichida α -zarralar intensivligi foiz hisobida keltirilgan.

Alfa yemirilishning nozik strukturasi dastlabki yemiriluvchi ona yadroning hosilaviy yadro uyg'ongan holatlariga yemirilish tufayli hosil bo'ladi. Hosilaviy yadro asosiy holatiga uyg'ongan holatidan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi (1-rasm).

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

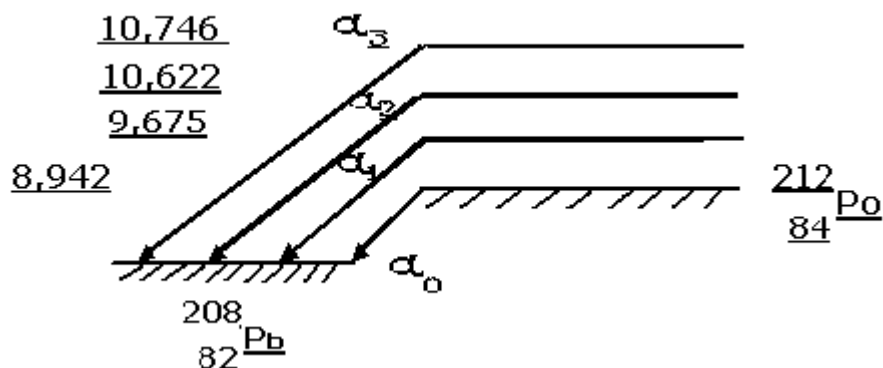


1-rasm. Alfa spektr nozik strukturasi.

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

Ba'zi hollarda alfa yemiriluvchi ona yadroning uyg'ongan holatidan hosilaviy yadro asosiy holatiga yemirilish bilan ro'y berishi mumkin. Bu

alfa zarralar kinetik energiyasi uyg'onish energiyasi qadar katta bo'ladi. Bunday alfa-zarralar uzoq yuguruvchi alfa-zarralar deb ataladi (2-rasm).



2-rasm. Uzoq yuguruvchi alfa-zarralar.

Bunda α_1 , α_2 , α_3 lar α_0 –dan uyg'onish energiyalari qadar energiyalari ortiq bo'ladi. Uzoq yuguruvchi α -zarralar yemiriluvchi yadroning yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.

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

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

$$\lg \lambda = \text{Alg } R_\alpha + B \quad (7)$$

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

Alfa zarraning havoda yugurish masofasi kinetik energiyasi orqali $R_{sm} = 0,3 T_\alpha^{3/2} \text{ MeV}$ ifodalanadi. U holda (7) ifodani

$$\lg \lambda = \text{Alg } T_\alpha + B \quad (8)$$

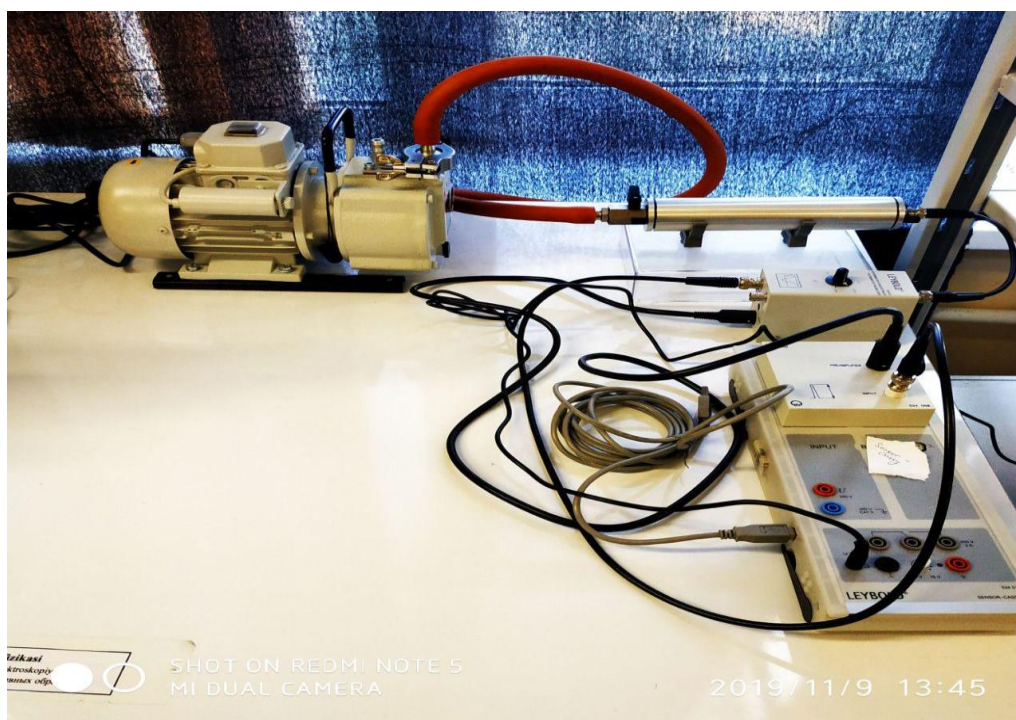
ko'rinishda yozamiz.

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

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

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

Tajribani o'rnatish: Preparat va detektor alfa spektroskopiya kamerasida joylashgan. Detektor diskriminator predusilitelga qisqa BNC kabel yordamida ulangan diskriminator predusilitel MCA karobkaga ulangan vakuum nasos alfa spektroskopiya kamerasiga ulangan.



3-rasm. Radioaktiv namunalarning α spektroskopiya.

Ishni bajarish tartibi:

1. Dasturni ishga tushiring.
2. Alfa spektroskopiya kamerasida vakuum hosil qiling.
3. Tajribani □ knopkani bosish bilan boshlang. Dastur bilan ishlashda va vakuum hosil qilishda o'qituvchi yoki laborantdan boshlang'ich konsultatsiya oling.
4. Dastur orqali vaqtni belgilang va spektr maksimalga erishishini kuzating.
5. 100, 150, 200 sekundlar uchun maksimal qiymatni kuzating.
6. Xar bir vaqt uchun tajribani 3 marotabadan takrorlang.
7. Tajriba o'tkazilgandan so'ng, kompyuter klaviaturasi dan **PrtSc** klavishi orqali skrin qiling va paint dasturiga nusxasini ko'chiring.
8. Xar bir olingan natijani kompyuter xotirasiga saqlang.
9. Xar bir o'zgartirishdan keyin, o'lchangan spektr boshqa spektrlar bilan aralashib ketishdan saqlanish uchun **создать** buyrug'i yoki □ yordamida o'chirish lozim.

Hisoblashlar.

1. Izotop Am-241 alfa zarrachalar chiqarib Np-237 ga parchalanadi. Neptuniy bir nechta uyg'ongan holatga ega bo'lishi mumkinligi tufayli bu parchalanish davomida turli energiyali alfa zarrachalar chiqaradi.
2. O'lchashlardan keyingi spektr hali kalibrovka qilinmagan. Uni energetik spektrga aylantirish uchun energetik kalibrovka amalga oshirilishi lozim.
3. Bu holatda oldindan berilgan Ra-226 (539;435) ikkita maksimalga ega bo'lgan spektral chiziqlardan foydalanib kalibrovka qilinadi.
4. Bunda spektral chiziqlarning ordinata o'qidagi maksimal energiyalar ayirmasini, unga mos kelgan absissa o'qidagi kanallar ayirmasiga nisbati olinadi.
$$\Delta E = \frac{E_2 - E_1}{X_2 - X_1}$$
5. Bu orqali xar bir kanalga mos keluvchi energiya qiymati topiladi. Am-241 uchun maksimal energiya topiladi.
6. Bunda maksimal energiya qaysi kanalga mos kelishi topilib, koordinata boshidan nechinchi kanalga tog'ri kelishi topiladi va oldindan xisoblangan bitta kanalga mos keluvchi energiya qiymatiga ko'paytiriladi. $E_{max}=n*\Delta E$ (n – maksimalga mos keluvchi kanallar soni)
7. Xar bir olingan natija uchun maksimal energiya topiladi. O'rtacha qiymat olinadi va xatoliklar xisoblanadi.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Tabiiy va suniy radioaktivlik nima?
2. Alfa, betta, gamma yemrilish.
3. Radioaktiv yemrilish qonuni.
4. Yarim yemrilish davri nimalarga bog`liq?
5. Yemrilish doimiysi nima?
6. Massasi 1,0 g bo`lgan ^{238}U preparati sekndiga $1,24 \cdot 10^4$ ta α -zarra nurlantiradi. Uning yarim emirilish davrini toping.
7. Sun'iy hosil qilingan $^{90}_{38}\text{Sr}$ radiaktiv izotopining yarim emirilish davri 28 yil bo`lsa, uning solishtirma aktivligi a_0 topilsin.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Xolmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. -T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер. - СПб.: Изд-во «Лань», 2009. - 384 с.
3. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. -Т.:Ўкитувчи, 1994. -576 б.
4. Полвонов С.Р., Бозоров Э.Х. Амалий ядро физикаси. Ўқув-услубий қўлланма. -Т.: ЎзР ФА ЯФИ, 2017, -208 б.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, -М.: Наука, 1980. – 728 с.
6. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. -Т.:Ўкитувчи, 1992.

3-laboratoriya ishi

ALFA ZARRACHALAR IZLARINI VILSON BULUTLI KAMERASI YORDAMIDA NAMOYISH ETISH

Tajribaning maqsadi:

Havo va suv, spirt bug'i aralashmasi o'ta to'yinishini Vilson bulutli kamerasida adiabatik kengayish orqali hosil qilish.

Kerakli asboblarning ro'yxati:

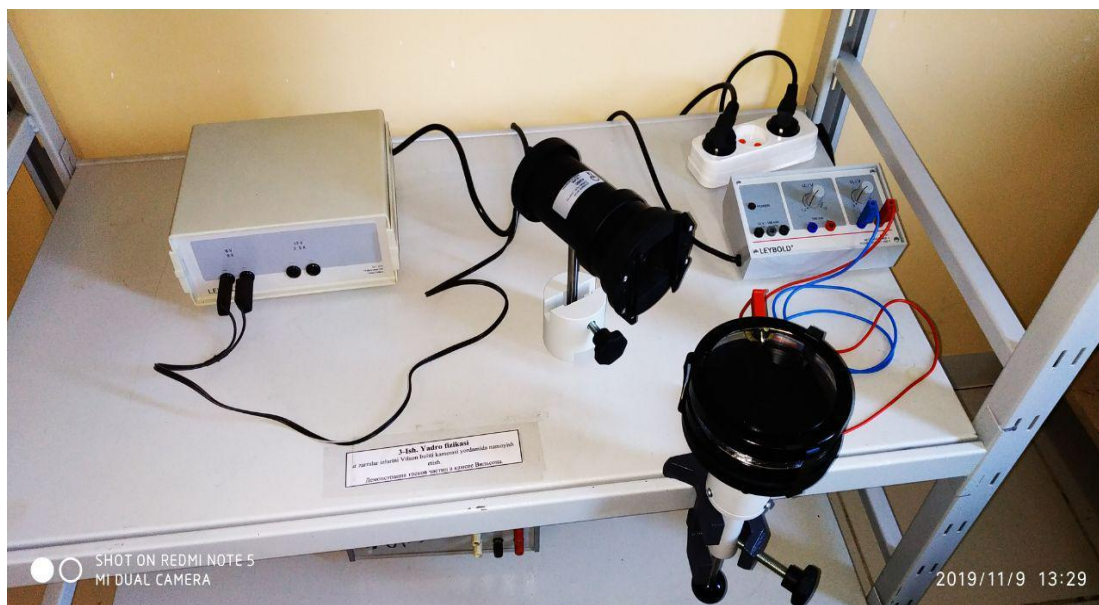
1. Vilson pufakli kamerasi	559 57
2. Vilson bulutli kamerasi uchun radiy preparati	559 59
3. Energiya manbai 450 V DC	522 27
4. Lampa, 6 V/30 W.....	450 51
5. Asferik kondensator	460 20
6. Transformator, 6 V AC, 12 V AC/30 VA.....	562 73
7. Stol qisqichi.....	301 06
8. Shtativ.....	300 11
9. Spirt(70%)	671 972
10. Kabellar jufti, 1 m, qizil va ko'k	501 46

Qisqacha nazariya

Alfa zarrachalarning izlarini Vilson bulutli kamerasidan foydalanib ko'rinadigan qilish mumkin. Alfa radiatsiya bilan taqqoslaganda, har ikkala beta va gamma radiatsiyalar juda kam ionlashtiruvchi hisoblanadi, shuning uchun bu tajribada foydalanilmaydi. Vilson bulutli kamerasida havo, suv va spirt aralashmasining to'yingan bug'lari qisqa sovitiladi va vakuum nasos yordamida hosil qilinadigan adiabatik kengayish tufayli o'ta to'yingan holatga o'tadi. Bu esa bug'ning kichik tuman tomchilari shaklida kondensatsiyalanishiga sabab bo'ladi; bu effekt kondensatsiyalanish markazlari yordamida amalga oshiriladi. Vilson kamerasida alfa zarrachalarning gaz molekulalari bilan to'qnashishida hosil bo'lgan ionlar xususiy holda bunday kondensatsiya markazlari bo'lishi mumkin. Har safar vakuum nasos aktivlashganda, alfa zarrachalar izlari bo'ylab o'ta to'yingan bug'lar birdaniga kondensatsiya markazlari atrofida kondensatsiyalanadi va bulut tomchilari hosil qiladi, ular esa illyuminatorda bir yoki ikki sekund ko'rinib turadi. Elektr maydoni kameradagi qoldiq ionlarni tozalaydi. Bu tajribada siz, yoki radiy preparatidan yoki toriy preparatidan alfa radiator sifatida foydalanishingiz mumkin. Ra-226 preparati Vilson bulutli kamerasi ichiga joylashtiriladi. Preparat bir tomonida teshigi bo'lgan, ichi bo'sh silindr ichiga joylashtiriladi alfa zarrachalar bu teshikdan xuddi nuqta tipidagi

manbadan chiqqanday chiqib keladi. Ra-226 yarim yemirilish davri 1622 a bo'lgan n-222 gacha energiyasi $E=4.78$ MeV bo'lgan alfa zarrachalar chiqarib yemiriladi.

Toriyning yemirilish mahsuloti Rn-220 gazsimon bo'lib, Vilson kamerasiga ventil yordamida kiritiladi, va butun kamera bo'yicha tekis taqsimlanadi. Turli yo'nalishlar bo'yicha tarqalayotgan zarrachalarning izini ko'rish mumkin. n-220 yemirilishi natijasida yarim yemirilish davri 55.2 s bo'lgan Po-216 hosil bo'ladi. Bunda dominant energiyasi $E=6.28$ MeV bo'lgan alfa zarrachalar chiqariladi.



1-rasm. Alfa zarrachalar izlarini vilson bulutli kamerasi yordamida namoyish etish qurilmasi.

Ishni bajarish tartibi.

- 1. Spirt-suv aralashmasini tayyorlash:** Polietilen butilkada taxminan 200 ml 50 % metanol yoki etanol va 50 % toza suv aralashmasini tayyorlang. Izoh: Kengaytirish bilan hosil qilinga to'yingan bug'ning kondensatsiyalanishi faqat alfa zarrachalar yordamida hosil qilingan ionlar tufayli bo'lishi mumkin, kamera ichiga qandaydir kirib qolgan boshqa zarralar tufayli kondensatsiyalanish hosil bo'lmaydi. Kameraning ichini changlardan toza tuting; agar lozim bo'lsa uni distillangan suv bilan yuving.
- 2.** Stol qisqichini turg'un laboratoriya stoliga mahkamlang, Vilson kamerasini yo'naltiruvchi truba bilan stol qisqichiga shunday mahkamlangki vakuum nasosni o'rnatish mumkin bo'lsin.
- 3.** Kamera qopqog'ini bir qo'lingiz bilan mahkam ushlang va boshqasi bilan qisqichlarni oching; keyin qopqoqni olib qo'ying va pastki plastinani olib qo'ying Shatunlarga katta va kichik prujinali qisqichlarga mahkamlang.

4. Pastki plastinaning jun qoplamasini spirt-suv aralashmasi bilan yaxshilab namlang, ammo aralashma ichiga solmang
 5. Pastki plastinani uning oyoqlari bilan rezina O-halqa ustiga qo'ying. Rezina O-halqa kamera pastki qismining uchlariga bir tekis joylashganligiga ishonch hosil qiling Shatunlarni tagliklarga mahkamlab metal lineykada ko'rsatilgan joyga o'rnatib.
 6. Barcha xavfsizlik choralariga rioya qilgan holda, Vilson kamerasi uchun radiy preparatini (559 59) uning shisha konteyneridan oling va uni asosiy plataning preparat tutgichiga kiritib.
 7. Kamera qopqog'ini rezina prokladka ustiga to'g'ri joylashganiga ishonch hosil qilib joylashtirib, uni qisqichlar bilan mahkamlang. Kamera mahkamligini vakuum nasosni qisqa muddat qo'shib tekshirib ko'ring (kengayishga kam qarshilik, yoki tovush chiqishi teshik borligini ko'rsatadi); rezina prokladkani vakuum smazka bilan yaxshilab moylang va kamerani qayta yoping.
- Izoh: Kamerani kuchli bir tomonlama qizdirish konvektsiya oqimi hosil bo'lishiga tajriba bilan interferansiyalashishiga sabab bo'ladi: lampani Vilson bulutli kamerasiga juda yaqin qoymang.
8. Lampani va asferik kondensorni asosga mahkamlang va uni Vilson bulutli kamerasidan taxminan 15 sm masofaga o'rnatib. Lampani bulutli kameraning kuzatish oynasi sathida joylashadigan qilib sozlang.
- Lampani transformatorga ($U=6\text{ V}$) ulang.
 - Lampa spiralini gorizontaal ravishda to'g'rilang va parallel yoki kuchsiz sochilgan yorug'lik nuri hosil qilib va uni bulutli kameradan perpendikulyar ravishda o'tadigan qilib to'g'rilang.

Texnika xavfsizligi bo'yicha yo'riqnoma.

Radiaktiv moddalar bilan ishlashda “Radiatsiyadan himoyalash tartibi” qoidalariga qo'shimcha ravishda har bir mamlakatda, ta'lim muassasi tomonidan qabul qilingan talablar va qoidalarga amal qilinishi zarur. Xususan O'zbekiston Respublikasida radiatsion xavfsizlik to'g'risidagi qonun va ta'limda texnika xavfsizligi qoidalari shular jumlasidandir. Bu tajribada foydalaniladigan preparatlarga foydalanishga ruxsat berilgan. Shuning uchun qo'shimcha tekshiruvdan holi deyish mumkin. Foydalanilayotgan preparatlar ionlashtiruvchi nurlanish chiqargani uchun quyidagi texnika xavfsizligi qoidalariga amal qilish lozim:

- Begona kishilar qo'liga tushmasligini ta'minlang.
- Foydalanishdan oldin idishning butunligini tekshirib.
- Preparatni himoyalovchi konteynerda saqlang.

- Ekspozitsiya vaqti mumkin qadar kichik va aktivligi mumkin qadar past bo'lishi uchun preparatni konteynerdan faqat tajribani o'tkazish paytidagina oling.
- Preparatgacha bo'lgan masofani uzoqroq bo'lishini ta'minlash uchun namunani faqat metal tutgichning yuqorigi uchida tuting.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Tabiiy va suniy radioaktivlik nima?
2. Alfa, betta, gamma yemirilish.
3. Radioaktiv yemirilish qonuni.
4. Yarim yemirilish davri nimalarga bog'liq?
5. Yemirilish doimiysi nima?
6. Radiativ oltin ^{198}Au yadrosining 4 kun davomidagi emirilsh ehtimolligini, to'rtinchi kundagi emirilish ehtimolligini toping.
7. Radiyning yarim parchalanish davri $T_{1/2}=1602$ yil bo'lsa, uning parchalanish doimiysi topilsin.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Xolmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. -T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер. - СПб.: Изд-во «Лань», 2009. - 384 с.
3. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. -Т.:Ўкитувчи, 1994. -576 б.

4-laboratoriya ishi

Ba – 137m NING YARIM YASHASH DAVRINI ANIQLASH

Tajribaning maqsadi:

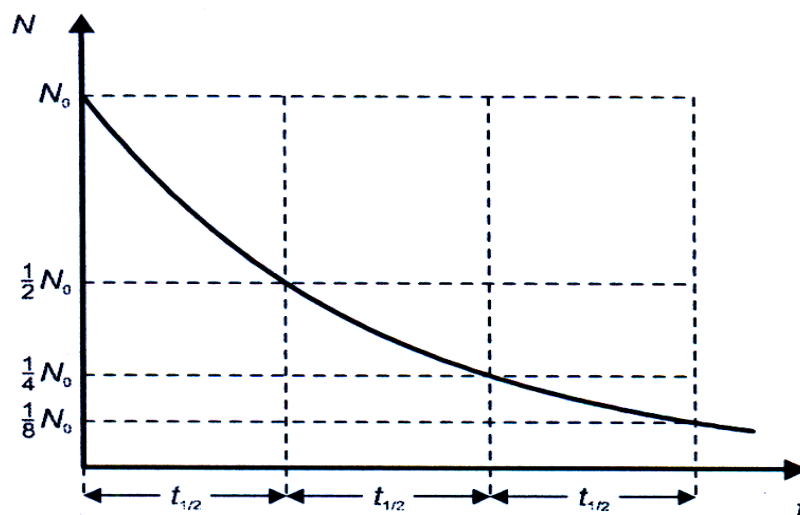
- Metastabil Ba – 137 m izatoplarini Cs – 137 preparatidan yuvib olish.
- Yuvish aktivligining vaqtga bog`liqligini o`lchash va Ba – 137 m izatopining yarim yemirilish davrini aniqlash.

Kerakli asboblari

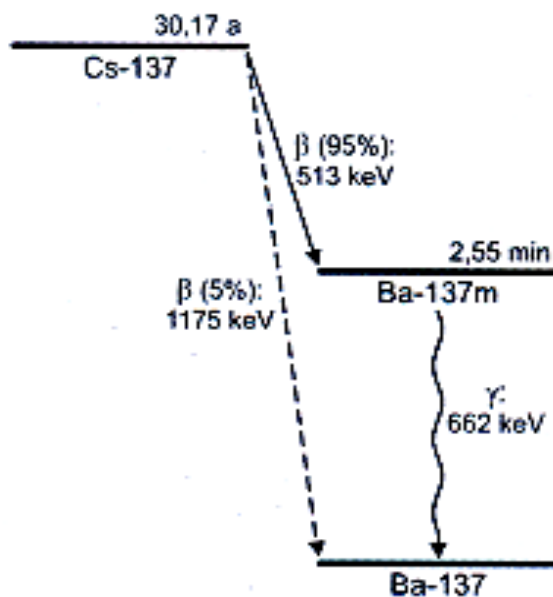
1. Cs/Ba – 137 m izatop generatori – 559 815
2. Oynali schetchik – 559 01
3. GM karobka – 524 033
4. Sensor CASSY – 524 010
5. CASSY Lab – 524 200
6. V shakldagi shtativ, 20 sm – 300 02
7. Sterjen 47 sm – 300 42
8. Leybold ko`p tutgichi – 301 01
9. Universal tutgichlar, 0...80 mm – 666 555
10. Test turubkalar to`plami 16x166 mm – 664 043
11. Menzurka, 250 ml, ss, qattiq oyna – 664 103

Qo`shimcha talab qilinadi:

12. PC Windows95 / 98 / NT yoki kattaroq versiyasi



1-rasm. Radioaktiv yemirilish; radioaktiv yadrolar soni N vaqtning funksiyasi sifatida.



2-rasm. Cs – 137 ning sodda yemirilish sxemasi.

Qisqacha nazariya.

Agar biror namunada hiror radioaktiv yadro mavjud bo'lsa har bir yadro uchun yemirilish ehtimoliyati bir xil boladi. Ammo, qaysi bir yadro oniy ravishta yemirilayotganligini aytib bo'lmaydi. Agar namuna tarkibiga boshqa radioaktiv yadro qo'shilmasa, dastlabki turdagi radioaktiv yadrolar soni N berilgan vaqt intervali dt da quyidagicha qonuniyat bilan kamayib boradi.

$$dN = -\lambda N dt$$

λ - yemirilish doimiysi.

Shuning uchun N soni uchun yemirilish qonuni quyidagicha boladi.

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

N_0 - $t=0$ vaqtdagi radioaktiv yadrolar soni

Bu qonun yarim yemirilish davri uchun quyidagi munoabatni o'rnatadi.

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$$

ya'ni, $T_{1/2}$ vaqtdan keyin radioaktiv yadrolarning faqat yarmi yemirilmasdan qoladi (1-rasmga qarang). Namunaning aktivligi uchun, yani birlik vaqtdagi yemirilishlar uchun quyidagini olamiz:

$$A(t) = \lambda \cdot N(t)$$

Bundan quyidagi kelib chiqadi.

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad \text{bundan} \quad A_0 = \lambda \cdot N_0$$

Ya'ni aktivlik ham yarim yemirilish vaqtidan keyin ikki marta kamayadi.

Bu tajribada Ba^{137} izotopining Ba^{137m} metaslabil holatning yemirilish grafigida o'lchanadi, yarim yamirilish davri aniqlanadi. Ba^{137} uzoq vaqt, taqriban 30 yil yashovchi Cs-137 radioaktiv moddasining yemirilishi natijasida hosil bo'ladi. Cs-137 o'zidan β nurlar chiqarishi natijasida Ba^{137}

gacha yemiriladi. Yemirilishlarning 95 % da Ba-137m metastabil holatiga o'tiladi (Rasm 2. ga qarang), undan keyin yarim yemirilish davri 2.551 min bo'lgan Ba-137 asosiy holatga γ yemirilish natijasida o'tiladi.

Asosiy (ona) modda Cs/Ba-137m izotop generatorida saqlanadi, Cs-137 betta yemirilishida ishlab chiqilgan Ba-137m metastabil izotoplar izotop generatoridan natriy xloridning kislotali eritmasi bilan tajribaning boshlanishida yuvib olinadi. Keyin yuvishning aktivligi o'lchanadi.

Texnika xavfsizligi.

Radioaktiv preparatlar bilan ishlayotgan vaqtda, Germaniyada Radiatsiyadan Himoyalaniş Normalari (StrSchV) kabi davlat maxsus normalari kuzatilishi lozim. Bu tajribada foydalaniladigan radioaktiv moddalar ta'lim muassasalarida o'quv jarayoni uchun StrSchV talablar bo'yicha sinovdan o'tkazilgan. Ular o'zidan ionlashtiruvchi radiatsiya chiqarganligi uchun quyidagi xavfsizlik qoidalariga rioya qilinishi lozim.

1. Cs/Ba-137 m izotop generatorida ruxsat etilmagan shaxslarning ishlashi taqiqlanadi.

2. Cs/Ba – 137 m izotop generatoridan fpydalanishdan oldin uning zararlanmaganligiga ishonch hosil qiling.

3. Ekranlash maqsadi uchun Cs/Ba-137m izotop generatorini shkafda saqlang.

4. Minimum ekspozitsiya vaqti va minimum aktivlikka *erishish* uchun Cs/Ba-137m izotop generatorini faqat Ba-137m ni yuvish paytida xavfsiz konteynerdan oling. Ba-137 m ni yuvish paytida himoya qolqoplarini kiying. Taxminan 30 min dan keyin yuvilgan Ba-137 ning aktivligi uning dastjibki aktivligining mingdan biriga teng. Yuvish paytida Cs-137 bilan zararlanish 50 Bk dan kam.



3-rasm. CASSY yordamida Ba – 137 metastabil izatopining yemirilish grafigini o`lchash qurilmasi.

5. Yuvilganni joylashtirgich bilan konteynerga joylashtirishdan oldin taxminan yarim soat kuting.

Eksperimental qurilma Rasm 3 da tasvirlangan.

Universal qisqichlarni shlativga taxminan 6 sm masofada mahkamlang.

Oynali schetchikni pastki universal qisqichga yuqoriga qaratib o`rnatish va himoya qopqog`ini siljitib oling.

Tekshirish trubkasini yuqorigi universal qisqichga kirish oynasidan taxminan 0.5 sm masofada mahkamlang.

Sensor-CASSY ni kompyuterning serial kirishiga (ya`ni COMI ga) ulang, GM karobkaga ulang va oynali schetchikni ulang.

Ishni bajarish tartibi.

1. O`lchash parametrlarini o`rnatish.
2. CASSY Lab dasturini chaqiring, dialog oynasining “Settings” dan “CASSY” registrida “Update Setup” ni bosing.
3. GM karobkaning displeyiga bosing, quyidagilarni tanlang.
4. O`lchash qiymati: “Rate RA1”, O`lchash diapozoni: “100 1/s”, O`lchash vaqti: 2 s.
5. Select in the register “Display” of the Dialog oynasining “Set-tings” dan “Display” registridan tanlang: x-axis: t , y-axis: RA1.
6. O`lchah parametrlarini tanlang.
7. “Automatic Recording”, “Interval 100 ms”.

Ba-137m ni yuvish.

1. Shprits ustiga bir bo'lak plastik trubka qo'ying, shprits ichiga taxminan 2 – 3 ml erituvchi oling, plastikni olib tashlang.
2. Cs/Ba~137m izotop generatorining (ko`k nomli platina) rezkali shleyfidagi himoya qopqog`ini bo'shatib oling shprits uchini shleyf ustiga burab qo'ying (Rasm 4 ga qarang).
3. Cs/Ba-137m izotop generatorining chiqish shleyfidan himoya qopqog`ini oling, zaryadsiz ochgichni mahkamlangan test trubkasi ustiga o`rnatish.



4-rasm. Ba – 137 m ni Cs/Ba – 137 m izotop generatoridan yuvib olish.

Yuvuvchi erituvchini Cs/Ba – 137 m izotop generatori orqali shpritsning pistoniga ehtiyotlik bilan bosib jonating. Yuvish 10 -20 s dan keyin tugashi lozim.

O'lchangan qiymatlarni yozish.

a) O'lchangan qiymatlarni yozishni F9 kalitni bosib yoki  knopkani bosish bilan boshlang, **700** s da to'xtating.

b) knopka yordamida yoki F2 bilan o'lchash natijalarini saqlang (Faylning nomini tanish uchun esda saqlang).

Izoh:

Cs – 137 va qiz yadro Ba – 137 m o'rtasida radiaktiv muvozanat 20 minutlardan keyin tiklanadi shuning uchun shu vaqtdan keyin bashqa yuvishni o'tkazish mumkin.

Cs/Ba – 137 m izotop generatorining yashash vaqti uning ichiga kiruvchi yuvuvchi erituvchilar va juda kichik teshikli filtrning ifloslanishi tufayli chegaralangan bo'ladi. Agar yuqori tozalikka ega bo'lgan yuvuvchi erituvchilardan foydalanilsa generatorni 500 - 1000 marta qayta yuvish mumkin.

O'lchash misoli va boholash.

5-rasm da Ba-137m ning yemirilish grafigi ko'rsatilgan, Yarim yemirilish davrini keyingi baholash va aniqlashlar quyidagicha:

1. Sichqoncha o'ng tugmasi bilan diagrammani bosing, menyu bo'limidan "Fit Function → Exponential function e^x ", ni tanlang, ish diapozonining boshlanishi va oxirini sichqoncha bilan belgilang.

2. Alt+W kalitlar kombinatsiyasi bilan gorizonta chiziqni faollashtiring, uni sichqoncha bilan schetchik tezligining yaxshi aniqlash qiymatiga (ya'ni 80

1/s) joylashtiring.

3. Tanlangan qiymatning yarmiga, to'rtidan biriga, sakkizdan biriga gorizontal chiziqlar joylashtiring.

4. Alt+S kalitlar kombinatsiyasi bilan vertikal chiziqlarni faollashtiring, ularni sichqoncha yordamida ish grafigi bilan gorizontal chiziqlar kesmasiga joylashtiring.

5. Alt+D kalitlar kombinatsiyasi bilan o'lchashlar farqini faollashtiring, ikki qo'shni vertikal chiziqlar farqi orqali yarim yemirilish $T_{1/2}$ davrini aniqlang.

6. Rasm 5. dan $T_{1/2}=145.2 \text{ s} = 2.42 \text{ min}$ ni olish mumkin. Adabiyotlarda keltirilgan qiymatlar: $T_{1/2}=153.08 \text{ s}=2.5514 \text{ min}$.

Natijalar.

Radioaktiv modlarning t vaqtda yemirilmay qolgan yadrolarining soni $N(t)$ va shu moddaning aktivligi $A(t)$ vaqtning funktsiyasi sifatida eksponensial ravishda kamayadi. Bu kamayish yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ bilan xarakterlanadi. Bu vaqtda dastlabki yadrolar soni va moddaning aktivligi ikki marta kamayadi.



5-rasm. Ba – 137 m ning CASYS bilan o'lchangan va boholangan yemirilish grafigi.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Radioaktivlik.
2. Alfa, betta, gamma yemirilish.
3. Radioaktiv yemirilish qonuni.
4. Yarim yemirilish davri nimalarga bog'liq?
5. Yemirilish doimiysi nima?

6. Kobalt yadrosining yarim emirilishi 71,3 sut. Bir oyda uning qancha qismi parchalanadi?
7. Bir yil davomida radioaktiv elementning 60% parchalangan bo'lsa, radioaktiv elementning yarim parchalanish davri nimaga teng?

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Xolmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. -T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер. - СПб.: Изд-во «Лань», 2009. - 384 с.
3. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. -Т.:Ўкитувчи, 1994. -576 б.
4. Полвонов С.Р., Бозоров Э.Х. Амалий ядро физикаси. Ўқув-услубий қўлланма. -Т.: ЎзР ФА ЯФИ, 2017, -208 б.

5-laboratoriya ishi
SANASH TEZLIGINI ANIQLASHDAGI STATISTIK
O'ZGARISHLAR

Tajribaning maqsadi:

Radioaktiv preparatning t vaqt intervalidagi yemirilish hodisalarining soni x dooms (son emas). O'rtacha qiymat p atrofida chastota taqsimoti $H(x)$ ni ko'p marta individual o'lchashlar o'tkazish yoki mumkin. Bu chastota taqsimotini Puasson taqsimoti bilan taqqoslash yoki biz x o'rtacha qiymati p atrofida Puasson taqsimoti ni ko'rsatishini tasdiqlashimiz mumkin.

Kerakli asboblarning ro'yxati

1 Sensor-CASSY	524 010 of 524 013
1 CASSY Lab 2	524 220
1 GM box	524 033
oynali sanagich bilan yoki	559 01
GM schetchik trubkasi S	524 0331
1 Radioaktiv preparatlar to'plami	559 83
1 Katta qisqichli vilka	591 21
1 Kichik qisqichli vilka	590 02
2 Ulash sterjenlar	532 16
2 Egarsimon asoslar	300 11
1 PC. Windows XP/Vista 7/8	

Sensor-CASSY bilan qo'shimcha ovoz chiqishi

1 Reproduktor	587 07
1 Egarsimon asoslar	300 11
1 Kabellar jufti. 50 sm qizil va ko'k	501 45

Tajribani o'rnatish (chizmaga garang).

Oynali schetchik Sensor-CASSY ning A rostlang GM karobkaga rianark sanagich turibkasi va preperatlarni ehtiyotlik bilan o'rnatish.

O'lchashning tasodifiy xatoligi

Kichkina chetlatishlar tufayli yuz beradigan xatoliklar, tasodifiy kattaliklar uchun extimollar nazariyasiga asosan Gauss taqsimot qonuni bilan aniqlanadi.

Ushbu taqsimot qonuniga asosan, o'lchanayotgan X kattalik qiymati X va $X + dX$ oralig'ida bo'lishi extimolliga teng

$$W(X)dX = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right]dX \quad (1)$$

bu erda, $\alpha - x$ kattalikning o'rtacha qiymati, σ^2 -o'lchanayotgan kattalikning dispersiyasi (dispersiya quyidagicha yoziladi. $D(X)$)

Dispersiyaning ma'nosi, o'lchanayotgan X kattalikning xaqiqiy qiymatidan (α) farqining kvadratining o'rtasini bildiradi.

$$D(X) = (x - \alpha)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \alpha)^2 W(X) dX = \sigma^2$$

quyidagi kattalik $\sigma = \sqrt{D(X)}$, X -kattalikning o'lchashdagi o'rtacha kvadratik xatolik deyiladi.

Bir necha takror o'lchashlarning o'rtachasi, ayrim o'lchashlar qiymatlariga qaraganda haqiqiy qiymatiga yaqin bo'ladi. Bir-biriga bog'liq bo'lmagan takror o'lchashlar soni n , bo'lganda o'rtacha qiymat $\bar{X} = \sum_i X_i / n$ dispersiya ayrim o'lchashlar dispersiyasidan n marta kichkina bo'lgan dispersiya bilan aniqlanadigan Gauss taqsimotiga bo'ysunishini isbot qilishi mumkin.

$$\sigma^2(\bar{X}) = D(\bar{X}) = D(X)/n$$

Dispersiyani bilsak u xolda Gauss qonuniga asosan o'lchash natijasining ishonchlilik ko'rsatkichini aniqlash mumkin, ya'ni o'lchanayotgan X kattalik $X - \varepsilon$ va $X + \varepsilon$ oralig'ida bo'lishi ehtimolligini topish mumkin. (ε -ixtiyoriy son)

$$P(\varepsilon) = \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} W(T) dT = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} \exp\left[-\frac{(T-X)^2}{2\sigma^2}\right] dT = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\varepsilon/\sigma}^{+\varepsilon/\sigma} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz$$

bu erda $(T - X)/\sigma = z$

$$P\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\varepsilon/\sigma} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad (2)$$

Gauss xatoligi integrali

$$\frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\pi} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz$$

qiymatlari extimollik nazariyasi bo'yicha xamma adabiyotlarda keltirilgan. SHunday qilib, $P(1) = 0.683$, $P(2) = 0.954$, $P(3) = 0.997$. Bu qiymatlar quyidagilarini anglatadi: 68.3% extimollik bilan o'lchash natijasi xaqiqiy qiymatidan eng ko'pi bilan bitta o'rtacha kvadratik xatolikka, 99.7% extimollik bilan uchta o'rtacha kvadratik xatolikka farq qilishi mumkin. Demak, bitta o'rtacha kvadratik xatolikdan katta xatolikka yo'l qo'yish extimolligi 31.7% ni, ikkita kvadratik xatolikdan katta xatolik bo'lish ehtimolligi 4.6% ni, uchta kvadratik xatolikdan katta xatolik bo'lishi ehtimolligi 0.3% ni tashkil etadi.

Shunga asosan ko'pincha, ayrim o'lchash natijalari o'rtacha kattalikdan uchtdan ortiq o'rtacha kvadratik xatolikka farq qilsa, bunday natija tashlab yuboriladi. Bu ishni takror o'lchashlar soni ko'p bo'lgan taqdirdagina qilish mumkin. Agarda takror o'lchashlar soni kam bo'lsa (1) va (2) munosabatlardan olingan natijalar, katta xatolar mumkinligi haqidagi fikr to'g'risida noto'g'ri xulosaga olib keladi. Masalan, aniq xisoblash shuni ko'rsatadiki, takror o'lchashlar soni besh marta bo'lsa ikki karra kvadratik xatolikdan katta bo'lish extimolligi 12% , uch karra kvadratik xatolikdan katta bo'lish ehtimolligi 4% tashkil etadi. Bu qiymatlar (2) munosabatdan mos ravishda 4.6% va 0.3% teng edi.

O'lchashlarning statistik xatoligi.

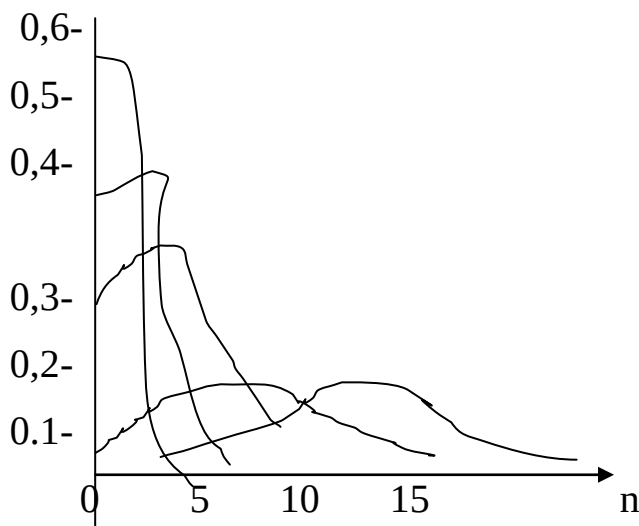
O'lchanayotgan kattaliklarning o'zi extimollik xarakteriga ega bo'lishidan kelib chiqadigan xatolik, boshqa tasodifiy xatoliklar orasida sezilarli rol o'ynaydi. Statistik xatolik, o'lchalanayotgan kattalikning o'rtacha qiymat atrofida fluktuatsiyasi tufayli hosil bo'ladi. Fluktatsiyaning ro'y berishiga asosiy sabab, moddalarning diskret, atom strukturasiga ega

bo'lishidir va o'lchashlar soni qanchalik kam bo'lsa, u shunchalik aniq seziladi. YAdro nurlanishlarini qayd qilgichlarda o'lchashlar olib borilganda, sanash tezligi kam vaqtda, fluktuatsiya xatolikning asosiy manbai bo'lib qoladi.

Biz ko'rayotgan xol uchun, fluktuatsiyaning taqsimot funksiyasi Puasson formulasi bilan beriladi, qaysiki, dispersiyani xisoblash imkonini beradi. Alqissa, qayd qilgichga vaqt birligida tushayotgan o'rtacha zarralar soni n bo'lsin. U xolda, t vaqt ichida N zarralar tushish ehtimolligi Puasson formulasi bilan ifodalaniladi.

$$W(N) = \exp(-nt) \frac{(nt)^N}{N!} \quad (3)$$

n ning turli qiymatlari $W(N)$ ning N ga bog'lanishi 1-rasmda ko'rsatilgan. n ortib borishi bilan taqsimot maksimumi silliqlashib boradi va egri chiziqning o'zi $N = nt$ ga nisbatan simmetrik ko'rinishiga yaqinlashadi. N ning katta qiymatida grafik simmetrik, n ning kichik qiymatida aksincha, keskin asimmetrik ko'rinishiga ega.



1-rasm.

$W(N)$ ifodasidan ko'rinadiki n ning ixtiyoriy qiymatlarida N ning har qanday qiymati mavjud bo'lishi mumkin ekan. Lekin xamma xodisalar xam bir xil tez-tez sodir bo'lmaydi. Agarda N ning qiymati nt ga yaqin bo'lsa, $W(N)$ ehtimollik katta, aks xolda ehtimollik kichik bo'ladi. Shuning uchun, tasodifiy kattalik N ni o'rtacha qiymatidan (nt) chetlatishini baxolash maqsadida yangi kattalik kiritishga to'g'ri keladi (fluktuatsiya o'lchovi). Bunday chetlanish o'lchovi dispersiya $D(N)$ hisoblanadi. Berilgan taqsimotining dispersiyasini $D(N)$ ya'ni N ning o'rtacha qiymatidan ($N = nt$) o'rtacha kvadratik chetlatishini hisoblaymiz.

$$D(N) = \sum_0^{\infty} (N - \bar{N}) = \bar{e}^{\bar{N}} \sum_0^{\infty} (N - \bar{N})^2 \frac{\bar{N}^N}{N!} = \bar{e}^{\bar{N}} \sum_0^{\infty} \left[\bar{N} \cdot \frac{N \cdot \bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} - 2\bar{N}^2 \frac{\bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} + \bar{N}^2 \frac{N^N}{N!} \right]$$

Yig'indining ikkinchi va uchinchi xadlari quyidagiga teng:

$$-2\bar{N}^2 e^{\bar{N}} + \bar{N}^2 e^{\bar{N}} = -\bar{N}^2 e^{\bar{N}}$$

Birinchi xadi quyidagiga teng:

$$\sum_0^{\infty} \bar{N} \frac{N \cdot \bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} = \sum_2^{\infty} \bar{N}^2 \frac{\bar{N}^{N-2}}{(N-2)!} + \sum_1^{\infty} \bar{N} \frac{\bar{N}^{N-1}}{(N-1)!} = \bar{N}^2 e^{\bar{N}} + \bar{N} e^{\bar{N}}$$

Natijada quyidagini olamiz.

$$D(N) = e^{-\bar{N}} (N^2 + \bar{N} - \bar{N}^2) e^{\bar{N}} = \bar{N} \quad (4)$$

Shunday qilib zarralar sonining dispersiyasi t vaqt intervalida qayd qilgichga tushgan zarralar soning o'rtacha qiymatiga teng. Haqiqiy o'rtacha qiymat noma'lum shuning uchun dispersiyani zarralar soniga tenglashtirib olamiz $D(N) = N$. Sanalgan zarralar sonining o'rtacha kvadratik xatoligi, dispersiyaning kvadrat ildiziga teng, qayd qilingan zarralar soni ko'p bo'lganda Puasson taqsimoti Gauss taqsimotiga o'tadi. Bunda dispersiya $D(N) = N$ qoladi.

$$W(N)dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{N}}} \exp\left[-\frac{(N - \bar{N})^2}{2\bar{N}^2}\right] dN$$

Zarralar o'rtacha soni ortib borishi bilan taqsimot kengligi sekin ortib boradi. Boshqacha qilib aytganda, o'rtacha kvadratik xatolik nt ortishi bilan ortadi, ammo, nisbiy xatolik zarralar sonidan olingan kvadrat ildiziga teskari proporsional ravishda kamayib boradi.

$$\delta = \frac{\sigma}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Bu ifodadan, oldindan berilgan nisbiy xatolik uchun zarralar sonini hisoblash mumkin:

$$N = \frac{1}{\delta^2}$$

Shunday qilib, zarralar sonini 10% nisbiy xatolik bilan o'lchash zarur bo'lsa, qayd qilgichda 100 ta zarra sanalishini kutish kerak.

Statistik xatolik 1% bo'lishi uchun zarralarni sanashlar soni 10^4 ta, 0.1% bo'lishi uchun esa 10^6 zarralarni qayd qilishi kerak. Agarda t vaqt ichida N ta zarralar qayd qilingan bo'lsa, shu vaqt ichida qayd qilingan o'rtacha zarralar soni 68.3% ehtimollik bilan $N - \sqrt{N}$ dan $N + \sqrt{N}$ gacha oraliqda bo'ladi.

Ikkita kattalikni yig'indisi, yoki ayirmasining o'rtacha kvadratik xatoligi teng bo'ladi.

$$\sigma(X_1 \pm X_2) = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$$

Agarda t vaqt oralig'ida N zarralar qayd qilingan bo'lsa, vaqt birligida qayd qilingan o'rtacha zarralar soni, ya'ni sanash tezligi $n = N/t$ ga teng. Sanash tezligining dispersiyasi quyidagi ifodadan topiladi,

$$\sigma_n^2 = \frac{\sigma_N^2}{t^2} = \frac{nt}{t^2} = \frac{n}{t}$$

O'rtacha kvadratik xatolik,

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{n}{t}}$$

Nisbiy xatolik,

$$\delta_n = \frac{\sigma_n}{n} = \frac{\sqrt{n/t}}{n} = \frac{1}{\sqrt{nt}} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Tajriba natijalarini keltirganda hamma vaqt o'rtacha kvadratik xatolik bilan birga keltirish kerak. Agarda natijalar grafik ko'rinishda keltirilsa, xar bir nuqta uchun o'rtacha kvadratik xatolik rasmda ko'rsatilgandek ko'rsatiladi.

Turli xatoliklar bilan o'lchangan kattalikning qiymatini matematik qayta ishlash

O'lchangan kattalik sifatida sanash tezligini olamiz: Shunday bo'lsinki, turli vaqt intervallarida qayd qilingan zarralar soni, ya'ni tajriba natijalari berilgan.

$$N_1 \pm \Delta N_1, \dots, N_2 \pm \Delta N_2, \dots, N_i \pm \Delta N_i, \dots, N_r \pm \Delta N_r$$

bu erda, ΔN_i o'rtacha kvadratik xatolik. Sanash tezligini va o'rtacha kvadratik xatoligini xisoblaymiz.

$$n_i = \frac{N_i}{t_i}, \quad \Delta n_i = \frac{\sqrt{N_i}}{t} = \sqrt{\frac{n_i}{t_i}}$$

Shu sanash tezliklarining optimal qiymatini, ya'ni o'rtacha vaznli qiymatini aniqlash talab etiladi. Buning uchun quyidagi ko'rinishidagi kattalikni tuzamiz.

$$X^2 = \left(\frac{n_1 - n}{\Delta n_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2 - n}{\Delta n_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{n_r - n}{\Delta n_r}\right)^2$$

Eng katta o'xshashlik tamoyili o'ta kam kvadratlar uslubiga olib keladi, ya'ni quyidagi kattalikni minimum qiymatini topish kerak

$$X^2 = \sum_i \left(\frac{n_i - n}{\Delta n_i} \right)^2 = \min$$

Oldingi noma'lum bo'lgan kattalik n ni shunday qiymatini topish kerak, bunda yig'indi minimum bo'lishi kerak. quyidagi tenglama $dx^2 / dn = 0$ tuzilib, uni n ga nisbatan echib, n ning optimal qiymati topiladi.

$$n_{\text{opt}} = \frac{\sum P_i n_i}{\sum P_i}; \quad P_i = \left(\frac{1}{\Delta n_i} \right)^2$$

n_{opt} qiymatini o'rtacha vaznli kattalik deyiladi, $P_i = 1/\Delta n_i^2$ ayrim o'lchangan n_i kattalikni vazni deyiladi. Demak, kattalikni o'rtacha kvadratik xatoligi qanchalik kichik bo'lsa, uning vazni shunchalik katta bo'ladi.

O'rtacha vaznli kattalik uchun ikki xil o'rtacha kvadratik xatolikni xisoblash tavsiya etiladi:

a) chetlatishlar xisobi: $\Delta n_p = \sqrt{\frac{\sum P_i (n_i - n)^2}{(r-1) \sum P_i}}$

$r - n_i$ kattalikni qiymatlari soni.

b) vaznli xatolik $\Delta n_g = \sqrt{\frac{1}{\sum P_i}}$

Δn_p , Δn_g bir-biriga bog'liq bo'lmagan qiymatlar. Chetlatish o'rtacha kvadratik xatolik nol bo'lishi mumkin, agarda tasodifiy chetlatishlar nol bo'lsa, vaznli o'rtacha kvadratik xatolik xech vaqt nol bo'lmaydi, u takror o'lchashlar soni ortishi bilan kamayib boradi. O'rtacha vaznli kattalikning xatoligi sifatida ikki xil kvadratik xatolikdan kattasini qabul qilish tavsiya etiladi.

Odatda xatoliklar Δn_p va Δn_g bir-biriga yaqin chiqishi kerak. Agarda $\Delta n_p \ll \Delta n_g$ bo'lsa, o'rtacha kvadratik xatolik Δn_i eksperimental qiymati katta olinganidan darak beradi, yoki tasodifiy Δn_p kichkina chiqqan bo'lishi mumkin. Agarda $\Delta n_p \gg \Delta n_g$ bo'lsa, bunga Δn_p ni ortiruvchi jiddiy sabablar bo'lishi mumkin, u holda ularni aniqlash kerak, yoki o'rtacha kvadratik xatolik Δn_p kichkina olingan bo'lishi kerak.

Ishni bajarish tartibi.

1. Agar lozim bo'lsa tajribaning ishlash vaqtini o'zgartiring t .
2. Agar lozim bo'lsa o'lchash rejimini o'zgartiring va o'mating. O'lchash shartli toklarda tajriba nomerini kiriting. Tajribalarni soat ko'rinishidagi knopkani bosish bilan

boshlang va o'lchash tugagandan so'ng yana soat ko'rinishidagi knopkani bosish bilan to'xtating.

3. Tanlangan bir xil vaqt oralig'ida $N=400$ o'lchash bajariladi va kuzatilgan tasodifiy kattaliklar ehtimollik gistogrammasi chiziladi.
4. Turli vaqt intervallarida nurlanish intensivligi o'lchanadi. Har bir vaqt intervali uch marta takror o'lchanadi. Har -xil vaqt intervalida o'lchangan nurlanish intensivligi bir-biridan 1,5 marta farq qilishi tavsiya etiladi.



2-rasm. Qurilmaning ko'rinishi.

N_0	t_i	N_i	$\sigma_i \%$	n_i	$\bar{n}_i$	Δn_i	$1 / \Delta n_i^2$	n_{omm}	Δn_p	Δn_b

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Radioaktivlik.
2. Alfa, betta, gamma yemrilish.
3. Radioaktiv yemrilish qonuni.
4. Radioaktiv yemrilish qonunining statistik xususiyati
5. Yarim yemrilish davri nimalarga bog'liq?
6. Yemrilish doimiysi nima?

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Xolmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. -T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер. - СПб.: Изд-во «Лань», 2009. - 384 с.

3. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. -Т.:Ўқитувчи, 1994. -576 б.
4. Полвонов С.Р., Бозоров Э.Ҳ. Амалий ядро физикаси. Ўқув-услубий қўлланма. -Т.: ЎзР ФА ЯФИ, 2017, -208 б.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, -М.: Наука, 1980. – 728 с.
6. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. - Т.:Ўқитувчи, 1992.

6-laboratoriya ishi

Sinsilyatsion schetchik bilan γ radiatsiyasini aniqlash.

Tajribaning maqsadi:

Aralash preparatlar (Cs-137, Am-241, Sr-90) gamma spektri o'lchanadi va energiyani kalibrlash ma'lum bo'lgan chiziqlar bo'yicha amalga oshiriladi.

Qisqacha nazariya: Gamma-nurlanishda yadroga massa soni, zaryadi o'zgarmaydi, faqat energiya o'zgarishi ro'y beradi. Gamma-nurlanish yadroning uyg'ongan holatidan holatlar energiyalarining ayirmasiga teng bo'lgan diskret energiyali nurlanishlardir.

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

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

Gamma nur, alfa, beta yemirilishlardan so'ng, yadro reaksiyalaridan keyin vujudga keladi, yemirilishlardan keyin energiyasi 10 keV-5 MeV gacha reaksiyalardan keyin esa ~ 20 MeV gacha yetishi mumkin.

Gamma-nurlanish yadrodagi nuklonlarning yadro elektromagnit maydoni bilan ta'sirlashuviga ko'ra vujudga keladi.

Foton yoki gamma-kvantlarning massasi nolga teng bo'lganligidan ular 1 orbital momentga ega bo'lmaydi. Fotonlar holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat, elektromagnit maydonning multipoli L va juftligi π bo'lgan holatidir. Erkin fotonlar to'la momenti L bo'lgan holatlar ega bo'ladi. To'la momentning har bir qiymatiga bitta juftligi musbat bitta juftligi manfiy bo'lgan holat to'g'ri keladi.

Fotonning L momenti va π -juftligi aniq bo'lgan holati ma'lum multipollik bilan xarakterlanadi. Binobarin, kvant elektrodinamikasida 2^L karrali multipollik o'tishda foton manbaga nisbatan L harakat miqdori olib ketishi ko'rsatiladi.

Multipollar $L=1$ bo'lganda dipol, $L=2$ bo'lganda kvadrupol, $L=3$ bo'lganda oktopol va h.k. nomlar bilan ataladi. Shunga asosan elektr dipol va oktopol hamda magnit kvadrupollar toq-juftlikka, aksincha magnit dipol va oktopol hamda elektr kvadrupollar juft-juftlikka ega. Elektr multipollarni **E** harfi bilan, magnit multipollarni esa **M** harfi bilan belgilash qabul qilingan. Harfning o'ng tomoniga L momentning qiymati qo'yiladi.

M: elektr dipol kvant E_1 , magnit dipol kvant M_1 , elektr kvadrupol kvant E_2 , magnit kvadrupol kvant M_2 va h.k.

Nuklonlarning yadro bilan ta'sirlashuvida yadro zaryadlarining qayta taqsimlanishi elektr **E**, spin va orbital magnit momentlarning qayta taqsimlanishi esa magnit **M** tipidagi nurlanishlar vujudga keladi. Yadrodan

chiquvchi γ -kvantlarning enegiyalari keV lardan bir necha MeV gacha bo'ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan to'liq uzunligi

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

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

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

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

Magnit nurlanishlari uchun

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

Bundan ko'rinadiki, bir xil multipollikda M-nurlanishlar E-nurlanishlarga nisbatan $\left(\frac{R}{\lambda} \right)^2$ marta qiyinlashadi. Boshqacha aytganda, berilgan multipollik L -da ML-o'tish EL-o'tishga nisbatan

$$\left(\frac{e\hbar}{m_p c e R} \right)^2 = \left(\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 = 10^{-3} \div 10^{-2}$$

omilga yoki shuncha marotaba sekinlashgan bo'ladi.

Gamma o'tishlar ehtimoli gamma foton energiyasi va yadroning massa soniga bog'liq.

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

Gamma-nurlanish ehtimoli foton energiyasi oshsa, oshadi. Nurlanish multipolliги birga oshsa nurlanish ehtimoliyati $\frac{P_{l+1}}{P_l} = \frac{(R/\lambda)^{2(l+1)}}{(R/\lambda)^{2l}} = \left(\frac{R}{\lambda} \right)^2$ ga kamayadi.

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

Harakat miqdori momenti saqlanish qoidasiga ko'ra

$$|I_{\delta} - I_0| \leq l \leq |I_{\delta} + I_0| \quad (4)$$

bu yerda I_{δ} va I_0 – yadroning boshlang'ich va oxirgi holat spinlari. Juftlik saqlanish qonuniga ko'ra

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

$$\frac{\pi_{\delta}}{\pi_0} = (-1)^{l+1} \quad \text{magnit o'tishlar uchun} \quad (5)$$

Nurlanish tartibini spin saqlanishiga ko'ra aniqlanadi, nurlanish xili (elektr yoki magnet) juftlik saqlanishiga ko'ra aniqlanadi. Shunday qilib (4) va (5) formulalardan va yuqorida aytilganlardan shu narsa aniqlanadiki, birinchidan, multipollik l ortishi bilan gamma-o'tish ehtimoli kamayadi, ikkinchidan, o'zgarmas l da magnet o'tish ehtimoli elektr o'tish ehtimoliyatidan kam bo'ladi va uchinchidan aralash o'tishlarda kichik multipollikka ega bo'lgan o'tishlar ehtimolligi katta bo'ladi. To'rtinchidan o'tish energiyasi oshishi bilan ehtimoliyati oshib boradi.

Quyidagi 1-jadvalda tanlash qoidasiga ko'ra juftlik o'zgarishi yoki o'zgarmasligiga qarab turli ΔI larda yuz beradigan asosiy gamma-o'tishlar ko'rsatilgan.

1-jadval

Juftlik o'zgarishi π_{δ}/π_0	Spin o'zgarishi ΔI					
	0	1	2	3	4	5
Ha	E1 M2	E1 M2	M2 E3	E3 M4	M4 E5	E5 M6
Yo'q	M1 E2	M1 E2	E2 M3	M3 E4	E4 M5	M5 E6

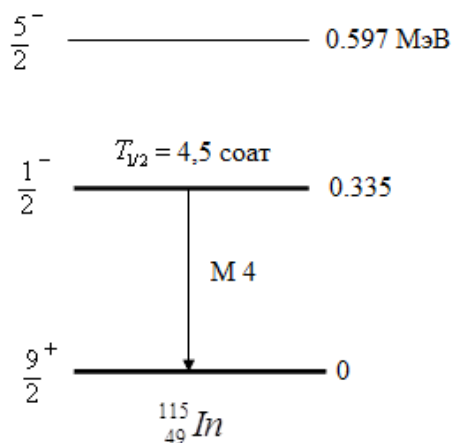
Bu yerda boshlang'ich va oxirgi juftliklar o'zgarsa-**ha**, o'zgarmasa-**yo'q**. Harakat miqdori momentining saqlanishi spinlari noldan spini nol holatga $I_{\delta}=I_0=0$ o'tishni ta'qiqlaydi.

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

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

Agar yadro uyg'ongan holati spini asosiy holatining spinidan ancha farq qilsa ($|I_1 - I_2| \geq 3$) unda uyg'ongan holatning o'rtacha yashash vaqti ancha katta bo'ladi. Ba'zi bir hollarda, uyg'onish energiyasi kichik bo'lganda, bu davr sekundlar, kunlar va hattoki yillar bilan o'lchanadi. Katta yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan holatlar metastabil holatlar deyiladi. Tarkibi bir xil bo'lgan, lekin har xil yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan holatlarda tura oladigan yadrolar **izomer** yadrolar deyiladi. Energiyalar bir-biriga juda yaqin, lekin kvant sonlari (spinlari, juftligi) katta farq qiluvchi holatlarga izomer holatlar deyiladi. Izomer yadrolar bo'lishligini qobiqli model yaxshi tushuntiradi.

Masalan ^{115}In izomer holatli yadroga misol bo'ladi (1-rasm).



1-rasm. ^{115}In izomer holatli.

^{115}In yadro asosiy holati $g_{9/2}$ -birinchi uyg'ongan holati $P_{1/2}$, energiyasi. Bu holatlar spinlari ayirmasi $\Delta I=4$ ga juftliklari o'zgargan eng kichik M4 o'tish bo'ladi. Bu gamma o'tishlar spin va juftlik o'zgarishiga ko'ra taqiqlangan, shuning uchun bu holat o'rtacha yashash vaqti katta $\tau=14,4$ soat.

Ichki konversiya hodisasi Yadro o'z energiyasini gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo'li, konversion elektronlar chiqarishidir. Bunda uyg'ongan yadro o'z energiyasini qobiq elektronlariga beradi, natijada elektron chiqib ketadi, bu elektronga konversion elektron deyiladi. Ichki konversiya jarayoni gamma-nurlanish bilan raqobatlashadi.

Konversion elektronlar energiyasi β -spektr energiyasidan farqli ravishda monoxromatik bo'ladi. Yadro uyg'onish energiyasi konversion elektron kinetik energiyasi (T_e) va elektronning atom qobig'i ionizatsiya energiyasiga (I) sarf bo'ladi:

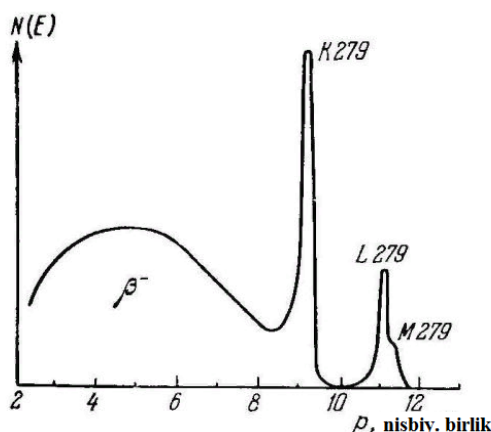
$$E_{uy} = T_e + I$$

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

Konversiya spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko'ra to'g'ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlardan iborat bo'ladi. (2 rasm).

Konversiya elektronlari yadrodan γ chiqishi yoki chiqmasa ham kuzatila beradi. Ichki konversiya jarayoni albatta, xarakteristik rentgen nurlanishi yoki Oje elektronlarining chiqishi bilan kuzatiladi. Rentgen nurlanish chiqishi ichki konversiyaga ko'ra atom qobig'idan elektron chiqib ketsa chiqqan elektronning o'rniga keyingi qobiqda joylashgan

2-rasm. Konversiya spektri.



elektron o'tadi, natijada xarakteristik rentgen nurlanishi hosil bo'ladi.

Ichki konversiya tufayli uyg'ongan holatga o'tib qolgan atomning uyg'onish energiyasi atom qobig'idagi tashqi elektronlarning birortasiga berilishi, bu bilan elektron chiqib ketishi mumkin, bu elektronga **Oje elektron** deb ataladi.

Ichki konversiya intensivligi ichki konversiya koeffitsienti α bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsienti konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga nisbatiga aytiladi.

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_{\gamma}}$$

Alohida qobiqlardan chiquvchi konversion elektronlar sonining N_K , N_L , ..., γ -kvantlar soniga nisbati parsial (qism) ichki konversiya koeffitsientlari deb ataladi

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

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

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

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

Ichki konversiya koeffitsienti:

1. O'tish energiyasi oshishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimoli oshadi.

2. Yadro zaryadi Z oshsa ichki konversiya koeffitsienti oshadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'lchami oshadi (kattalashadi), K -qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K -elektronlarning va yadro to'lqin funksiyalarining qoplanishi oshadi.

3. Qobiq tartibi oshishi bilan ichki konversiya koeffitsienti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimoli kamayadi.

4. Multipol o'tishlar tartibi oshishi bilan koeffitsient oshadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimoli kamayadi.

Agar o'tish energiyalari kichik multipol o'tishlar L katta bo'lsa, gamma-o'tishlarni payqash juda qiyin bo'lib qoladi, bunday hollarda kerakli ma'lumot qobiq ichki konversiya koeffitsientlarini solishtirish yo'li bilan

olinadi. $\frac{K}{L} = \frac{N_K}{N_L}$, bunda $N_L = N_{L_1} + N_{L_2} + N_{L_3}$; yoki $\frac{\alpha_L}{\alpha_{L_2}}; \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}}; \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}}$

nisbatlaridan foydalaniladi.

Ichki konversiya koeffitsientiga ko'ra yadroning energiya holatlari, harakat miqdori momenti, nurlanish multipolliklarini o'rganish mumkin.

Yadro gamma-kvant va ichki konversiya elektronlari chiqarishdan tashqari agar, o'tish energiyasi $E > 1,02$ MeV dan yuqori bo'lganda elektron-pozitron jufti (e^-, e^+) hosil qilishlik bilan ham uyg'onish energiyasini yo'qotadi. Bunda yadro dastlab virtual foton chiqaradi, bu foton elektron-pozitron juftiga aylanadi va yadrodan konversion elektronlar kabi chiqib ketadi. Lekin shuni alohida ta'kidlash lozimki, hosil bo'lgan elektron atom qobig'idagi elektron emas.

Juft konversiya koeffitsienti $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ ehtimoliyati ichki konversiya koeffitsientidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolligi ortishi bilan kamayadi.

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

Umuman olganda bunday holatlarda harakat miqdori momentisiz ichki konversiya elektronlari, elektron-pozitron jufti va harakat miqdori momentiga ega bo'lgan ikki fotonli o'tishlar bo'lishi mumkin.

Ikki fotonli o'tishlar ehtimoli juda kichik hisoblanadi.

Myossbauer effekti (samarasi) Yadro uyg'ongan holat energiyalari diskret holatlar orasida o'tuvchi γ -kvant energiyalari holatlar energiyalari ayirmasiga teng deb qaraladi.

Uyg'ongan holatlar ma'lum Δt vaqt yashar ekan, noaniqlik printsiptiga ko'ra Δt energiya holatiga ega bo'lishi kerak. $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, $\Delta E = \hbar / \Delta t$ bu ΔE -energiya xatoligiga tabiiy holat kengligi deb ataladi.

Demak, uyg'ongan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasi $\Delta E = \Gamma$ holat kengligi qadar xato bilan chiqadi. ΔE -energiya uyg'ongan holatdan chiquvchi gamma-kvant energiyasiga nisbatan juda kichik.

Masalan, ^{57}Fe yadrosi (3-rasm) uchun

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

Tabiiy holat kengligi energiyasining gamma-kvant energiyasiga nisbati

$$\frac{\Delta E}{E_\gamma} = \frac{\Gamma}{E_\gamma} = \frac{6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}}{14 \cdot 10^3 \text{ eV}} = 4 \cdot 10^{-11}$$

Yadro uyg'ongan holatidan chiqqan γ -kvant uyg'onmagan o'sha yadro tomonidan rezonans yutilmaydi, chunki γ -kvant yadrodan chiqishda va yadroga yutilishda energiyasini tepkiga sarflaydi. ^{57}Fe yadrosi uchun tepki energiyasi

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

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

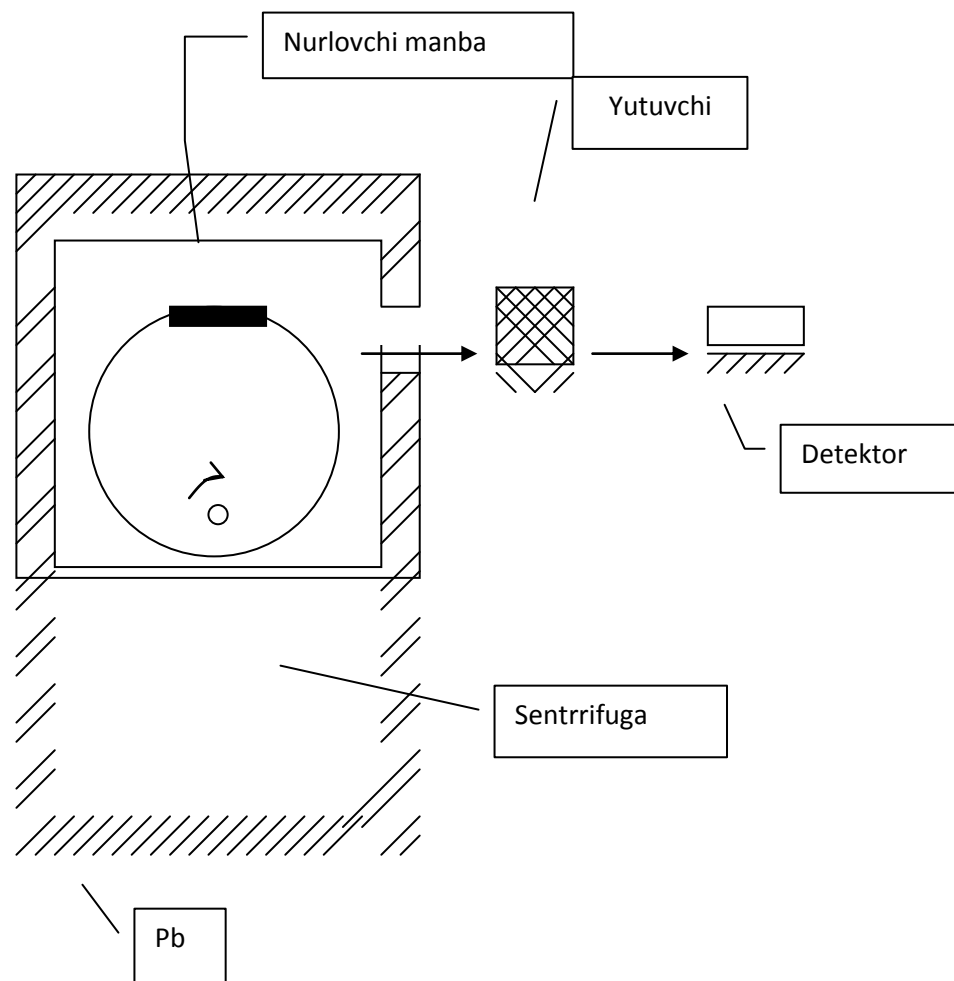
Yadro tepkisiga yo'qotilgan energiyani qoplashning bir necha usullari mavjud: manba va yutuvchini qizdirish, manbani yutgich tomonga har xil tezlikda harakatlantirish hamda yadroni oldingi yemirilishdan olgan tepkisidan foydalanish (M: yadroning uyg'ongan sathi β -yemirilish, e^- qamrash yoki γ -nurlanishdan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

1953 yili ingliz olimi Mun, nurlanish manbaini yutgich yo'nalishida sentrofuga yordamida katta tezlik bilan harakatlantirdi. Bunda Doppler effektiga ko'ra gamma-kvant chastotasi $\Delta \nu$ ga oshadi (3-rasm). Masalan, ^{57}Fe uchun sentrofuga chiziqli tezligini hisoblaylik.

$$\Delta\nu = \frac{v}{c} \nu \quad \text{energiyasi} \quad h\Delta\nu = \frac{v}{c} E^* = h\nu_0 \frac{v}{c} \quad \text{energiya orttirmasi}$$

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

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



3-rasm. Doppler effekti

Rezonans yutilishi bo'lishi uchun gamma-foton tepki energiyalari tabiiy holat kengligi energiyasidan kichik bo'lgandagina kuzatiladi $T_T < \Gamma$. Optik sohada foton energiyasi kichik, shunga ko'ra tepki energiyasining ham kichik bo'lganligi sababli rezonans kuzatilaveradi, lekin yadro nurlanishlarida foton energiyasi yuqori bo'lganligi uchun tepki energiyasi oshib ketadi, natijada rezonans yutilish ro'y bermaydi. Masalan, ^{57}Fe uchun yuqorida ko'rinadiki, $\Gamma = 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$, $T_T = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, ya'ni tepki energiyasi tabiiy holat energiyasidan bir necha tartib yuqori. 1958 yilda nemis fizigi

R. Myossbauer (1929 yilda tug'ilgan) tepki effektini yo'qotish uchun kristallarga kiritilgan radioaktiv yadrolarning yemirilishidan foydalanishni taklif qildi. Bu xolda ancha past temperaturalarda tepkini butun kristall qabul qiladi. Kristall alohida yadro massalariga qaraganda favqulodda katta massaga ega bo'lganligi sababli, chiqarilish va yutilish jarayonlarida amalda tepkiga energiya sarflanmaydi.

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

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

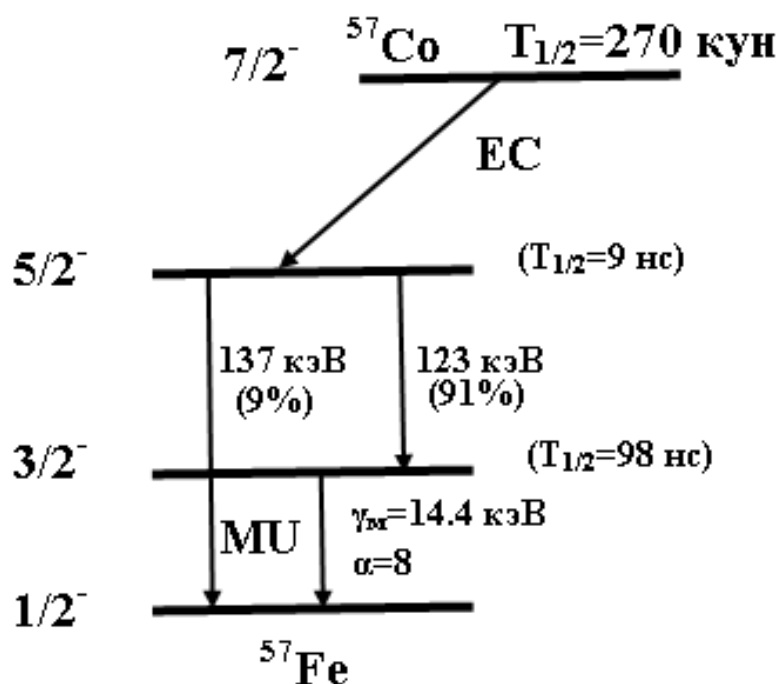
Myossbauer effekti energiya o'zgarishlariga juda sezgir nisbiy energiya o'zgarishlarini 15-17 tartib aniqlikda o'lchash imkoniyatini beradi. Myossbauer effektiga ko'ra atom qobig'idagi o'zgarishlar tufayli yadroga beradigan eng kichik ta'sirlarni, kristall panjaralardagi bog'lanishlar o'zgarishlarini, temperatura va mexanik kuchlanishlarni va h.k. yuqori sezgirlikda aniqlash mumkin, ya'ni bunday hollarda rezonans yutilish spektri sezilarli siljiydi. Myossbauer effekti qator yadrolardagi gamma-nurlanishning o'ta nozik tuzilishini tekshirishda, kristallardagi ichki magnit maydonning kattaligi, uyg'ongan yadro holatlarining kvadrupol bog'lanish qiymatlari va magnit momentlari va h.k. o'rganishda keng qo'llanilmoqda.

Myossbauer effektiga ko'ra yadro holatlarining o'ta nozik strukturasi o'rganishda qo'llanilishi. Spektral chiziqlarning o'ta nozik ajralishi atom qobig' elektronlarining yadro sohasida vujudga keltirgan magnit maydoni $H_e \approx 10^5$ gs bilan yadro magnit momenti μ_{yad} ta'sirlashuviga ko'ra $\Delta E \approx \mu_{yad} \overline{H_e} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$ eV bo'ladi. Elektron holatlar o'rtasidagi energiya o'tish energiyalari E_{el} eV bo'lsa, nozik strukturaga mos keluvchi nisbiy energiya $\Delta E / E_{el} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$.

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

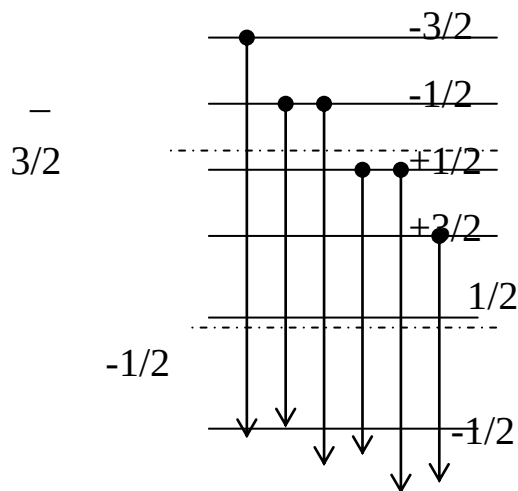
sababli nisbiy energiya $\frac{\Delta E}{E_{yad}} = \frac{10^{-7} \div 10^{-6}}{10^4 \div 10^5} = 10^{-12} \div 10^{-10}$ bo'lib, energiya

o'zgarishlariga o'ta sezgir bo'lgan uslublar bo'lishligini talab etadi. Bu talabga Myossbauer usuli to'la mos keladi. ^{57}Fe yadrosini ko'rib chiqaylik. Yemirilish sxemasi 4-rasmda keltirilgan.



4-rasm. ^{57}Fe yemirilish sxemasi.

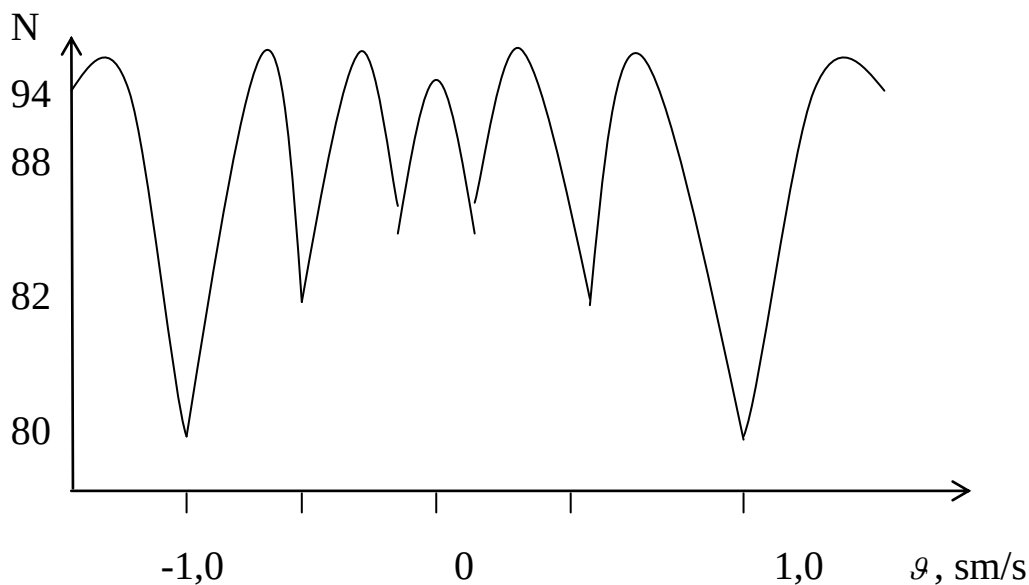
Asosiy va birinchi uyg'ongan holat spinlari $1/2^-$ va $3/2^-$ magnit kvant soniga ko'ra asosiy holat $m=+1/2$; $m=-1/2$ birinchi uyg'ongan holati esa to'rtta $+3/2$, $+1/2$, $-3/2$, $-1/2$ holatlarga ajraladi (5-rasm).



5-rasm. Asosiy va birinchi uyg'ongan holat spinlari.

Magnit kvant soni tanlash qoidasiga ko'ra ($\Delta m=0, \pm 1$), ajralgan holatlar o'rtasida oltita o'tish bo'lishi kerak. Tajribada o'tishlarga mos keluvchi Myossbauer yutilish spektri olinadi (6-rasm).

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



6-rasm. Myossbauer yutilish spektri.

Paund, Rebka tajribasi. Elektromagnit to'liqinning gravitatsion maydonda siljishini aniqlash. Umumiy nisbiylik nazariyasiga ko'ra gravitatsion maydonda spektral chiziqlarning siljishlarini aniqlash maqsadida 1960 yili Paund va Rebkarlar tajriba o'tkazdilar. Tajribani AQSh Garvard universiteti fizika laboratoriyasining balandligi 21 m bo'lgan minorasida olib borildi. Bu minora ichida tebranishlardan qutilish va bir jinsli temperatura hosil qilish mumkin bo'ldi. Tajribada nur dastasi havo orqali o'tayotganda zaiflashib qolmasligi uchun atmosfera bosimidagi geliy bilan to'ldirilgan, plastmassadan qilingan va diametri 40 sm bo'lgan silindirik trubadan foydalanildi. Gamma-nurlanishning manbai sifatida temir kristalli bilan bog'langan ^{57}Fe yadrolaridan foydalanildi. Temir kristalli ^{57}Co ni ^{57}Fe ga kiritish yo'li bilan galvanik usulda tayyorlandi. ^{57}Co ning yadrolari K-qamrash yo'li bilan qo'zg'atilgan ^{57}Fe yadrolariga aylanadi va barqaror ^{57}Fe bilan birgalikda kristall panjaralarini hosil qiladi. ^{57}Fe yadrosidan chiqqan gamma-nurlar balandligi $h=21$ m bo'lgan trubadan o'tib, ^{57}Fe ning uyg'onmagan yadrolariga ega bo'lgan temir kristallaridan iborat yutuvchi moddaga tushadi. Yutilgan gamma-kvantlarning nisbiy soni stsintillyatsion schetchikda qayd qilinadi.

Nisbiylik nazariyasiga ko'ra E_γ -energiyali gamma kvantning gravitatsion massasi $m = \frac{E_\gamma}{c^2}$ bo'lib, gamma-kvant gravitatsion maydon kuch chiziqlari bo'ylab harakat qilganda, masalan yuqoridan pastga tik harakatlanayotgan yorug'lik nurining energiyasi $\Delta E = mgH = \frac{E_\gamma}{c^2} gH$

qiymatga ortib qolishi kerak. Bu yerda g-erkin tushish tezlanishi, H-yorug'lik kvantining bosib o'tgan yo'li.

Yorug'lik kvantining chastotasi esa $\Delta\nu = \left(\frac{E_\gamma}{hc^2}\right)gH$ ga ortadi. Agar yorug'lik kvanti gravitatsion maydonga teskari yo'nalishda (yuqoriga) harakat qilayotgan bo'lsa, uning chastotasi, aksincha, yuqoridagi qiymatga kamayadi.

Chastota kamayganda yorug'lik to'lqinining uzunligi ortgani uchun bu hodisa qizil siljish deb nom olgan. Masalan, gamma-foton 1 m masofa o'tganda energiyasi nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\frac{E_\gamma}{c^2}gH}{E_\gamma} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9,81 \frac{m}{s^2} 1m}{9 \cdot 10^{16} \frac{m^2}{s^2}} \approx 10^{-16}$$

Qizil siljishni o'lchashga manba va yutgich sifatida ^{57}Fe foydalanishgan. Bu izotop uchun energiyaning nisbiy o'zgarishi $\frac{\Gamma}{E_\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-13}$. Gamma-kvant 21 m balandlikni o'tganda energiyasining nisbiy o'zgarishi $2,5 \cdot 10^{-15}$ ni tashqil etadi. Bu esa E_γ qiymatidan taxminan yuz marta kam. Demak, qizil siljishni sezish uchun energiyani $10^{-3} \Gamma$ absolyut xatolik yoki $\Gamma/E_\gamma = 5 \cdot 10^{-16}$ nisbiy xatolik bilan o'lchash zarur. Bunday katta aniqlikdagi o'lchashlarni bajarish uchun yutgich geliy bilan to'ldirilgan truba ichiga joylanib, harorat 1^0K aniqlikda ushlab turiladi. Sistematik xatolardan qutilish uchun manba bilan yutgich o'rni almashtirib turildi. Qizil siljish natijasida buzilgan rezonans yutilish manba yoki yutgichni $0,75 \text{ mkm/s}$ tezlik bilan harakatlantirish hisobiga hosil bo'lgan Dopler siljish bilan kompensatsiyalanib tiklandi. Ko'p oylar davom etgan tajriba natijalari asosida qizil siljish uchun $\Delta\nu = (2,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-15}$ qiymat olindi. Bu esa nazariy hisoblashlar natijalarini tasdiqladi.

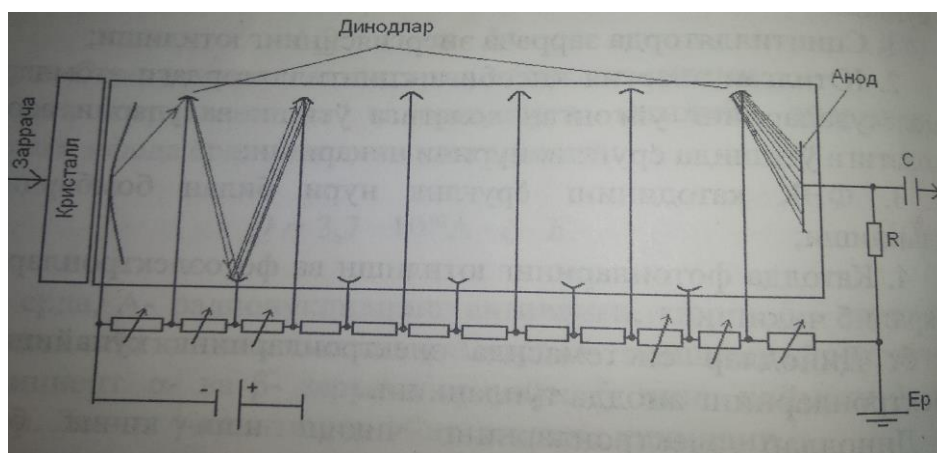
Qurilma haqida.

Bu ishda stsintillyatsion schetchikdan foydalaniladi. Uning ishlash prinsipi haqida qisqacha to'xtalamiz. Zamonaviy stsintillyatsion detektorlar stsintillyatordan va fotoelektron kuchaytirgich(FEK)dan iborat. Stsintillyatorda qayd qilinayotgan zarrachaning yutilgan energiyasi ko'rinuvchi yorug'lik nuriga aylanadi. Bu nur FEKning fotokatodiga tushib undan elektronni urib chiqaradi. Urib chiqarilgan elektron tezlashtiruvchi elektr maydoni ta'sirida energiyasini oshiradi va birinchi dinodga borib uriladi. Birinchi dinoddan yana qo'shimcha elektron otilib chiqadi. Bu

jarayon boshqa dinod oraliqlarida ham sodir bo'lib, elektronlar soni tobora ortib boradi. Elektronlar sonining ortib borishini ko'rsatuvchi kattalik kuchaytirish koeffitsiyenti (K) deyiladi. Stsintillyatsion schetchiklarda $K=10^6$ ga teng bo'ladi. Schetchikning chiqishida elektr tokning impulsleri hosil bo'ladi. Stsintillyatsion schetchiklarda sodir bo'ladigan jarayonlarni 5ta qismga ajratish mumkin:

1. Stsintillyatorda zarracha energiyasini yutilishi;
2. Yutilgan energiya hisobiga stsintillyatordagi atomlar va molekulalarning uyg'ongan holatiga o'tishi va ularni asosiy holatiga o'tishida yorug'lik nurini chiqarishi;
3. FEK katodining yorug'lik nuri bilan bombordimon qilinishi;
4. Katodda fotonlarning yutilishi va fotoelektronlarning ajralib chiqishi;
5. Dinodlar sistemasida elektronlarning ko'payishi va elektronlarning anodda to'planishi.

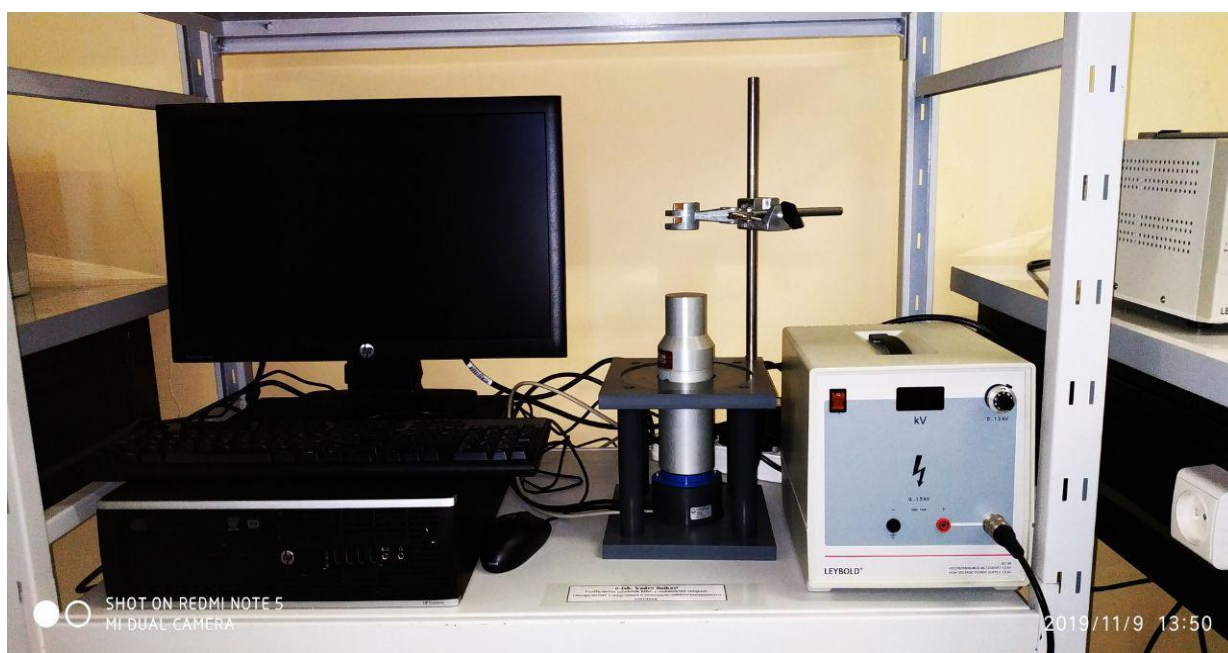
Dinodlar elektronlarning chiqish ishi kichik bo'lgan materiallardan tayyorlanadi. Dinodlar orasidagi tezashtiruvchi elektr maydoni taqsimlovchi qarshiliklar yordamida xosil qilinadi. Bu qarshiliklar son qiymati FEK ning yig'ish sxemasida ko'rsatilgan bo'ladi. Dinodlarning o'rta oraliqlarida ishlatiladiga taqsimlovchi qarshiliklarning son qiymatlari bir-biriga juda yaqin qilib tanlanadi. Qarshiliklar ichidan asbob yordamida qarshiliklari bir-biridan kam farq qiluvchilari tanlanadi. Fotokatodga yaqin joylashgan diodlarga o'rnatiladigan qarshiliklar o'rniga o'zgaruvchan qarshiliklarni o'rnatish maqsadga muvofiqdir. O'zgaruvchan qarshiliklarni o'zgartirish orqali detektorda maksimal amplitudali signal olishga erishiladi. Buning uchun 3ta o'garuvchan qarshilik qo'yish yetarlidir. Anod yaqinida joylashgan 3ta taqsimlovchi qarshilik o'rniga ham o'zgaruvchan qarshiliklarni o'rnatish lozim. Bu qarshiliklar yordamida detektorning chiziqli xarakteristikasi normal holatga keltiriladi. Tajribaning ko'rsatishicha, anod yaqinidagi qarshiliklarning son qiymatini o'rta zvenoda joylashgan taqsimlovchi qarshiliklarning son qiymatiga nisbatan 1,5-2,5 marta kata qilib olish yetarlidir. Bu xarakteristikalarni oddiy tajriba yordamida aniqlash mumkin. 4- rasmda stsintillyatsion schetchikning ishlash prinsipi ko'rsatilgan.



7-rasm. Stsintillyatsion schetchikning ishlash prinsipi.

Tajribani o'rnatish.

Stsintillyatsion schetchikning chiqish kaskadi MCA karobkaga va yuqori kuchlanish manbaiga ulanadi. Stsintillyatsion schetchik ustki qismiga tutgich material yordamida bir necha santimetr masofada joylashtiriladi. Stsintillyatsion schetchikni tushib ketishdan himoyalash uchun, o'rnatish uchun rozetkada (559 891) foydalanish tavsiya etiladi. Bu rozetka shtativga maxkamlash moslamasiga ega.



8-rasm. Tajriba qurilmasining umumiy ko'rinishi.

Ishni bajarish tartibi:

- Dasturni ishga tushiring.
- Yuqori kuchlanish manbaini nolga o'rnatish va uni ulang.
- Tajribalarni * knopkani bosish bilan boshlang.
- Yuqori kuchlanish bo'lmaganda stsintillyatsion schetchik impulsini sanamasligi lozim.

- Kuchlanishni to spektr mumkin bo'lgan kanallarni qoplab olguncha asta-sekin 700-900 v gacha orttirib boring.
- Har safar Yuqori kuchlanish o'zgartirilganda o'lchanayotgan spektr boshqa spektrlar bilan aralashib ketmasligi uchun □ yordamida yangi sahifa ochiladi.
- Har bir preparat uchun eng kamida 3 kuchlanish qiymati natijalari olinadi.
- Masalan: Cs-137 preparat o'lchanganda, 800, 850 va 900 v qiymatlari uchun natija olinadi
- Olingan natija kompyuter klavishlari orqali **PrtSc** buyrug'i tanlanib skrin qilinadi. Natija nusxasi paint daturiga ko'chiriladi va kompyuter xotirasiga saqlanadi.
- Tajriba davom ettiriladi va turli vaqtlar uchun natijalar olinadi.

Xisoblashlar.

- Ikki izotoplar, Cs-137 va Am-241 aralash preparatlarda gamma radiatsiya chiqaradi va u stsintillyatsion schetchik yordamida qayd etiladi. Am-241 preparati 59,5 keV da bitta chiziq va Cs-137 preparati 662 keV da bitta chiziq chiqaradi. O'lchangan spektr shu ikki chiziqlar o'rtasidagi ba'zi xususiyatlarni namoyon qiladi. Bular preparatlarda va detektorda Kompton effektining mavjudligi tufayli yuzaga keladi.
- O'lchashlardan keyingi spektr xali kalibrovka qilinmagan. Uni energetik spektrlarga aylantirish uchun energetik kalibrovka amalga oshirilishi lozim. Buning uchun spektrdagi ikki ma'lum chiziqlardan (59,5 va 662) foydalaniladi
- Bunda spektral chiziqlarning ordinata o'qidagi maksimal energiyalar ayirmasini, unga mos kelgan absissa o'qidagi kanallar ayirmasiga nisbati olinadi.

$$\Delta E = \frac{E_2 - E_1}{X_2 - X_1}$$

- Bu orqali xar bir kanalga mos keluvchi energiya qiymati topiladi.
- Bunda maksimal energiya qaysi kanalga mos kelishi topilib, koordinata boshidan nechinchi kanalga tog'ri kelishi topiladi va oldindan xisoblangan bitta kanalga mos keluvchi energiya qiymatiga ko'paytiriladi.
- Xar bir olingan natija uchun maksimal energiya topiladi. O'rtacha qiymat olinadi va xatoliklar xisoblanadi.

Nazorat savollari va topshiriqlar:

1. Radioaktiv yemirilish qonuni, yarim yemirilish davri.
2. O'rtacha yashash vaqti, yemirilish doimiysi.
3. Radioaktiv yemirilishda asriy muvozanat tenglamasi va tenglamani fizik mohiyati.

4. Tabiiy va suniy radioaktiv izotoplar, tabiiy radioaktiv izotoplar oilasi.
5. Massasi $m=1$ mkg bo'lgan $^{210}_{84}\text{Po}$ ning faolligini toping.
6. Ampulaga aktivligi $A_0=14.8 \cdot 10^9$ Bk bo'lgan radon to'ldirilgan. Ampula to'ldirilgandan qancha t vaqt o'tgandan keyin uning aktivligi : $A(t)=2.22 \cdot 10^9$ Bk bo'ladi?

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Holmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. -T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т. 1. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер. - СПб.: Изд-во «Лань», 2009. - 384 с.
3. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. -Т.:Ўқитувчи, 1994. -576 б.
4. Полвонов С.Р., Бозоров Э.Х. Амалий ядро физикаси. Ўқув-услубий қўлланма. -Т.: ЎзР ФА ЯФИ, 2017, -208 б.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, -М.: Наука, 1980. – 728 с.
6. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. - Т.:Ўқитувчи, 1992.