

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

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

**SH.O.OMANOV, SH.X.XUSHMURODOV,
O.B.MAMATQULOV**

YADRO FIZIKASINING EKSPERIMENTAL USULLARI

(Uslubiy qo'llanma)

Samarqand – 2012

Sh.O.Omanov, Sh.X.Xushmurodov, O.B.Mamatqulov.
Yadro fizikasining eksperimental usullari (Uslubiy
qo'llanma). – Samarqand: SamDU nashri, 2012. – 141 bet.

Mazkur uslubiy qo'llanmaning asosiy maqsadi, yadro fizikasi va uning amaliy sohalari bo'yicha o'qiladigan ma'ruza matnlarini mustahkamlash, yadro nurlanishlarini qayd etuvchi zamonaviy ssintillyatsion, yarimo'tkazgichli detektorlarning tuzilishi, ishlash asoslari hamda turli qayd qiluvchi texnika vositalari, ko'p kanalli impuls analizatorlari, hisoblagichlar majmuasi bilan talabalarni yaqindan tanishtirishdir.

Ushbu uslubiy qo'llanma yadro fizikasi mutaxassislik kursi o'qitilayotgan universitet talabalari va shu sohada ilmiy ish olib borayotgan magistrantlar, aspirantlar, o'qituvchilar, tibbiyot mutaxassislari, geologlar va boshqa shu sohada ishlayotgan xodimlar uchun ham foydali degan umiddamiz.

Mas'ul muharrir: **Xoliqulov Amiriddin Bobobekovich**
fizika-matematika fanlari nomzodi,
Samarqand davlat universiteti dotsenti

Taqrizchilar: **Ahmedova Guljahon**
fizika-matematika fanlari nomzodi,
Samarqand davlat universiteti dotsenti

Qosimov Nosir Ahadovich
fizika-matematika fanlari nomzodi,
Samarqand davlat universiteti dotsenti

Ismoilov Ermamat
fizika-matematika fanlari nomzodi,
Samarqand qishloq xo'jalik instituti
fizika-kimyo kafedrasini mudiri

© Alisher Navoiy nomidagi Samarqand davlat universiteti, 2012

M U N D A R I J A

KIRISH.....	7
--------------------	----------

I-BOB. YADRO NURLARINI QAYD QILISHNING ASOSLARI

1.1. Gazlardagi ionlanishni qayd qilish.....	9
1.2. Ionizatsion kamera.....	10
1.3. Silindrik kamera.....	11
1.4. Sharsimon kamera.....	12
1.5. Yassi kamera.....	12
1.6. Proporsional schyotchik.....	13
1.7. Geyger-Myuller schyotchigi.....	16

II-BOB. SSINTILLYATSION DETEKTOR VA UNING ISHLATILISHI

2.1. Ssintillyatsiya usuli.....	20
2.2. Organik va noorganik ssintillyatorlarning fizik xususiyatlari.....	24
2.3. Fotoelektron kuchaytirgichlar va ularning xossalari.....	27
2.4. Fotoelektron kuchaytirgichlarning asosiy tavsiflari	28

III-BOB. YARIMO‘TKAZGICHLI MODDALARNING XOSSALARI TO‘FRISIDA ASOSIY MA’LUMOTLAR

3.1. Yarimo‘tkazgichli moddalarning xususiyatlari.....	30
3.2. Yarimo‘tkazgichlarning xususiyl elektr o‘tkazuvchanligi.....	32
3.3. Yarimo‘tkazgichlarda aralashmali o‘tkazuvchanlik.....	35
3.4. Yarimo‘tkazgichlarda energetik zonalar.....	39

3.5. Yarimo‘tkazgichli detektorlarning turlari.....	41
3.6. p - n va p - i - n o‘tishli detektorlar.....	42
3.7. Kremniy va germaniy kristalli yarimo‘tkazgichlar..	43

IV-BOB. YARIMO‘TKAZGICHLI SPEKTROMETRLARNING TAVSIFLARINI O‘RGANISH

4.1. Yarim o‘tkazgichli detektorlar.....	49
4.2. Yarimo‘tkazgichli spektrometrning energiya bo‘yicha ajrata olish qobiliyati.....	52
4.3. Yarimo‘tkazgichli spektrometrning energiya bo‘yicha gradiurovkasi.....	54
4.4. Yarimo‘tkazgichli spektrometrning qayd qilish effektivliklari.....	57
4.5. Absolyut effektivligi.....	58
4.6. Nisbiy effektivligi.....	60
4.7. Yarimo‘tkazgichli spektrometrning nochiziqligi.....	62

V-BOB. YARIMO‘TKAZGICHLI DETEKTORLARNING TURLARINI O‘RGANISH

5.1. Ge(Li)-detektorlari.....	65
5.2. Si(Li) -detektorlari.....	67
5.3. To‘siq sirtli Si(Li)-detektorlari.....	67
5.4. To‘siq sirtli Ge(Li, Au)-detektorlari.....	68
5.5. Sof germaniy (Ge)-detektorlari.....	69

VI-BOB. CHERENKOV SCHYOTCHIGINING ISHLASH PRINSIPI

6.1. Cherenkov nurlanishi.....	70
6.2. Cherenkov schyotchigi.....	73

VII-BOB. ELEMENTAR ZARRALAR “IZI”NI

KUZATISH USULLARI

7.1. Pufakchalar kamerasining ishlash prinsipi.....	74
7.2. Vilkalar yoki nol zarralarni qayd qilish.....	81
7.3. Voqealarni chizmalashtirish.....	82
7.4. Zarralarning belgilari.....	82
7.5. Zarralar “izi”ni kuzatish usullari.....	85

VIII-BOB. ALFA-ZARRALAR, BETA-NURLAR VA GAMMA-KVANTLAR SPEKTRLARINI O'RGANISH

8.1. Alfa-zarralar spektrlarini o'rganish.....	92
8.2. Beta-nurlar spektrlarini o'rganish.....	93
8.3. Gamma-kvantlar spektrlarini o'rganish.....	95

IX-BOB. ATOMLAR, ZARRALAR MASSALARINI, ENERGIYALARINI VA ZARYADLARINI O'LCHASH USULLARI

9.1. Atomlarning massalarini o'lchash.....	103
9.2. Neytronlarning massasini va energiyasini aniqlash usullari.....	106
9.3. Zarralarning zaryadlarini o'lchash usullari.....	108

X-BOB. VAQT SPEKTROMETRIYASI

10.1. Vaqt spektrometriyasi.....	111
10.2. Yarimo'tkazgichli spektrometrning vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati.....	118

XI-BOB. RADIOAKTIVLIKNI O'LCHASH NATIJALARINI QAYTA ISHLASH

11.1. Yig'indi yoki ayirmaning xatosi.....	122
11.2. Ko'paytma va bo'linmaning xatosi.....	124
11.3. Ko'paytma qurollarining xatosi.....	130

11.4. O'lchash natijalarini qayta ishlash tartibi.....	135
--	-----

ADABIYOTLAR

.....	140
-------	-----

KIRISH

Yadro fizikasi umumiy fizikaning asosiy bo'limlaridan biri bo'lib, kun sayin rivojlanishda davom etmoqda. Yadro fizikasi atom yadrosining tuzilishi, uning xususiyatlari, yadro kuchlarining tabiati, yadro tarkibiga kiruvchi zarralarning o'zaro ta'sirlari, yadrolarning yemirilish qonunlarini o'rganuvchi fan hisoblanadi. Yuqorida aytganimizdek, yadro fizikasining rivojlanish jarayonining salmoqli qismi yadro fizikasi tajriba usullari va ularning amalda qo'llanilishi bilan bog'liq. Bular juda chuqur va keng masalalarni: yadro fizikaviy ko'rsatkich-larini o'lchashdan tortib, to o'ta yuqori energiyali zarralarda yadro reaksiyalarini amalga oshirib, ularning mahsullarini o'rganishgacha qaratilgan ishlar, termoyadro sintezi boshqaru-vi, lazerli yuqori neytron oqimi zichligiga ega bo'lgan uskunalardagi zamonaviy tajribalar va shularga o'xshash ko'p tadqiqotlarni o'z ichiga oladi.

Mazkur uslubiy ishlanmaning asosiy maqsadi, yadro fizikasi va uning amaliy sohalari bo'yicha o'qiladigan ma'ruza matnlarini mustahkamlash, yadro nurlanishlarini qayd etuvchi zamonaviy ssintillyatsion yarimo'tkazgichli detektorlarning tuzilishi, ishlash asoslari hamda turli qayd qiluvchi texnika vositalari, ko'p kanalli impuls analizatorlari, hisoblagichlar majmuasi bilan talabalarni yaqindan tanishtirishdir.

Xuddi shuningdek, yadro nurlanishlarini qayd qilishning asoslari: gazlardagi ionlanishni qayd qilish; ionizatsion, silindrik, sharsimon, yassi, pufakchali kameralar; proporsional schyotchik; Geyger-Myuller schyotchiklari; Cherenkov schyot-chigi; elementar zarralar "izi"ni kuzatish usullari; voqealarni chizmalashtirish; alfa-, beta-, gamma-nurlar spektrlarini o'rganish; atomlar, neytronlar massasini, energiya va zaryadini o'lchash usullari hamda vaqt spektrometriyasi usullari to'la qaralgan.

Har bir usulda tegishli nazariy qism va shunga doir eksperimental qismlar rasm va jadvallar bilan berilgan. O'rganish jarayonida talabalar nurlanish manbalarini olish usul-lari, qurilmani ishga tushirish, ishchi detektorlarning optimal ish holatini tanlash va ishlatish bilan bevosita tanishadilar. Talabalar

yuqorida keltirilgan usullardan foydalanib, tajribada olingan natijalarni EHMda hisoblash va tahlil etishni ham o'rganadilar. Ayniqsa, yadro fizikasi bo'yicha eksperimentlar o'tkazishda yarimo'tkazgichli detektorlarning qo'llanilishi ushbu sohada tub o'zgarishlarga olib keldi.

Yadro fizikasining eksperimental usullari yordamida aniqlik darajasi yuqori bo'lgan bir talay yadro spektroskopik ma'lumotlarni to'plashga muvaffaq bo'ldik. Ko'pgina yadrolar to'g'risida ma'lumotlar olish alfa-, beta- va gamma-nurlarning spektrlarini o'rganish orqali olingan.

Hozirgi kunda uslubiy ishlanmada keltirilgan qurilma va asboblarning bir qismi yadro fizika kafedrasida, yadro fizikasi laboratoriyasida (YaFL) mualliflar rahbarligida bakalavrlar bitiruv, magistrlar dissertatsiya va ilmiy ishlarini bajarishda foydalanmoqdalar.

Ushbu uslubiy ishlanma yadro fizikasi mutaxassislik kursi o'qitilayotgan universitet talabalari va shu sohada ilmiy ish olib borayotgan magistrantlar, aspirantlar, o'qituvchilar, tibbiyot mutaxassislari, geologlar va boshqa shu sohada ishlayotgan xodimlar uchun ham foydali degan umiddamiz. Aytmoqchimizki, har bir yangi yuzaga keladigan ma'ruza matnlari, uslubiy o'quv qo'llanma, darslik va boshqa adabiyotlar kamchiliklardan holi emas.

Demak, shunday ekan ushbu uslubiy ishlanmada ham noaniqlik, kamchiliklar mavjud bo'lishi mumkin. Ushbular to'g'risida xolisona o'z fikr va mulohazalarini bildirgan mutaxassislarga mualliflar o'z minnatdorchiligini bildiradilar.

*Manzilizimiz: 140104, Samarqand shahri, Universitet xiyoboni, 15.
Samarqand davlat universiteti, Yadro fizikasi kafedراس*

I-BOB. YADRO NURLARINI QAYD QILISHNING ASOSLARI

1.1. Gazlardagi ionlanishni qayd qilish

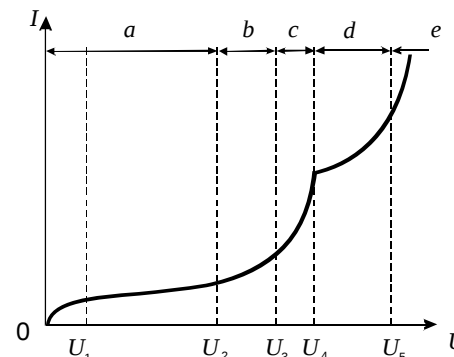
Ma'lum bir muhitga tushayotgan zaryadlangan zarraning shu muhitdagi atom yadrosiga yaqinlashish ehtimoli juda kam bo'lganligidan zarra dastlab atomning elektronlari bilan o'zaro ta'sirlashadi. Shunday ta'sirdan keyin atomning uyg'onish va ionlanish hodisalari hosil bo'ladi. Muhitga tushayotgan zarra izi atrofida ionlanish ro'y berib, musbat va manfiy ionlardan iborat ion juftlari paydo bo'ladi. Yadro nurlanishi ta'sirida muhitda hosil bo'lgan zaryadni, ya'ni ionlanish darajasini o'lchash yo'li bilan shu nurlarning tarkibi, energiya spektri va intensivligi haqida tegishli ma'lumot olamiz. Quyida ionlanish tokini yoki elektr zaryadini o'lchash asboblari ustida, jumladan gaz to'ldirilgan va gaz o'rnida qattiq jism ishlatiladigan detektorlar ustida to'xtab o'tamiz.

Gaz to'ldirilgan detektorlarda ionlarni yig'ish uchun elektrodlarga elektr kuchlanishi beriladi. Nurlanish detektorda hosil qilgan musbat va manfiy ionlar elektr maydoni ta'sirida bir-biridan ajralib, musbat ionlar katodga va manfiy ionlar anodga qarab yo'naladi, natijada elektr zanjirida tok hosil bo'ladi. Gazga tushayotgan nurlanish to'g'risida shu tokka qarab xulosa chiqariladi. Ionlanish tokining gazdan oqib o'tishiga *gaz razryadi hodisasi* deyiladi. Bu hodisa gazning xususiyatiga, ta'sir etayotgan nurlanishga va elektrodlarga berilayotgan kuchlanishga bog'liq.

Gaz razryadining volt-amper

xarakteristikasi deganda, gazlardagi ionlanish toki – I bilan elektrodlardagi kuchlanish – U orasidagi bog'lanish tushuniladi. Kuchlanishni oshira borsak, tok avvaliga oshadi, keyin ma'lum bir me'yorda to'xtaydi, so'ngra yana oshadi. I va U o'rta-sidagi shunday murakkab bog'lanish 1.1-rasmda ko'rsatilgan.

Bu bog'lanishning har bir sohasi o'ziga xos xususiyatlarga ega. Yadro nurlanishini tek-shirishda qo'llaniladi-gan asboblarning ba'zi-lari volt-amper xarakteristikasining ma'lum bir sohasi xususiyatiga moslab yaratiladi.



1.1-rasm. Gaz razryadining volt-amper xarakteristikasi: a – ionisatsiya kamerasi sohasi; b – proporsional soha; c – cheklangan proporsional soha; d – Geyger schyotchigi sohasi;

1.2. Ionizatsion kamera

Gazda hosil bo'ladigan elektr zaryadini yoki ionlanish tokini o'lchaydigan asbob *ionizatsion kamera* deyiladi. Yadro nurlari ta'sirida detektordagi ionlashgan gaz o'zining elektr o'tkazuvchanlik qobiliyatini o'zgartiradi. Bu kameralar o'z vazifalari va tuzilishi jihatidan bir-biridan farq qiladi. Eng oddiy ionizatsion kamera orasiga gaz to'ldirilgan va potensiallar ayirmasi (kuchlanish)ga ega bo'lgan ikkita elektrod-dan iborat. Kuchlanish ta'sirida kamera ichida paydo bo'lgan hamma ionlar elektrodlarga tushadi; elektrodlar orasidagi gazda to'yingan tok hosil bo'ladi, shunda ionizatsion kameraning sezgirligi maksimumga yetadi.

Detektorning sezgirligi. Detektorning sezgirligi deganda, detektor bilan o'lchash mumkin bo'lgan eng kichik ionlanish toki tushuniladi. To'yinish toki sharoitida elektrodlar orasidan o'tayotgan tok qabul qilinayotgan nurlanish energiyasi bilan quyidagicha bog'langan:

$$I_T = \frac{eW}{\omega} \quad (1.1)$$

bu erda I_T – to'yingan tok; e – elektron zaryadi; W – gazni ionlashtirishga sarf bo'lgan energiya; ω – bir juft ion hosil qilish uchun sarf bo'lgan o'rtacha energiya. O'rtacha energiya ω biror gaz uchun o'zgarmay qolganda, I_T ning W ga to'g'ri proporsional bo'lishi (1.1) tok o'lchagichni, tok birligiga emas, balki energiya birligiga moslashga imkon beradi.

Ionizatsion kameralar tuzilishi jihatidan gaz kondensa-torini eslatadi. Kamera elektrodlarining tuzilishiga qarab tekis, silindrik va sferik shakllarda bo'ladi.

1.3. Silindrik kamera

Silindrik kamera silindr shaklidagi korpusdan va korpus o'qida yotgan metall sim ko'rinishidagi elektroddan iborat. Silindr korpus yuqori voltli elektrod vazifasini bajaradi, unga yuqori kuchlanish beriladi. Ionizatsion kameraning yaxshi ishlashi yig'uvchi va yuqori kuchlanishli elektrodning izolyatsiyasiga bog'liq. Ko'pincha izolyatorlar kvars, chinni va ftoroplastga o'xshash katta elektr qarshiligiga ega bo'lgan materiallardan tayyorlanadi. Shunga qaramay, bu materiallardan qisman tok o'tadi, bu tokni *siljish toki* deyiladi:

$$I_s = \frac{U}{R_{iz}} \quad (1.2)$$

I_s ni mumkin qadar kamaytirish uchun izolyatorlar katta qarshilik ($R_{iz} \approx 10^{20} \text{ Om}$)ga ega bo'lishi yoki izolyatorlar orasiga

himoyalovchi xalqa kiygizilishi lozim. Elektrodlar orasidagi elektr maydon kuchlanishi:

$$E = \frac{U}{\ln \frac{R}{a}} \cdot \frac{1}{r} \quad (1.3)$$

qonunga muvofiq o'zgaradi, bu yerda U – elektrodlardagi kuchlanish; R va a – yuqori kuchlanishli va yig'uvchi elektrodning radiuslari; r – silindrik kamera o'qigacha bo'lgan masofa.

1.4. Sharsimon kamera

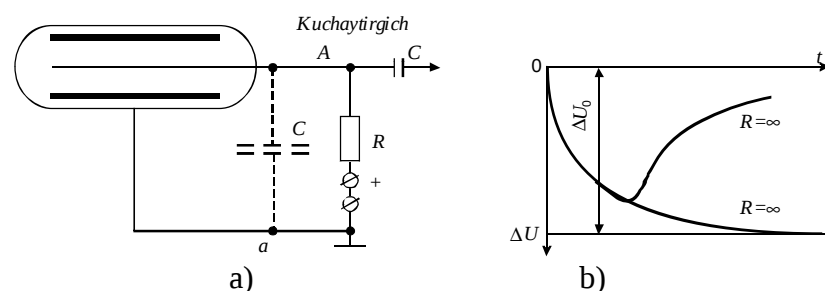
Sharsimon kamera bir-biriga payvandlangan ikkita yarim shardan iborat; uning ichida katta bosim ostida ^3He izotopi to'ldiriladi. Sharsimon kameralar eksperimental fizikada asosan neytronlarni qayd qilishda ishlatiladi. Ularda markaziy elektrod vazifasini korpus ichiga kiritilgan tayoqcha uchidagi sharcha bajaradi. Tayoqchani korpusdan himoyalovchi xalqasi bo'lgan shisha ajratib turadi. Sharsimon kamera ichidagi elektr maydonining kuchlanishi radius kvadrati (r^2) ga teskari proporsionaldir.

1.5. Yassi kamera

Yassi kameraning elektrodleri plastinkalar shaklida bo'lib, korpus vazifasini bajaradigan yassi metall quticha ichiga joylashgan. Plastinkalardan biri yig'uvchi va ikkinchisi yuqori voltli elektrod vazifasini o'taydi. Yig'uvchi elektrod atrofidagi himoyalovchi elektrod kameraning o'zgaras elektr maydonli qismini ajratib turadi. Shuning uchun faqat kameraning markazidan o'tayotgan tok o'lchanadi.

1.6. Proporsional schyotchik

Proporsional schyotchik silindr shaklida bo'lib, katod vazifasini bajaruvchi korpusdan va silindr o'qi bo'ylab tortilgan metall sim – yig'uvchi elektroddan iborat. Bu schyotchiklarga past bosimli gaz to'ldiriladi. Odatda, schyotchik korpusiga manfiy potensial beriladi, elektrod qarshilik orqali yerga ulanadi. Schyotchikni impuls kuchaytirgichga 1.2a-rasmda ko'rsatilgandek ulash mumkin.



1.2-rasm. a) proporsional schetchikni ulash sxemasi; b) qarshilikdagi kuchlanish impulsining vaqt doimiysi ($\tau=RC$)ga bog'liqligi.

Ionlashtiruvchi zarra schyotchikka tushib, tok impulsini paydo qiladi, bu impuls S_1 sig'im orqali impuls kuchaytirgichga o'tkaziladi. Yig'uvchi elektrodda hosil bo'ladigan tokning kattaligi tola – sim va katod orasidagi potentsiallar ayirmasiga bog'liq, ayirma kichik bo'lsa, schyotchik ionizatsion kameradek ishlay boshlaydi. Kuchlanish ortar ekan, tashqi kuch ta'sirida tezlangan elektronlarning energiyasi ham kattalashadi. Natijada elektronlar gaz atomlarini ionlashtiradi. Hosil bo'lgan ikkilamchi elektronlar, o'z navbatida, boshqa atomlarni ionlashtiradi. Shu tariqa gazdagi ionlar soni juda tez ortib boradi. Hosil bo'lgan elektronlar to'dasi yig'uvchi elektrodda tok hosil qiladi. Bu jarayon schyotchikdagi birlamchi jarayondir. Lekin ionlanish jarayoni shu bilan

tugamaydi. Silindr ichidagi ionlar schyotchik katodi tomon yo'l olib, katod sirtida neytralla-shadi va uyg'ongan holatdagi molekulalarga aylanadi. Molekulalar qisqa vaqt ichida (taxminan 10^{-8} s da) fotonlar chiqarish yo'li bilan asosiy holatga o'tadi. Chiqqan γ -kvantlar orasida metall katoddan fotoelektronlar urib chiqara oladiganlari ham bo'ladi. Natijada yangi elektronlar to'dasi paydo bo'ladi (lekin fotonlarni elektronlar hosil qilish ehtimolligi ancha kam – 10^4 ta fotonga bitta fotoelektron to'g'ri keladi). Shuning uchun ham bu jarayon ikkilamchi jarayon deb ataladi. Shu tariqa bunday schyotchiklarda impuls ionizatsion kameradagidan farqli o'laroq, gazdagi kuchayish jarayoni natijasida vujudga keladi. Hosil bo'lgan impuls kuchaytirilganidan so'ng tegishli hisoblash asboblari yordamida qayd qilinadi.

Gaz to'ldirilgan schyotchik ichiga tushgan zarra o'z energiyasini N_0 ta ion hosil qilishga sarfladi, deyaylik. Birlamchi jarayon natijasida bu ionlar soni ortib, $N=kN_0$ ga etadi. Bu ifodadagi k – gaz kuchaytirish koeffitsienti deyiladi. Proporsional schyotchik sohasida (1.1-rasm) k ning qiymati schyotchik elektrodleri orasidagi kuchlanish U_n ning kattaligiga bog'liq. U_n ortishi bilan k kattalashadi. Odatda, k ning qiymati 10^3 – 10^4 oralig'ida bo'ladi. Ikkilamchi jarayon, ya'ni fotoeffekt jarayoni ham tegishli koeffitsient bilan xarakterlanadi. Katoddan urib chiqarilgan erkin elektronlar sonining musbat ionlar to'la soniga nisbati sirtqi ionlanish koeffitsienti deb ataladi. kN_0 ta ion bu fotoeffekt jarayoni natijasida n_{el} ta erkin elektron hosil qilsa, u holda:

$$\gamma = \frac{n_{el}}{kN_0} \quad (1.4)$$

bunda γ – sirt ionizatsiyasi koeffitsientidir. $n_{el} = \gamma kN_0$ ta elektron o'z navbatida gaz atomlarini ionlashtirib, yana $k(\gamma kN_0) = \gamma k^2 N_0$ ta juft ion vujudga keltiradi, bular ham fotoeffekt jarayonida qatnashib, katoddan $\gamma k^2 N_0$ ta erkin elektron urib chiqaradi.

Shu tariqa schyotchikdagi har ikki jarayon natijasida juft ionlarning umumiy soni:

$$N = kN_0 + \gamma k^2 N_0 + \gamma^2 k^3 N_0 + \dots = kN_0(1 + \gamma k + \gamma^2 k^2 + \dots)$$

ga yetadi.

Bu ifodani γ ning qiymati juda kichikligidan:

$$N = N_0 \frac{k}{1 - \gamma k} \quad (1.5)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Chunki k uncha katta bo'lmaganda ($k < 10^4$) γk ning qiymati birdan kichik. (1.5) dagi

$$K = \frac{k}{1 - \gamma k} \text{ nisbat gaz kuchaytirishning to'la koeffitsientidir.}$$

$\gamma k \ll 1$ bo'lganda barcha kuchaytirish schyotchikdagi asosiy jarayon hisoblanuvchi birlamchi jarayondan iborat bo'ladi va $K \approx k$ bo'lib qoladi.

Proporsional schyotchik ma'lum vaqt oralig'ida navbatdagi ionlashtiruvchi zarrani sezmaydi, natijada bu zarra hisobga olinmaydi. Schyotchikka tushgan dastlabki zarra vujudga keltirgan jarayonlar batamom tugallanishi uchun zarur bo'lgan bu vaqt oralig'ini *schyotchikning "o'lik" vaqti* deyiladi. Bu vaqt nisbatan katta, 10^{-4} s ga yaqin.

Schyotchiklarni ulash sxemasidagi R qarshilikning qiymatini tanlash yo'li bilan (1.2-rasm) schyotchik impulsi-ning kengligi va shaklini o'zgartirish mumkin, bu vaqt doimiysi RC ning qiymatini o'zgartirgan bo'lamiz. Shu tariqa schyotchik sekundiga 10^7 tacha zarrani qayd qila oladi.

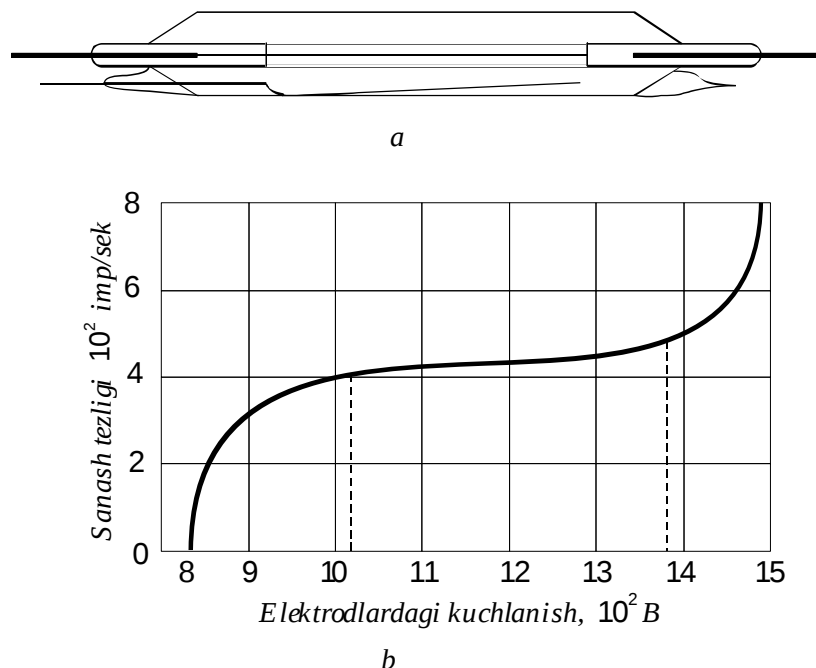
Nurlanish intensivligi va sxemaning sezgirligi doimiy bo'lgan holdagi impulslarini sanash tezligining elektrod-dagi kuchlanishga bog'liqligi *sanash xarakteristikasi* deyiladi. Qo'yilgan kuchlanish $U > U_0$ (U_0 – ma'lum kuchlanish) bo'lganda sanash xarakteristikasining gorizontaal qismiga ega bo'lamiz. Bu yerda sanash tezligi o'zgarishsiz qoladi. Schyotchik xarakteristikasining bu qismi har xil zarra uchun har xil bo'ladi. Masalan, β -zarralar uchun α -zarralarga qaraganda, yuqoriroq kuchlanishga to'g'ri keladi. Proporsional

schyotchikning effektivligi 100% bo'lishi uchun, u sanash xarakteristikasining gorizontaal qismida ishlashi kerak, shunda barcha zaryadlangan zarralarni qayd qila oladi. Shuni ham aytib o'tish kerakki, proporsional schyotchikdagi barcha elektronlarning musbat elektrodga yetib borishi katta ahamiyatga ega. Buning uchun schyotchikda elektronlarning molekulalarga yopishishi juda kam bo'lgan gazlar ishlatilishi kerak. Shu yo'l bilan manfiy og'ir ionlar hosil bo'lishining oldi olinadi.

1.7. Geyger-Myuller schyotchigi

Geyger-Myuller schyotchigi silindrik shaklda (1.3-rasm) bo'ladi. Schyotchik korpusi katod vazifasini, o'rtadagi sim esa anod vazifasini bajaradi. Bu schyotchik bilan α -, β - va γ -nurlarni qayd qilish mumkin.

Proporsional schyotchiklarda gaz razryadi faqat gaz hajmida ro'y beradi, unda oldin birlamchi ionlanish va keyin elektronlar to'dasi hosil bo'ladi. Agar kuchlanishni oshiraversak, o'z-o'zidan razryadlanish sohasiga yetamiz. Bu sohada uyg'ongan molekulalar soni ortadi va shunga bog'liq ravishda chiqarilayotgan fotonlar soni, demak, fotonlar ta'sirida katoddan va gaz molekulalaridan urib chiqariladi-gan fotoelektronlar soni ham ortadi. Ular, o'z navbatida, birlamchi ion va elektronlar yetib bora olmagan gaz hajmida elektron to'dasini boshlab beradi. Shunday qilib, kuchlanish ortishi bilan gaz razryadi schyotchikning butun hajmiga yoyiladi.



1.3-rasm. a) Silindrik Geyger-Myuller schetchigining tuzilishi, b) schetchikning sanash xarakteristikasi.

Boshlang'ich kuchlanish (U_0)da gaz razryadi schyotchikning butun hajmini egallaydi. Gazning o'z-o'zidan razryadlanishi uchun zarur bo'lgan shartlardan biri fotonlar ta'sirida har bir birlamchi elektron uchun eng kamida bittadan ikkilamchi elektron hosil bo'lishidir. Ma'lumki, elektronlarning fotoelektr yo'li bilan urib chiqarilish ehtimolligi juda kam. Modomiki, shunday ekan, gazning o'z-o'zidan razryadlanishi uchun har bir birlamchi elektron ta'sirida eng kamida 10^4 ta foton hosil bo'lishi kerak. Bu shartni bajarish uchun schyotchikka proporsional sohadagiga nisbatan kattaroq kuchlanish beriladi. Ana shu usulda ishlaydigan schyotchiklar ingliz olimlari Geyger va Myuller nomi bilan *Geyger-Myuller schyotchiklari* deb ataladi.

Shunday qilib, schyotchikka tushgan zaryadli zarra elektron to'dasi hosil qiladi; bu to'da o'z navbatida musbat elektrodga urilib, undan fotonlar chiqaradi, fotonlar esa ikkilamchi elektronlarni urib chiqaradi va hokazo. Jarayon shu yo'sinda davom etib, birlamchi ionlanish so'nmas gaz razryadini hosil qiladi. Lekin bu tipdagi Geyger-Myuller schyotchigini shu holda ishlatib bo'lmaydi, chunki u tashqaridan tushayotgan yangi zarralarga alohida razryad bermaydi va ularga befarq bo'lib qoladi. Bunday schyotchiklardan foydalanish mumkin bo'lishi uchun gaz razryadini o'chirish kerak. Gaz razryadini o'chirish usuliga qarab Geyger-Myuller schyotchiklari ikki guruhga bo'linadi: o'zi o'char va o'zi o'chmas schyotchiklar. O'zi o'char schyotchiklarni argon bilan havo yoki spirt bug'lari aralashmasi kabi ko'p atomli gaz bilan to'ldiriladi. Natijada, birinchidan, yutish qobiliyati katta bo'lgan gaz molekulalari fotonlarni tutib qoladi, fotoelektronlar faqat anoddagi yupqa qatlam-dan urib chiqariladi. Ikkinchidan, musbat ionlar katod tomon harakatlanganda spirt bug'larining molekulalari bilan to'qnashib, neytrallashadi, shu sababdan elektron emis-siyasini hosil qila olmaydi va faqat uyg'ongan holatda qoladi, keyin esa, dissotsiyanadi. Shu tariqa o'zi o'char schyotchiklarda razryad bir bosqichli xarakterda bo'lib, taxminan 10^{-4} – 10^{-5} s da o'chadi.

O'zi o'chmas schyotchiklarda razryadni R qarshilik va unga qo'yilgan U kuchlanish yordamida o'chiriladi. Shunday qarshilik tanlab olinadiki, bunda vaqt doimiysi $\tau=RC$ musbat ionlarning anoddan katodga qarab yurish vaqtidan taxminan yuz baravar katta bo'ladi. Gaz razryadi boshlangandan keyin qarshilikdagi kuchlanish kamayib boshlang'ich kuchlanishdan ham kam bo'lib qoladi: $U < U_0$. Yig'uvchi elektrodning bu kuchlanishi taxminan 10^{-2} s saqlanib turadi. Birinchi to'daning musbat ionlari katodga 10^{-1} s da yetib kelib, gazda fotoelektronlar hosil qiladi. Lekin $U < U_0$ bo'lgani uchun gazda o'chuvchi gaz razryadi vujudga kelib, schyotchikdagi razryad

10^{-2} s da o'chadi va schyotchik yangi zarrani qabul qilishga tayyor bo'ladi.

O'zi o'chmas schyotchiklarga geliy, neon, argon va boshqa gazlar, o'zi o'char schyotchiklarga esa odatda, argonga metan, etan va spirt bug'lari qo'shib to'ldiriladi. Geyger-Myuller schyotchigining boshlang'ich kuchlanishi gazning tabiatiga va bosimiga bog'liq. Bosim ortishi bilan elektronlarning gazdagi o'tish yo'li qisqaradi. Natijada elektron gaz molekulalari bilan ikki to'qnashish oralig'ida elektr maydonidan kam energiya oladi. Energiyani oshirish uchun yuqori kuchlanish kerak bo'ladi.

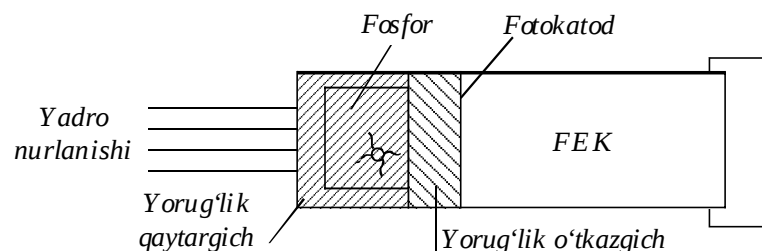
Geyger-Myuller schyotchigining boshlang'ich kuchlanishi har xil gazlar va o'lchamlar uchun har xil bo'lib 600-1300 volt oralig'idadir. Bu schyotchikdan foydalanilganda elektrodlar orasidagi kuchlanishga katta ahamiyat berish kerak, chunki schyotchikning sanash tezligi berilgan kuchlanishga bog'liq bo'ladi.

II-BOB. SSINTILLYATSION DETEKTOR VA ULARNING ISHLATILISHI

2.1. Ssintillyatsiya usuli

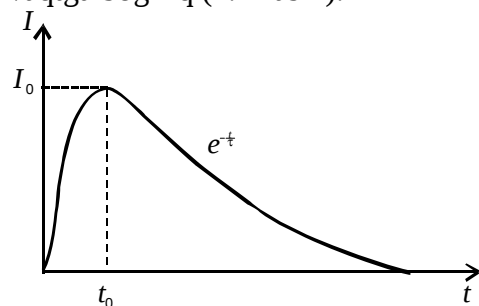
Lyuminesensiyaning xususiyatiga ega bo'lgan muhitdan zarra o'tganda, qisqa muddatli kuchsiz yorug'lik nuri paydo bo'ladi. Bu yorug'lik nuri ssintillyatsion schyotchikda qayd qilinadi. Bu usulni 1903 yilda Vilyam Kruks taklif qilgan. Gaz to'ldirilgan detektorda asosiy rolni yadro nurlanishi ta'sirida vujudga keladigan elektr zaryadlari o'ynasa, ssintillyatsiya schyotchigida nurlanishni qayd qilish o'tgan zarra yo'lidagi atom va molekulalarning uyg'onishiga asoslanadi. Uyg'ongan atomlar juda qisqa vaqt 10^{-6} – 10^{-8} s yashaydi va elektromagnit nur chiqarib, asosiy holatiga qaytadi. Fosforda bu nurlanish chastotasi spektrining bir qismi yorug'lik sohasiga to'g'ri keladi. Shuning uchun zaryadlangan zarra bu muhitdan o'tganda kuchsiz yorug'lik nuri tarqaladi. Shular asosida ssintillyatsiya schyotchiklari yasaladi.

1934 yilda L.A.Kubetskiy tomonidan yaratilgan fotoelektron kuchaytirgich (FEK) mazkur schyotchiklarda ishlatila boshlagach, schyotchiklarning afzalligi ortib ketdi. Zamonaviy ssintillyatsion schyotchikning qanday qismlardan tuzilganligi 2.1-rasmda ko'rsatilgan. Ssintillyatsiya schyotchiklarining sifati va qo'llanilishi sohasi ko'p jihatidan unda ishlatiladigan fosfor-kristallning muayyan xossasiga, chunonchi, konversiya xususiyatiga, boshqacha aytganda, yutilgan zarra energiyasini yorug'lik energiyasiga aylantira olish xususiyatiga bog'liq. Fosfor-kristall yutilgan zarra energiyasining bir qismini yorug'lik energiyasiga aylantiradi. NaI(Tl) kristallining bu qobiliyati kuchliroq; u yutilgan energiyaning undan bir qismini yorug'lik energiyasiga aylantiradi.



2.1-rasm. Ssintillyatsiya schetchigi.

Fosforning yorug'lik chiqarish darajasining yutilgan har xil zarralar energiyasiga bog'liqligi katta ahamiyatga ega. Ko'pchilik fosforlar yutilgan energiyaga proporsional ravishda yorug'lik energiyasi chiqaradi. Ammo bunday proporsionallikning og'ir zarralarga daxli yo'q; masalan, α -zarra uchun bunday bog'lanish chiziqli bo'lmagan qonunga buysunadi. Fosforning yorug'lik chiqarish intensivligi (I) vaqtga bog'liq (2.2-rasm).



2.2-rasm. Fosfordagi yorug'lik intensivligining vaqt bo'yicha o'zgarishi.

Fosfor-kristallga zarra tushgan sari uyg'ongan atomlar yig'ila boradi. Zarra kristall ichida batamom to'xtamasdanoq atomlarning bir qismi fotonlar chiqarib, asosiy holatiga qaytadi. Zarra sekinlashgan sayin uyg'ongan atomlar soni va fosforning nurlanish intensivligi tobora ortadi. Taxminan $t_0=10^{-12}$ s dan keyin yorug'lik intensivligi eng yuqori darajaga yetadi. Bu vaqt ichida zarba batamom to'xtaydi. Uyg'ongan atomlar sonining kamayishi yorug'lik intensivligining nisbatan sekin pasayishiga olib keladi. Bu jarayon $t>t_0$ vaqtga to'g'ri keladi

(2.2-rasmga qaralsin). Umuman intensivlik quyidagicha ifodalanadi:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.1)$$

bu yerda t – ma'lum t_0 momentdan so'ng boshlanadigan vaqt; τ – uyg'ongan atomlarning o'rtacha yashash vaqti; u fosforning yorug'lik tarqatib bo'lish vaqti deb ataladi. τ ning qiymati qanchalik kichik bo'lsa, fotoelektron ko'paytirgich-da hosil bo'ladigan impuls shunchalik qisqa, binobarin, schyotchikning ajratish qobiliyati shunchalik yaxshi bo'ladi. Fosforning qayd qilish effektivligi har xil zarra uchun har xil. Masalan, zichligi va atom nomeri katta bo'lgan fosfor γ -nurlarni yaxshi qayd qiladi-yu, tez neytronlar uchun yaramaydi.

Ssintillyatsion schyotchiklarda ishlatiladigan fosfor-kristallning xillari juda ko'p. Ulardan asosiylari 2.1-jadvalda berilgan.

Ba'zi fosforlarning xossalari

2.1-jadval

Fosfor	Zichligi (g/sm^3)	Chiqariladigan yorug'likning o'rtacha to'lqin uzunligi (E)	Yorug'lik chiqarish vaqti (s)
Antratsen	1,25	4400	$2,7 \times 10^{-8}$
Stilben	1,25	4100	$(3 \div 7) \times 10^{-8}$
Terfenil	–	4500	–
a) ksilolda	–	4500	–
b) polistirolda	1,1	3900-4300	5×10^{-9}
NaI(Tl)	3,67	4100	$2,5 \times 10^{-7}$
ZnS(Ag)	4,1	4500	1×10^{-5}

Fosfordagi yorug'likni tok impulsiga aylantirish uchun fotoelektron ko'paytirgichdan foydalaniladi. FEK elektro-vakuum asboblardan bo'lib, elektronlar oqimini fotoeffekt

hodisasiga asoslangan holda kuchaytiriladi. Fotokatod va turli kuchlanish ostida bo'lgan bir qancha elektrod (dinod) yordamida dastlabki elektronlar tezlashtiriladi, natijada ular dinodlar yuzasidan urib chiqarilgan ikkilamchi, uchlamchi va hakozi elektronlar bilan birgalikda kuchli elektron oqimi – tokni hosil qiladi. Hosil bo'lgan barcha elektronlar FEK ning oxirgi elektrod (anod)ida to'planib, tok impulsini vujudga keltiradi. FEK larda elektronlar sonining ortishi kuchaytirish koefitsienti bilan ifodalanadi. To'la kuchaytirish koefitsienti $K=k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \dots k_n$ bo'ladi; bu yerda $k_1, k_2, \dots, k_n$ – birinchi, ikkinchi va hakozi ketma-ket dinodlardagi kuchaytirish koefitsientlari.

Zaryadlangan zarralarni qayd qilish. Zaryadlangan zarralarni qayd qilishda fosforlarning barcha xili qo'llanilishi mumkin. Lekin zaryadlangan zarrlarni, ayniqsa og'ir zarralarni qayd qilishdagi o'ziga xos qiyinchilik zarralarning kristall devoridan o'ta olmasligidir. Shuning uchun ham og'ir zarralar, odatda, ionizatsion kamera yoki proporsional schyotchiklar yordamida tekshiriladi. Zaryadlangan zarra-larni qayd qilishda asosan organik monokristallar qo'llanila-di. Qayd qilish effektivligi bunday zarralar uchun 100% ga yaqin.

Gamma-nurlarni qayd qilish. Gamma-nurlarni qayd qilishda ssintillyatsion schyotchiklar boshqa detektorlarga, masalan, Geyger-Myuller schyotchiklariga qaraganda yaxshiroq natija beradi. Shuning uchun ular bu ishda juda keng qo'llanilmoqda. γ -kvantlarning fosfor moddasi bilan o'zaro ta'siri elektronlarning zichligi va γ -kvantning energiyasi orqali belgilanadi. Ana shuning uchun ham γ -kvanlarni qayd qilishda katta zichlikka ega va o'rtacha tartib nomeri (Z) katta bo'lgan fosforli ssintillyatsion schyotchiklar ishlatiladi.

Neytronlarni qayd qilish. Tez neytronlar ssintillyatsiyani bevosita vujudga keltirmaganligidan ularni qayd qilish ancha qiyin. Tez neytronlar elastik bo'lgan yadro to'qnashuvlarida energiyasining ma'lum qismini yadrolarga, ko'proq qismini massasi o'zinikiga teng bo'lgan zarralarga, masalan,

protonlarga beradi. Ssintillyatsiyani yadrolar tug'diradi. Shuning uchun bunday neytronlarni qayd qilish-da vodorodli ssintillyatorlar, masalan, organik kristallardan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Energiyasi kichik bo'lgan neytronlar (sekin neytronlar)ni qayd qilishda esa qo'shimcha yadro reaksiyalaridan foydalaniladi.

Hozirgi paytda zaryadli va zaryadsiz zarralarni qayd qilish uchun gaz, suyuq va qattiq holatlardagi organik va noorganik ssintillyatorlar ishlatiladi. Eng ko'p tarqalgan ssintillyatorlarning tavsiflari 2.2-jadvalda keltirilgan

2.2. Organik va noorganik ssintillyatorlarning fizik xususiyatlari

Noorganik ssintillyatorga sernistli rux (ZnC), ftorli kaltsiy (GaF_2), volframli kaltsiy va kadmiylarni (CaWO_4 , CdWO_4) kiritish mumkin. Noorganik ssintillyatorlar o'tkaz-movchilar (izolyatorlar) hisoblanadi. Noorganik kristallarga maxsus aralashmalar kiritilsa, uning chaqnash markazi kattalashadi va xossasi yanada yaxshilanadi. Xuddi shunday kristallarga ZnC, NaI(Tl) kristallarini kiritish mumkin.

Noorganik ssintillyatorlarda chaqnash hodisasi va uning yorqinligi ionizatsiya zichligiga bog'liq bo'ladi. Ya'ni, $\Delta E/\Delta x$ ga bog'liq bo'lar ekan. Ba'zi bir noorganik kristallarning xossalari 2.2-jadvalda keltirilgan.

2.2-jadval

T/ r	Kristall	Zichlik, g/sm^3	Lyuminestsensiya spektridagi maks	τ mks	C_{EF}	χ/χ_v
1	NaI(Tl)	3,67	4100	0,25	1,0	0,5
2	CsI(Tl)	4,51	5600	0,7	0,3	0,5
3	KI(Tl)	3,13	4100	1,0	0,2	0,6
4	LiI(Tl)	4,06	~4400	1,2	0,7	~1
5	ZnC(Ag)	4,09	4500	0,1-10	1,0	~1
6	CaF_2	3,18	2500	0,2	0,15	<1

7	CaWO ₄	6,10	4300	1,0	~0,5	<1
---	-------------------	------	------	-----	------	----

ZnC(Ar) kristallida chaqnash vaqti 10^{-5} s ni tashkil qiladi.

Noorganik kristallar orasida NaI(Tl) kristallari o'zining xossalari bilan tubdan ajralib turadi. Ayniqsa, bu kristallarning ustunlik tomoni shundan iboratki, ulardan katta o'lchamda (200-300 mm) kristallar tayyorlash mumkin.

CsI(Tl) kristalli ssintillyatorlarni ishlatish uchun juda qulay bo'lib, ulardan katta o'lchamdagi monokristallar tayyorlash mumkin. CsI(Tl) kristallida chaqnash vaqti ionizatsiya zichligiga bog'liq.

CsI(Tl) kristalli, NaI(Tl) kristallari katta atom tartibiga ega bo'lib, gamma-nurlanishlarni qayd qilishda detektorning effektivligi juda ham yuqori bo'ladi.

Ko'pgina organik aralashmalar chaqnash hodisasini berish xossalari ega. Organik aralashmalar orasida uglevodorodlar muhim o'rin tutadi. Organik ssintillyatorlar monokristallar ko'rinishida tayyorlanadi. Bularga misol tariqasida stilben, antratsen, tolan va boshqalarni keltirish mumkin. Organik kristallar suyuq va qattiq aralashmalar ko'rinishida tayyorlanadi. Noorganik ssintillyatorlarning organik ssintillyatorlardan farqi shundaki, fotonlarning chaqnashi uyg'ongan molekulalarda elektronlarning o'tishi bilan bog'liq. Organik ssintillyatorlarda chaqnash vaqti juda kichik bo'lib, u 10^{-8} - 10^{-9} sekundlar atrofida.

Organik ssintillyatorlarda chaqnash jarayoni asosan 3 ta jarayonda boradi: zaryadli zarralar tomonidan molekulalar-ning uyg'onishida 10^{-12} - 10^{-10} sekund; uyg'onish energiyasi-ning megiratsiya holatida 10^{-9} sekund; lyuminesensiya fotonlarining chaqnashida 10^{-8} - 10^{-9} sekund.

Bizga ko'pgina organik kristallar ma'lum bo'lib, ularning ba'zi bir xususiyatlari 2.3-jadvalda keltirilgan.

2.3-jadval

T/r	Ssintillyatorlar	Zichlik,	Lyuminesen-	τ_d , ns	τ_m , ns	χ_b/χ_v
-----	------------------	----------	-------------	---------------	---------------	-----------------

		g/sm^3	siya spektridagi maks.			
1	Antratsen (C ₁₄ H ₄₀)	1,25	4450	30	400	0,1
2	Stilben (C ₁₄ H ₁₂)	1,16	4100	6	400	0,1
3	Naftalin (C ₁₀ H ₈) Suyuq Ssintillyatorlar:	1,15	3450	70	-	0,1
4	p-terfenil ksilolda	-	4000	2	-	0,1
5	2,5-difeniloksazol Toluolda Plastik Ssintillyatorlar:	-	3800	3	-	0,1
6	Tetrafenilbutadien Polistirolida	1	-	4	-	0,0 9
7	p-terfenil Polistirolida	1	4000	2	-	-

Hozirgi vaqtda fizik eksperimentlarda stilben va antratsenlardan tayyorlangan ssintillyatorlar juda keng qo'llanilmoqda. Organik ssintillyatorlar o'rtasida antratsen-dan tayyorlangan ssintillyator konversion antratsen o'ta mustahkam kristall hisoblanadi. Haroratning tez o'zgarishi bilan unda yorug' paydo bo'lish mumkin.

Stilben juda kichik chaqnash vaqtiga ega ($\tau=6 \cdot 10^{-9}$ sekund) ammo, yuqori effektivlikka ega. Stilben kristallarini juda katta o'lchamlarda o'stirish imkoniyati mavjud. Bundan tashqari stilben kristallarini qayta ishlash juda ham qulay.

Suyuq ssintillyatorlar qattiq ssintillyatorlarga nisbatan qulayliklarga ega. Birinchidan, suyuq ssintillyatorlarni katta hajmlarda tayyorlash mumkin. Suyuq ssintillyatorlarni tayyorlash juda qulay va arzon. Tajribada hajmi bir necha ming metr kub bo'lgan suyuq ssintillyatorlar tayyorlangan. Suyuq ssintillyatorlarga xohlagan moddani va suyuqlikni aralashtirish juda qulay.

Plastik ssintillyatorlar bular organik ssintillyatorlardan tayyorlangan qattiq holatdagi aralashmalardir. Plastik ssintillyatorlarning suyuq ssintillyatorlarga nisbatan ustunligi shundan iboratki, yaxshi optik xususiyatga va keng harorat intervalida ishlash qobiliyatiga ega. Ba'zi bir ssintillyatorlarni – 200 dan +700°C harorat oralig'ida ishlatish mumkin. Plastik ssintillyatorlarni ham oddiygina usul bilan qayta ishlash mumkin.

Plastik ssintillyatorlarda yorug'likning hosil bo'lish mexanizmi ionizatsiya zichligiga bog'liq. Haroratning pasayishi bilan ionizatsiya harorati ikki marotabagacha oshishi mumkin.

Plastik ssintillyatorlar radiatsiyaga juda ham chidamli.

2.3. Fotoelektron kuchaytirgichlar va ularning xossalari

Fotoelektron kuchaytirgichlar (FEK) bular elektro-vakuum asboblardir. Fotoelektron kuchaytirgich yordamida kuchsiz chaqnashlarni qayd qilish mumkin.

Fotoelektron kuchaytirgichning asosiy qismini fotokatod, dinodlar tizimi va anod tashkil qiladi. Yorug'lik fotonlari fotoeffekt natijasida fotoelektron kuchaytirgichning katodi-dan elektronlar urib chiqaradi. Hosil bo'lgan elektronlar dastlab birinchi keyin ikkinchi va hakoza dinodlardan elektronlarni urib chiqarib bir necha marotaba kuchaygan elektronlar oqimi anodga kelib tushadi va anod tokini hosil qiladi. Fotokatod, dinodlar va anod hammasi shishadan yasalgan vakuum kolbasiga joylashgan bo'ladi.

Fotoelektron kuchaytirgichlarda murakkab fotokatodlar ishlatilib uning toza metallardan farqi shundaki, yorug'lik-ning ko'rinish diapazonida juda yuqori sezgirlik qobiliyatiga ega. Xuddi shuningdek, ultrabinafsha va infraqizil diapazon-larida ham. Fotokatodlar odatda yarim yarqiroq ko'rinishda tayyorlanadi. Fotokatodlar effektivligi odatda konversion

effektivligi, integral effektivligi yoki spektral sezgirliги bilan baholanadi.

Samarqand davlat universiteti fizika fakulteti yadro fizika kafedrası yadro fizika laboratoriyasida ssintillyatsion spektrometrda ishlatiladigan foto-elektron kuchaytirgich-ning umumiy sxemasi 2.1-rasmda keltirilgan.

2.4. Fotoelektron kuchaytirgichlarning asosiy tavsiflari

Fotoelektron kuchaytirgichlarning asosiy tavsiflaridan biri bo'lib *kuchaytirish koeffitsienti* hisoblanadi. Fotoelektron kuchaytirgichning kuchaytirish koeffitsienti quyidagi formula orqali hisoblab topiladi:

$$M = \alpha \delta^n$$

bu yerda θ – dinodlar yordamida ikkilamchi elektronlarni xarakterlovchi koeffitsient; n – dinodlar soni; δ – dinodlar-dagi kuchaytirish koeffitsienti.

Bir dinoddan ikkinchi dinodga elektronlar oqimining fokuslanishi dinodlarning shakliga bog'liq. Albatta dinodlar-ga beriladigan kuchlanishlar farqiga ham bog'liq bo'ladi.

Oddiy fotoelektron kuchaytirgichlarda anod toki taxminan 10^{-9} amperlarga teng bo'ladi. Anodda hosil bo'luvchi tokning qiymati yorug'lik chaqnashining intensivligiga proporsionaldir va chaqnash vaqtiga esa teskari proporsionaldir.

Fotokuchaytirgichning stabilligi fotokuchaytirgichlarga qo'yilgan asosiy talablardan biri hisoblanadi. Fotokuchaytirgichlarning stabilligi kuchaytirish koeffitsientiga ham bog'liqdir. Kuchaytirish koeffitsienti ichki va tashqi effektlarga bog'liq. Yuqori kuchlanish manbai orqali fotokuchaytirgichlarga tok berilganda kuchaytirish koeffitsienti bir necha marotaba ortadi va asta-sekin maksimum-ga yetib keyin yana dastlabki holatiga qaytadi.

Kuchaytirish koeffitsienti ko'pgina tashqi effektlarga bog'liq bo'lib, ular harorat, kuchlanish va magnit maydon-

laridir. Magnit maydoni fotokuchaytirgichlarda ionlarning diodlarda fokuslanishida katta xalaqit beradi. Xuddi shuningdek, Yerning magnit maydoni ham fotokuchaytirgichlarning ishlash jarayoniga katta ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun ham fotokuchaytirgichlar ekranlashtiriladi.

Fotokuchaytirgichlarning shovqini. Fotokuchaytirgichlar to'la qorong'ulashtirilganda ham kuchlanish tagida bo'lganda hamma vaqti impulslar shovqini bo'ladi. Bu shovqinlar quyidagi effektlar natijasida hosil bo'ladi: fotokatod va dinodlar termoelektron emissiyasi natijasida; oqayotgan tok fluktuatsiyasi natijasida; avtoelektronemis-siyasi natijasida; ion va optik teskari bog'lanishida va radioaktivlik natijasida.

Bu hosil bo'luvchi shovqinlar past intensivlikka ega bo'lgan yorug'lik chaqnashlarini qayd qilishga xalaqit beradi.

III-BOB. YARIMO'TKAZGICHLI MODDALARNING XOSSALARI TO'G'RISIDA ASOSIY MA'LUMOTLAR

3.1. Yarimo'tkazgichli moddalarning xususiyatlari

O'tkazgichlar ham xuddi metallar singari, elektron o'tkazgichlar hisoblanadi. Bunday o'tkazgichlarda elektr toki hech qanday kimyoviy o'zgarishlar bilan sodir bo'lmay-di. Ammo ayrim o'tkazgichlar zaryad tashuvchilar aralash-masi harorat ortishi bilan kuchli ravishda ortib boradi. Bunday o'tkazgichlarning solishtirma qarshiligi past haroratlarda juda katta bo'lib, ular o'tkazmovchilar (izolyator) deb ataladi. Biroq harorat ko'tarilishi bilan ularning solishtirma qarshiligi kuchli ravishda ko'tarilib va yuqori haroratlarda esa haddan tashqari kichik bo'ladi. Bunday moddalar-ga *elektron yarimo'tkazgichlar* deyiladi. Ko'plab elementlar kremniy (Si), germaniy (Ge), selen (Se) va boshqalar, mis oksidi (Cu_2O), qo'rg'oshin sulfid (PbS) hamda boshqa ko'p-lab kimyoviy birikmalar yarimo'tkazgichlarga kiradi. Tajriba-da olingan natijalar shuni ko'rsatadiki, o'ta sof kremniyda xona haroratida elektronlar aralashmasi $10^{17}/\text{m}^3$ dan kam, uning solishtirma qarshiligi esa $10 \text{ Om}\cdot\text{m}$ bo'ladi. Biroq 700°C haroratda undagi elektronlar aralashmasi $10^{24}/\text{m}^3$ gacha ortib, solishtirma qarshiligi $10^{-3} \text{ Om}\cdot\text{m}$ gacha kamayadi.

Yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar aralashmasi-ning haroratga kuchli bog'liq bo'lishi shuni ko'rsatadiki, o'tkazuvchanlik elektronlari issiqlik harakati tufayli sodir bo'lar ekan. Yarimo'tkazgichlarda atomlardan elektronlarni chiqarishligi va ularning o'tkazuvchanlik elektronlariga aylanishi uchun atomlarning o'zaro ta'siri yetarli bo'lmaydi. Buning uchun hatto zaif bog'langan elektronlarga ham biror qo'shimcha energiya berish kerak bo'ladi. Bu beriladigan qo'shimcha energiya issiqlik harakati energiyasidan olinadi.

Kristall harorati ortganda, panjaraning issiqlik tebra-nishlari ba'zi valent bog'lanishlarining buzilishiga olib keladi. Natijada avval valent bog'lanishlarning hosil bo'lishida qatnashgan elektronlarning bir qismi uzib olinadi va o'tkazuvchanlik elektronlariga aylanadi. Elektr maydon mavjud bo'lganda, ular maydonga qarama-qarshi harakatlanib, elektr tokini hosil qiladi. Har bir valent bog'lanishning yo'qolishi, bog'lanishi bo'lmagan bo'sh o'rinning paydo bo'lishiga olib keladi. Bog'lanish elektronlari bo'lmagan bunday bo'sh o'rinlar *teshiklar* deb ataladi. Yarimo'tkazgich kristallarida teshiklarning yuzaga kelishi zaryad ko'chirish uchun qo'shimcha imkon yaratishi mumkin. Teshik mavjud bo'lganda bog'lanish elektronlardan birortasi teshik o'rniga o'tishi mumkin. Natijada normal bog'lanish tiklanib, buning o'rniga boshqa joyda teshik paydo bo'ladi. Yangi teshikcha o'z navbatida bog'lanish elektronlardan boshqasiga o'tishi mumkin va hakoza. Bu jarayon davom etib, natijada tok-ning hosil bo'lish jarayonida faqat o'tkazuvchanlik elektronlari emas, balki bog'lanish elektronlari ham qatnashadi. Bu elektronlar ham o'tkazuvchanlik elektronlari singari asta-sekin elektr maydonga qarshi ko'chib boradi. Bu paytda teshiklar ularga qarama-qarshi, ya'ni elektr maydon yo'nalishida harakat qiladi. Bu jarayonga *teshik o'tkazuvchanlik* deyiladi. Harakat qancha yuqori bo'lsa, yarimo'tkazgichlardan ajralgan ozod elektronlar soni, ya'ni o'tkazuvchanlik elektronlari holatidagi elektronlar soni shuncha ko'p bo'ladi.

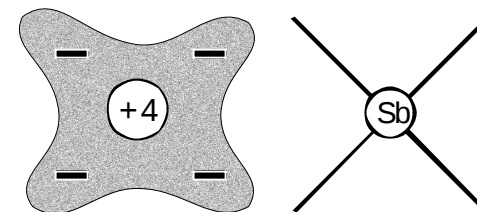
Agar elektronlarni uzib olish energiyasi shu kristall mavjud bo'ladigan sohadagi barcha haroratlarda issiqlik harakatining o'rtacha (kT) energiyasiga nisbatan katta bo'lsa, u holda o'tkazuvchanlik elektronlari yetarlicha miqdorda hosil bo'lmaydi. Biz yuqorida ko'rib o'tdikki, bunday kristallar *o'tkazuvchilar* deb nom olgan edi.

3.2. Yarimo'tkazgichlarning xususiy

elektr o'tkazuvchanligi

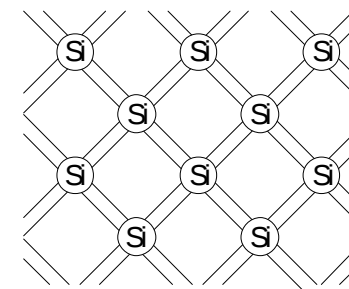
Yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchi elektronlarning hosil bo'lish jarayonini kremniy va germaniy misolida qaraylik. Ma'lumki, kremniy atom yadrosining zaryadi (Z)+14 ga va atom tarkibida 14 ta elektron mavjud. Shu elektronlardan 4 tasi zaif bog'langan bo'lib, ular kimyoviy reaksiyalarda qatnashadi va kremniyning 4 valentligini ifodalab, bu elektronlar valent elektronlari deb ataladi. Qolgan 10 ta elektron esa atomning asosini tashkil qiladi.

Kremniy panjara-sida atomlar shunday joylashgan bo'ladiki, har bir atom o'ziga yaqin 4 ta atom bilan o'ralgan. Kremniy kristallida atomlar joylashishini quyidagi ko'rinishda berish



3.1-rasm. Kremniy atomi va uning to'rt bog'lanishi.

mumkin (3.2-rasm). Bu ko'rinish juda past haroratda sof germaniyga tegishlidir. Bunda barcha valent elektronlar atomlar orasidagi bog'lanishda qatnashib, elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok etmaydi. Ikki qo'shni atomlar-ning bog'lanishi elektron juftlariga bog'liq bo'ladi. Unga *juft elektron bog'lanish* yoki *valent bog'lanish* deyiladi.

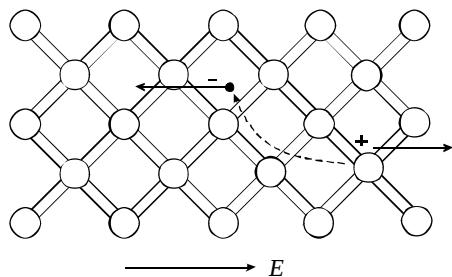


3.2-rasm. Kremniy kristallida juft elektron bog'lanishlar.

Kristall harorati ortganida panjaraning issiqlik tebranishlari ba'zi valent bog'lanishlarning buzilishiga olib kelar ekan. Natijada avval valent bog'lanishlarning hosil bo'lishida qatnashgan elektronlarning bir qismi uzib olinib, ular o'tkazuvchanlik elektronlariga aylanadi.

Elektr maydon mavjud bo'lganda ular maydonga qarama-qarshi harakatlanib, natijada elektr tokni hosil qiladi. Biroq o'tkazuvchanlik elektronlari yordamida zaryad ko'chirish jarayonidan tashqari, elektr o'tkazuvchanlikning boshqa xususiyati ham mavjud. Bu shunday xususiyatki, har bir valent bog'lanishning yo'qolishi bog'lanishi bo'lmagan bo'sh o'rinning paydo bo'lishiga olib keladi.

Bog'lanish elektronlari bo'lmagan bunday bo'sh o'rinlar teshiklar nomini olgan edi (3.3-rasm). Yarimo'tkazgich kristallida teshiklarning yuzaga kelishi zaryad ko'chirish uchun qo'shimcha imkon yaratishni ko'rish qiyin emas. Haqiqatdan ham, teshik mavjud bo'lganda, bog'lanish elektronlardan birortasi teshik o'rniga o'tishi mumkin. Natijada, bu joyda normal bog'lanish tiklanib buning o'rniga boshqa joyda teshik paydo bo'ladi. Yangi teshikka o'z navbatida bog'lanish elektronlaridan boshqasi o'tishi mumkin va hakoza.

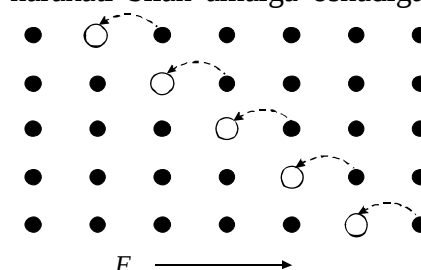


3.3-rasm. Kremniy panjarasida elektron o'tkazuvchanlik va teshikning paydo bo'lishi.

Bunday jarayon ko'p martalab davom ettirilib, buning natijasida tokning hosil bo'lishida faqatgina o'tkazuvchanlik elektronlari qatnashibgina qolmay, balki bog'lanish elektronlari ham ishtirok etadi. Bu elektronlar ham o'tkazuvchanlik elektronlari singari asta-sekin elektr maydoniga qarshi ko'chib boradi. Teshiklarning o'zi xuddi musbat zaryadlangan zarralar harakatlanganidek kuchayadi (3.4-rasm). Bu jarayon *teshik o'tkazuvchanlik* deb nom olgan. Yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik ikki turli jarayoni mavjud bo'lib, ular o'tkazuvchanlik elektronlarning harakati bilan amalga oshadigan elektron

o'tkazuvchanlik va teshiklar harakati bilan amalga oshadigan teshik o'tkazuvchanliklardir.

Elektronlarning bog'langan holatdan erkin holatga o'tishlari bilan bir qatorda teskari o'tishlar ham bo'ladi, bunday o'tishlarda o'tkazuvchanlik elektronlari bog'lanish elektronlarining bo'sh joylaridan birida tutilib qoladi. Bu hodisa



3.4-rasm. Teshik o'tkazuvchanlikning umumiy ko'rinishi.

elektron va teshik rekombinatsiyasi deb ataladi.

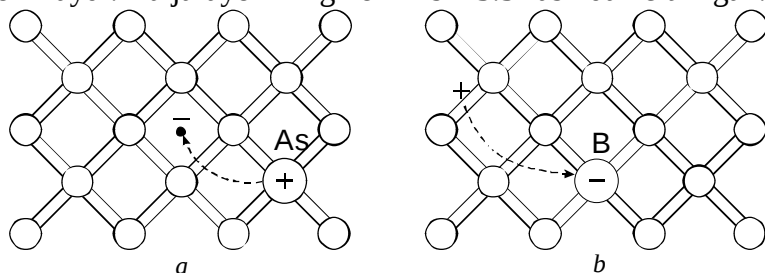
Muvozanat holatida elektronlarning shunday aralashmasi qaror topadiki, bunda vaqt birligida to'g'ri va teskari o'tishlar soni bir xil bo'ladi.

Kimyoviy aralashmalar va boshqa panjara nuqsonlaridan holi bo'lgan sof yarimo'tkazgichlardagi biz qarab o'tgan o'tkazuvchanlik jarayoni *xususiy o'tkazuvchanlik* deb ataladi. Kristall moddalarda atom yoki ionlar ma'lum tartibda joylashgan bo'lib, x, y, z yo'nalishi bo'yicha ham davriy ravishda takrorlanib turadi va natijada kristall panjarasi hosil bo'lib, shu moddani tavsiflaydi. Panjara tugunlarida atomlar yoki ionlar joylashib, ular tebranma harakat qilib turadilar. Tebranish amplitudasi harorat oshishi bilan kattalashadi. Yuqori haroratlarda esa atomlar tugundan uzilib kristall bo'ylab harakat qiladilar. Ideal strukturaning bunday buzilishiga *kristallning nuqsoni* (defekti) deyiladi. Kristall nuqsonlari haroratdan tashqari har xil yot atomlar kiritish yoki tashqi nurlanish ta'sirida ham hosil bo'lishi mumkin. Kristallarda nuqson hosil bo'lishi, ularning elektr o'tkazuvchanlik xususiyatiga katta ta'sir qiladi.

3.3. Yarimo'tkazgichlarda aralashmali o'tkazuvchanlik

Aralashmalar bo'lganidan yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi kuchli o'zgaradi. Masalan, kremniyga 10^{-3} atom foizi miqdorida fosfor (P) qo'shilsa, uning xona haroratidagi qarshiligi $6 \cdot 10 \text{ Om} \cdot \text{m}$ ga teng bo'lib, sof kristallarning solishtirma qarshiligiga nisbatan 10 marotaba kamayadi.

Aralashmalarning bunday ta'siri yarimo'tkazgichlarning tuzilishi haqidagi yuqorida aytib o'tilgan mulohazalar bilan to'la tushuntiriladi. Yana kremniy misoliga qaytaylik va unda kremniy atomlari o'rnini olgan atomlar aralashmasi mavjud bo'lsin. Aralashma sifatida beshinchi guruh elementi mishyak (As) bor deb olaylik. Mishyak atomida, u beshinchi guruh elementi bo'lgani uchun beshta valent elektron mavjud. Biroq kremniy panjarasida juft-elektron bog'lanish-larni vujudga keltirish uchun faqat to'rtta elektron kerak, shu sababli mishyak atomining beshinchi elektroni juda zaif bog'langani uchun panjaraning issiqlik tebranishlarida osongina urib chiqariladi. Bunda bitta o'tkazuvchanlik elektroni paydo bo'lib, mishyak atomi esa musbat zaryadlangan ionga aylanadi va teshik hosil bo'lmaydi. Bu jarayon-ning ko'rinishi 3.5-rasmda keltirilgan.



3.5-rasm. a) kremniy panjarasida mishyak (As) atomlari;
b) kremniy panjarasida bor (B) atomlari

Endi uchinchi guruhda turgan bor (B) atomini ko'raylik. Bor atomida hammasi bo'lib uchta valent elektron mavjud, lekin kremniy panjarasida normal valent bog'lanish bo'lishi uchun to'rtta elektron kerak. Yetishmayotgan to'rtinchi elektron kristallning qo'shni joylaridan olinadi, bu joyda esa teshik hosil bo'ladi va bor atomi manfiy ionga aylanadi.

Shunday qilib, kremniy kristalida bor (B) atomi bo'lganida ham tok hosil bo'lishi mumkin, biroq mishyak bo'lgan holdagidan farqi shundaki, bu tok elektronlardan emas, balki teshiklar harakatidan bo'ladi.

Yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi aralashmalar tufayli amalga oshishi ham mumkin. Bunga *aralash-mali o'tkazuvchanlik* deyiladi. O'tkazuvchanlik elektronlarini hosil qiluvchi aralashmalarga *donor aralashmalar*, teshiklar-ning paydo bo'lishiga sabab bo'luvchi aralashmalarga *akseptor aralashmalar* deyiladi. Demak, yarimo'tkazgichlar-ning elektr o'tkazuvchanligi harakatchan elektronlar tufayli ham, teshiklar tufayli ham bo'lishi mumkin ekan. Agar yarimo'tkazgichlarda elektronlar aralashmasi undagi elektron aralashmasidan ancha katta bo'lsa, unda yarimo'tkazgich elektron o'tkazuvchanlikka ya'ni *n-tip o'tkazuvchanlik* ega deyiladi.

Agar musbat teshiklar ko'p bo'lsa, u holda yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi *teshik o'tkazuvchanlik* yoki *p-tip o'tkazuvchanlik* deb ataladi. Yarimo'tkazgichdagi ko'pchilikni tashkil qiluvchilar zaryad tashuvchilar (*n-tip yarimo'tkazgichda elektronlar va p-tip yarimo'tkazgichda teshiklar*) *asosiy zaryad tashuvchilar*, kamchilikni tashkil qilgani esa *asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar* deb ataladi. Agar elektronlar va teshiklar aralashmalari o'zaro teng bo'lsa, bunda yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi *aralashmali o'tkazuvchanlik* bo'ladi.

Masalan, mishyak (As) aralashmasi bo'lgan kremniy past haroratda faqat aralashmali o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi va *n-tip yarimo'tkazgich* bo'ladi. Unda elektronlar asosiy zaryad tashuvchilar, teshiklar asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar bo'ladi. Teshiklar faqat valent bog'lanishlar-ning uzilishi tufayli hosil bo'lib, past haroratlarda ularning aralashmasi kichik bo'ladi. Biroq harorat ortganda, aralash-mali o'tkazuvchanlik xususiy o'tkazuvchanlikdan ancha kam bo'lib,

teshiklarning aralashmali amalda elektronlar aralashmasiga teng bo'lib qoladi.

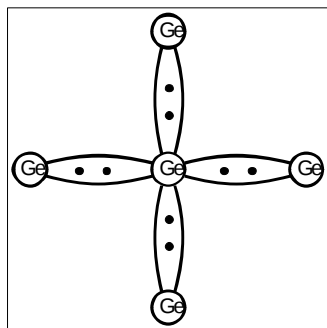
Yarimo'tkazgichli detektor materiallari asosan germaniy va kremniy kristallardan tashkil topganligini hisobga olib, germaniy yarimo'tkazgich kristallini ham qarab chiqishni lozim topdik. Bu to'g'rida yuqorida eslatib o'tgan edik.

Toza germaniyning tuzilish strukturasi 3.6-rasmda keltirilgan. Unda har qaysi germaniy atomi qo'shni atomning ikki elektroni bilan bog'langan. Germaniy atomining tartib raqami $Z=32$ bo'lib, 28-elektron yopiq qobiqni tashkil qiladi. Qolgan 4 elektron eng tashqi valent qobiqda joylashib, germaniyning valentligi ham 4 ga teng bo'ladi. Shuning uchun ham shu 4 elektron uning kimyoviy xususiyatini tavsiflaydi.

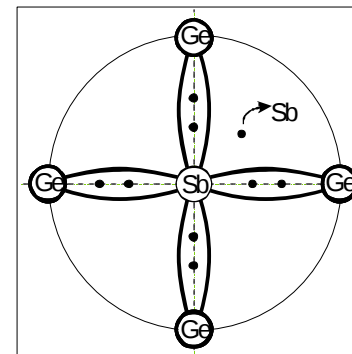
Agar germaniy kristalliga beshinchi guruh elementlaridan begona (yot) aralashma qo'shilsa, elektronli, uchinchi guruh elementlaridan qo'shilsa, teshikli o'tkazuvchanlik bo'ladi.

Faraz qilaylik, toza germaniy kristalliga beshinchi guruh elementlaridan surma (Sb) yot atomlari aralashtirilgan bo'lsin (3.7-rasm). U holda besh valentli surmaning to'rt elektronli struktura bog'lanishiga qatnashadi. Beshinchi elektron erkin yashay boshlaydi (uning bog'lanish energiyasi 10^{-2} eV).

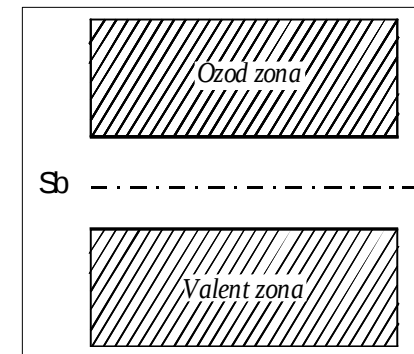
Kristallarning zonalar nazariyasiga asosan beshinchi elektron energiya holati taqiqlangan zonada bo'lib, ozod zonaga yaqinroq tushadi (3.8-rasm).



3.6-rasm. Toza germaniy strukturasi.



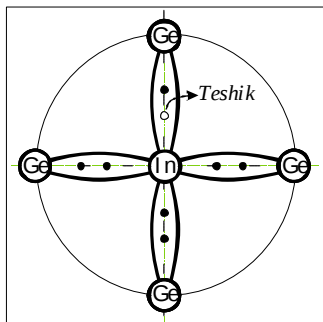
3.7-rasm. Germaniy kristalliga surma atomlari kiritilgan.



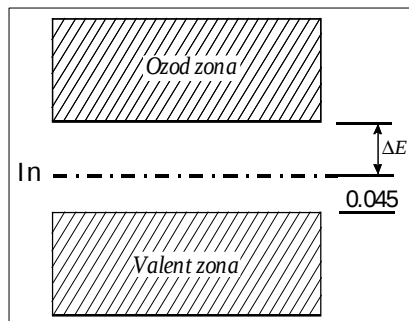
3.8-rasm. Surma atomi energiya holatining joylashishi.

Shuning uchun ham surmaning beshinchi elektronlari osonlik bilan ozod zonaga o'tadi va elektronli o'tkazuvchanlik hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarda elektronli o'tkazuvchanlik beruvchi yot atomlar aralashmasi *elektronlarini beruvchilar* deyiladi. Elektronli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichga esa *n-yarimo'tkazgich* deyiladi.

Agarda germaniy kristalliga uchinchi guruh elementlari-dan indiy (In) yot atomi aralashtirilsa, struktura bog'lanishi-ga indiyning uch tashqi elektroni ham qatnashadi. Lekin germaniyning to'rtinchi elektroni bog'lanishga qatnashmaydi (3.9-rasm). Natijada indiy aralashmasida *teshik* paydo bo'ladi. Indiy yot atomlarining energiya holati taqiqlangan zonada bo'lib, valent zonaga yaqinroq turadi (3.10-rasm). Shuning uchun ham valent zonadagi elektronlar osonlik bilan teshiklarga o'tadi va teshikli o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Teshikli o'tkazuvchanlik beruvchi yarimo'tkazgich-ga *p-yarimo'tkazgich* deyiladi va teshiklar soni indiy atomlar soniga teng bo'ladi. Teshikli o'tkazuvchanlik beruvchi yot atomlar aralashmasiga elektronlarni *qamrab oluvchilar* deyiladi.



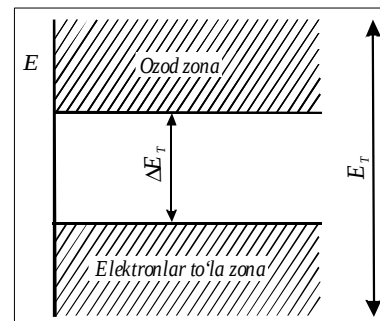
3.9-rasm. Germaniy kristalliga indiy atomi kiritilgan.



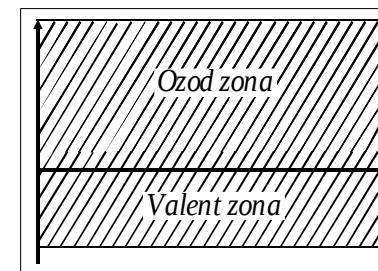
3.10-rasm. Indiy energiya holatining joylashishi.

3.4. Yarimo'tkazgichlarda energetik zonalar

Kristallarda birdaniga juda ko'p atomlar o'zaro ta'sirda bo'lib, ularning energetik holatlari bo'linib ketadi. Bir-biriga juda yaqin holatlar guruhlashib zonalar hosil qiladilar. Bu zonalar bir-biridan taqiqlangan zona bilan ajralishib turadilar (3.11-rasm). Tashqi ta'sirlar natijasida elektronlar bir zonadan ikkinchi zonaga o'tib turishi mumkin. Elektronlar o'z atomi bilan aloqada bo'lgan eng tashqi zonaga *valent zona* deyiladi. Pauli tamoyiliga (prinsipi) asosan har bir holatga qarama-qarshi spinga (S) ega bo'lgan ikkita elektron joylashishi mumkin. Ammo kristalda bunday elektronlar soni ikkita bo'lmasdan balki $2N$ ta bo'lganligi uchun energetik holatlar bir-biriga yaqin N ta holat-ga bo'linadi. Valent zona yuqorisida elektronlari bo'lmagan ozod zona joylashadi. Ozod zonaga valent zonadan elektronlarni ko'chirish uchun, elektronlarga taqiqlangan zona kengligiga (E_T) teng bo'lgan energiya berish kerak.



3.11-rasm. Zonalarining bir-biridan taqiqlangan zona bilan ajralib turishi.

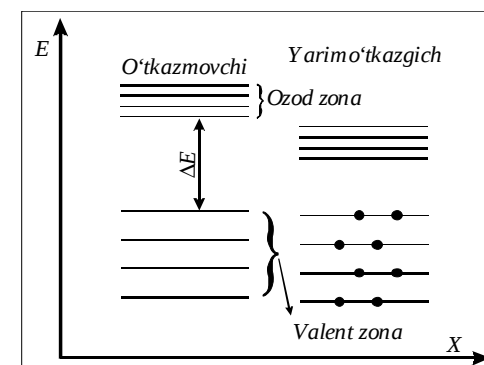


3.12-rasm. Metallarda ozod va valent zonalar.

Taqiqlangan zona kengligiga qarab hamma moddalar guruhga bo'linadilar: metallar yoki o'tkazgichlar, dielektrik-lar yoki o'tkazmovchilar va yarimo'tkazgichlar.

Metallarda valent zona bilan ozod zona ustma-ust tushadi (3.12-rasm). Shuning uchun ham metallarda doimo erkin elektronlar tartibsiz (xaotik) harakat qiladi (1 sm^3 hajmli kristalda $\approx 10^{22}$ ta atom mavjud).

Dielektriklar yoki o'tkazmovchilarda ozod zona valent zonadan yetarli kenglikdagi ($E > 10 \text{ eV}$) taqiqlangan zona bilan ajralib turadilar. Shuning uchun ularga elektr maydoni berilganda ham tok oqmaydi. Yarimo'tkazgichlarda taqiqlangan zona kengligi juda kichik bo'lib, germaniy uchun $E_T = 0,75 \text{ eV}$ va kremniy uchun $E_T = 1,1 \text{ eV}$ ga teng. O'tkazmovchi bilan yarimo'tkazgich energiya sathlarini taqqoslash 3.13-rasmda keltirilgan.



3.13-rasm. O'tkazmovchi va yarimo'tkazgich energiya sathlarini solishtirish.

3.5. Yarimo'tkazgichli

detektorlarning turlari

Ssintillyatsion detektorlarning boshqa detektorlarga nisbatan ustunligi uning zarralarni qayd qilish effektivligi kattaligi va vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati kichikligi hamda tajribada ishlatish qulayligidir. Uning eng muhim kamchiliklardan biri energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatining pastligidir.

Yarimo'tkazgichli detektorlarni paydo bo'lishi bilan gamma-kvantlar va zaryadli zarralarni spektrometrlash sohasida inqilob bo'ldi desak mubolag'a bo'lmaydi.

Hozirgi kunda esa kremniy hamda germaniy kristallari asosida tashkil etilgan yarimo'tkazgichli detektorlar fan va texnikaning barcha sohalariga to'la kirib bordi. Kristall yarimo'tkazgichli detektorlarni tayyorlashda kremniy va germaniydan boshqa yarimo'tkazgich moddalar ham mavjud. Bu moddalarning ba'zi bir tavsiflari to'g'risida ma'lumotlar 3.1-jadvalda keltirilgan.

Kristall yarimo'tkazgichli detektorlarni tayyorlashda ishlatiladigan ba'zi bir materiallarning asosiy tavsiflari.

3.1-jadval

Yarim-o'tkazgich elementlari	Z	Zichligi, $\text{at}\cdot\text{sm}^{-3}\times 10^{22}$	t.k	Taqiqlangan zona kengligi (eV)	Juft hosil bo'lish ener., (eV)	Dielektrik doimiylik
Si	14	5,02	300	1,12	3,61	12
Si	14	5,02	77	1,16	3,76	12
SiC	14-6	19	300	2,96	11,3	-
Ge	32	4,44	300	0,65	-	-
Ge	32	4,44	77	0,74	2,98	16
GaAs	31-33	2,21	300	1,43	4,2	-
GdTe	48-52	3,04	300	1,47	4,43	-
HgI ₂	80-53	2,50	300	2,13	6,5	-
GaSb	31-51	-	77	-	0,77	-
InAs	49-33	-	77	-	0,43	-
C	6	-	300	5,4	-	-

Hozirgi paytda yadroviy nurlanishlarni qayd qilishda faqatgina kremniy va germaniy kristallaridan yasalgan detektorlardan foydalanmoqda. Boshqa yarimo'tkazgichli yuqori sifatli kristall detektorlarni yasash uchun esa o'ta sof materiallar kerak. Ularni hosil qilish uchun yangi sohalar yaratish talab qilinadi.

3.6. p-n va p-i-n o'tishli detektorlar

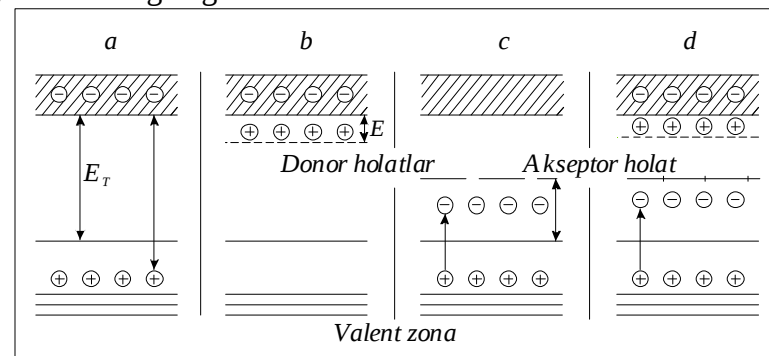
Kristall detektorning ishlash tamoyili ionizatsion kameraning ishlash tamoyiligi o'xshash bo'ladi. Bu detektor yordamida qayd qilinayotgan zaryadlangan zarra detektor moddasi orqali o'tib, unda elektron va teshikdan iborat erkin zaryad tashuvchilarni paydo qiladi. Bu zaryad tashuvchilar o'z navbatida doimiy elektr maydoni yordamida boshqarib turiladi. Bunday detektorni gazli ionizatsion kameradan muhim va afzallik tomoni shundan iboratki, bunda yuqori darajada zichligi katta ishni modda hosil qilinadi. Qattiq jismda yo'qotilgan energiya birligiga to'g'ri keluvchi atom-larning yuqori zichligi mavjudligi hisobiga, zaryadlangan zarralar o'tish paytida ko'plab erkin elektr zaryad tashuvchi-lar jufti yuzaga keladi. Shu tufayli hosil bo'lgan zaryad tashuvchilar juftidagi statistik fluktuatsiya kamroq bo'ladi. Demak, kristall detektorning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati gazli ionizatsion kameraga qaraganda, yaxshiroq bo'ladi. Detektor materialida nuqsonlar, aralashmalar mavjudligi tufayli kristall detektorda ushlab qoluvchilar (lovushka) mavjud bo'ladi va ularda erkin elektron tashuv-chilarning rekombinatsiyasi yuzaga keladi. Bu esa paydo bo'lgan elektr zaryadlarning to'la to'planishiga xalaqit qiladi. Shu sababdan ham yarimo'tkazgichli detektorlar yasash uchun sof va o'ta sof kristall kerak bo'ladi. Kristall detektorlar hajmida elektr zaryadlarning to'planishini doimiy elektr maydoni yordamida amalga oshirish uchun detektor materiali o'tkazmovchi bo'lishi

kerak. Aks holda detektor orqali katta doimiy qochoq toklar o'ta boshlaydi va haddan ziyod shovqinning paydo bo'lishiga sabab bo'ladi. O'tkazmovchilar asosida qurilgan kristall detektorlar hozir-cha keng tarqalgan emas.

3.7. Kremniy va germaniy kristalli yarimo'tkazgichlar

Agar uy haroratida ularga doimiy elektr maydoni yuborilsa, ulardagi qochoq toklar katta bo'ladi. Yarimo'tkazgichlardan detektor sifatida foydalanish uchun ularning effektiv solishtirma qarshiligini oshirish lozim bo'ladi, buning uchun esa detektor moddasiga aralashma sifatida oltin (Au) kiritiladi. Oltin aralashma past haroratda effektiv solishtir-ma qarshilikka erishish imkoniyatlarini beradi. Ammo zaryad to'plash holatini yomonlashtiradi, shu sababli detektorlarni sovutib turishga to'g'ri keladi, bu esa o'z navbatida ulardan foydalanishni qiyinlashtiradi. Kristalli yarimo'tkazgichli detektorlar yasash uchun odatda xususiy o'tkazuvchanlikli (*i*-tipdagi) yarimo'tkazgichli materiallar olinadi. Yarimo'tkazgichlarda absolyut nol haroratda valent zonasining barcha elektron sathlari band bo'lib, o'tkazuv-chanlik zonasining barcha sathlari esa bo'sh bo'ladi. Bunday vaqtda yarimo'tkazgichlar o'zini o'tkazmovchi kabi his etadi. Haroratning oshishi tufayli taqiqlangan zona hosil qilgan to'siq erkin o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi mumkin. Yarimo'tkazgichli materiallarning xususiy elektr o'tkazuv-chanligi shunga asoslangandir. Xususiy o'tkazuvchanlikli *i*-tipdagi yarimo'tkazgichlarda (3.14-rasm (a)) erkin zaryad tashuvchilar o'tkazuvchanligi valent zonasidan o'tkazuv-chanlik zonasiga o'tishi bilan bog'liqdir. Natijada o'tkazuv-chanlik zonasida elektron valent zonasida esa teshik paydo bo'ladi. *n*-tipdagi yarimo'tkazgichda o'tkazuvchanlik zonasida paydo bo'ladigan elektron uning valent zonasidagi emas, balki donorli aralashma hosil qilgan ruxsat

etilgan energetik sathlardan o'tishi natijasida u sathlarda esa teshiklarning paydo bo'lishiga olib keladi (3.14-rasm (b)). Teshikli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar *p*-tipdagi yarimo'tkazgichlar deyiladi (3.14-rasm (c)). Bularda o'tkazuvchanlik akseptorli aralashmalar tufayli yuzaga keladi. Akseptorli aralashmalar o'zlarini elektronlarini valent zonaga berolmaydi. Valent zonadan akseptorli aralashma-larning mavjud energetik sathlariga elektronlar o'tishi va valent zonada teshiklar hosil bo'lishi bu tipdagi yarimo'tkaz-gichlarni teshikli o'tkazuvchanlikka ega bo'lishiga olib keladi. *p*-tipdagi xususiy kompensatsiyalangan o'tkazuv-chanlikka yarimo'tkazgichlarda (3.14-rasm (d)) birdaniga ham donorli ham akseptorli aralashmalarni mavjudligi va bu aralashmalarning miqdori bir xil bo'lganligi tufayli hosil bo'ladigan elektronlar soni valent zonasida hosil bo'lgan teshiklar soniga teng bo'ladi. Natijada esa kompensatsiya-langan xususiy o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgichga o'xshash bo'ladi.



3.14-rasm. Yarimo'tkazgichlarda turli xil o'tkazmovchilikda energetik holatlarining joylashish sxemasi.

Yarimo'tkazgichga birdaniga donor va akseptor aralashmalarini kiritish *p*-tipdagi o'tkazuvchanlikli kompensatsiyalashgan yarimo'tkazgich hosil bo'ladi degan edik. Odatda *p*-tipdagi kremniy yoki germaniy litiy bilan kompensatsiya qilinadi. Natijada, bunday kremniyning aktivatsiya energiyasi $4,3 \cdot 10^{-2}$ eV ga teng bo'ladi. Ammo bunday yarimo'tkazgichlar

aralashmasini yaratish sohasi ma'lum qiyinchiliklarga olib keladi. Ya'ni yarimo'tkazgichli materialga juda kichik miqdordagi aralashmani kiritish lozim bo'ladi. Odatda aralashma atomlar soni 10^{-7} - 10^{-10} tani (xususiylar soniga nisbatan) tashkil etadi. Yarimo'tkazgich yoki boshqacha aytganda, yarimo'tkazgichli materialning 1 sm^3 dagi aralashma atomlar soni 10^{13} - 10^{16} tani tashkil etadi. Hozirgi kunda 1 sm^3 yarimo'tkazgichli material hajmida 10^9 - 10^{10} ta aralashma atomini hosil qilish muammosi hal etilgan.

Radioaktiv nuklidlar spektrlarini o'lchashda past energiya diapazonlarda ($E < 200 \text{ keV}$) o'ta sof germaniydan yasalgan detektorlardan foydalaniladi. Bu esa energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatining hozirgi vaqtda yuqori ko'rsatgichi bo'lib, bu nazariy hisoblashlarda olingan natijalarga deyarlik yaqindir.

Ionizatsion detektorlarning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatining eng yuqori qiymati, xuddi shuningdek yarimo'tkazgichli detektorlarda ham bu tavsif quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\overline{\Delta N}^2 = FN \quad (3.1)$$

N – ba'zi bir muhitda juft ionlar hosil bo'lish o'rtacha sonini bildiradi. F – Fano faktori bo'lib, N ga umuman bog'liq bo'lmaydi.

ΔN^2 – hosil bo'lgan juft ionlar kvadratik dispersiyani ifodalaydi.

Statistik qonun taqsimotning ehtimoliyat zichligi, N uchun spektral chiziq shaklining aniqlik darajasini ifodalaydi. N ning katta qiymatlarida spektral chiziq shakli amaliy jihatdan Gaussdan farq qilmaydi. N ning kichik qiymatlarida esa spektral chiziqning shakli taqsimot ehtimoliyat zichligiga bog'liq.

Bir juft ionga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya W , masalan, germaniy uchun 3 eV ga, Fano faktori esa $F=0,1$ ga teng (3.2) formuladan shuni ko'rish mumkinki, E energiyali

yadroviy nurlanish spektri uchun energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati quyidagi formula yordamida topiladi:

$$\Delta E = 2,35\sqrt{F \cdot E / W} \quad (3.2)$$

Sof germaniydan tayyorlangan yarimo'tkazgichli gamma-detektorlari uchun: $E=1 \text{ MeV}$ da, $\Delta E=1,4 \text{ keV}$; $E=100 \text{ keV}$ da, $\Delta E=450 \text{ eV}$; bundan ko'rish mumkinki, $E=1 \text{ MeV}$ da mumkin bo'lgan energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatiga $\Delta E=1,5 \text{ keV}$ erishilgan (4.1-jadvalga qaralsin).

Yarimo'tkazgichli detektorlarning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatini yomonlashishiga sabab shundaki, yarimo'tkazgichli detektorlar elektrodlarida zaryadlarning to'la yig'ilmasligi va elektronika qismining shovqinlaridir. Yarimo'tkazgichli detektorlarning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatini yanada yaxshilash uchun sof va o'ta sof materiallardan foydalanish kerak bo'ladi. Bu esa o'z navbatida detektorlar elektrodlarida zaryadni to'la yig'ilishga imkon beradi.

Odatda kristall yarimo'tkazgichli detektorlar $p-n$ yoki $p-i-n$ yarimo'tkazgichli diodlar ko'rinishida tayyorlanadi. Ularning tavsifi va qo'llanilish sohalari kristallning ishchi geometriyasiga, detektorning sezgirlik hajmi va konfiguratsiyasiga bog'liq bo'ladi.

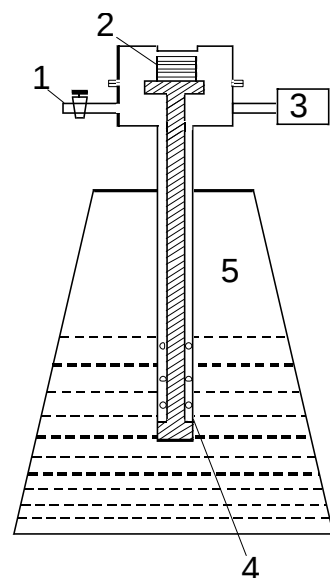
Yarimo'tkazgichli kremniy kristallidan to'siq sirtli Si(Au)-detektorlar va diffuziya yo'li bilan atomlarni kiritish Si(Li)-detektorlar tayyorlanganda, odatda ularning ko'rinishi yupqa tabletkaga o'xshagan bo'lib, diametri taxminan $10 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ atrofida bo'ladi. Tabletkada diametri detector-ning maksimum sirt yuzasini aniqlaydi. Bunday yarimo'tkazgichli detektorlar *planar yarimo'tkazgichli detektorlar* deb ataladi. Ularda $p-n$ va $p-i-n$ o'tishlar juda yupqa bo'ladi. Planar detektorlar katta ishchi sirtga, ammo kichik sezgirlik yuzasiga ega bo'ladi. Shuning uchun ham yarimo'tkazgichli detektorlar qisqa chopuvchi zarralarni qayd qilishda keng qo'llaniladi.

p-i-n o'tishli Ge(Li)-detektorlar tayyorlanadigan yarimo'tkazgichli kristall odatda silindr ko'rinishida bo'ladi. Silindr ko'rinishidagi bu kristallning balandligi uning diametriga teng qilib olinadi. Agarda diffuziya va dreyf usuli bilan litiy atomlarini yarimo'tkazgichga kiritish silindrning bir tomonidan olib borilsa, bunga *p-i-n* o'tishli *yupqa planar detektorlar* deyiladi. Bunday planar detektorlarning sezgirlik hajmi unchalik katta bo'lmay $3-5 \text{ sm}^3$ atrofida bo'ladi.

Yarimo'tkazgichli detektorning sezgirlik hajmini oshirish uchun detektorni tayyorlash paytida diffuziya va dreyf usuli bilan litiy atomlarini kiritish, silindr shaklidagi germaniy kristallining yon sirtidan bir vaqtda olib boriladi. Mana shu usul bilan tayyorlangan yarimo'tkazgichli detektorga *ikki torsli koaksial detektorlar* deyiladi. Bunday yarimo'tkazgichli detektorlarning sezgirlik hajmi $30-50 \text{ sm}^3$ atrofida bo'ladi.

Agar diffuziya va dreyf usuli bilan litiy atomlarini kiritish bir vaqtning o'zida silindr ko'rinishidagi germaniy kristallining yon sirtidan bitta torsdan olib borilsa, bunday yarimo'tkazgichli detektorlarga bir *ochiq torsli koaksial detektorlar* deyiladi. Bunday turdagi detektorlarning sezgirlik hajmlari: 100 sm^3 yoki undan ham ortiq bo'lishi mumkin.

Fizika fakulteti yadro fizikasi kafedrasida qoshidagi Yadro fizikasi laboratoriyasida (YFL) ilmiy eksperimentlarda ishlatilayotgan gamma-kvantlarni qayd qiluvchi Ge(Li)-detektorlardan birining umumiy ko'rinishi 3.15-rasmda



3.15-rasm. Yarimo'tkazgichli detektorning umumiy ko'rinishi: 1 – vakuum krani (VK); 2 – yarimo'tkazgichli detektor (YaD); 3 – oldkuchaytirgich (OK); 4 – sorbent; 5 – dyuar idishi.

keltirilgan. Kremniydan yasalgan yarimo'tkazgichli detektorlar oddiy xona haroratida ham bimalol ishlayveradi. Kremniy yarimo'tkazgichli detektorlari oddiygina alyuminiy materialidan yasalgan qoplama bilan o'ralgan bo'ladi.

Germaniy kristallaridan yasalgan Ge(Li)-detektorlarning, kremniy kristallaridan tashkil topgan Si(Li)-detektorlardan farqi shun-daki, u faqat azot (N) haroratida ishlaydi. Shuning uchun ham Ge(Li)-detektorlar doimo suyuq azot solingan idishlarda (dyuar-larda) saqlanadi. Ushbu uslubiy qo'llanmada tavsiflari keltirilgan barcha zamonaviy yarimo'tkazgichli detektorlar Moskva vilo-yatining Dubna shahrida joylash-gan Birlashgan yadro tadqiqot-lari instituti (BYaTI) Yadro muammolar laboratoriyasining ilmiy eksperimental (IE) va Radiokimyo (RK) bo'limida bo'lib, u yerda sinovdan o'tkazilib ishlatilmoqda.

IV-BOB. YARIMO'TKAZGICHLI SPEKTROMETRLARNING TAVSIFLARINI O'RGANISH

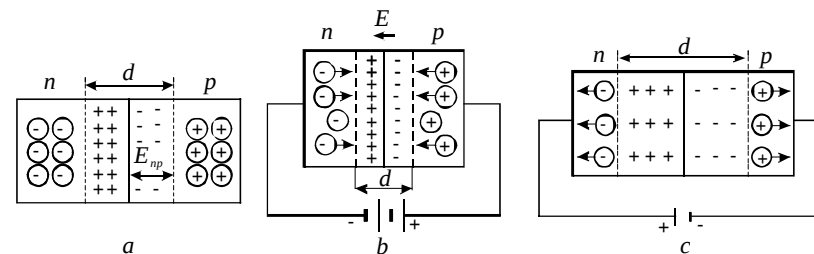
4.1. Yarim o'tkazgichli detektorlar

Gazli detektorlardagi gaz o'rniga qattiq jism ishlatish ma'lum qulaylik tug'diradi va detektorning effektivligini oshiradi. Lekin buning uchun qattiq jismlar, birinchidan, gaz kabi izolyator bo'lishi, yadro nurlanishi ta'sirida o'tkazgichdek ishlay olishi, ikkinchidan esa, qattiq jism hajmida yuzaga kelgan ionlar potentsiallar ayirmasi qo'yilgan tegishli elektrodlarda to'planishi zarur. Dastlabki kristalli, masalan, olmos, kumush xlorid, osh tuzi va hokozolar ishlatilgan schyotchiklarda ikkinchi shart yaxshi bajarilma-ganligi sababli ulardan hozir kam foydalaniladi. Yarimo'tkazgichlarning xossalariidan foydalanib yasalgan detektorlar kristalli schyotchiklarga qaraganda afzalroq. Bor, germaniy, kremniy, fosfor elementlari yarimo'tkazgichlardir. Ularning elektr o'tkazuvchanligi haroratga juda bog'liq: isitilganida ularning elektr o'tkazuvchanligi ortadi. O'tkazgichlarda esa buning aksi.

Kimyoviy jihatdan juda toza yarimo'tkazgich tayyorlash ancha qiyin. Hozirgi zamon ishlab chiqarish texnologiyasiga asoslanib tayyorlangan toza yarimo'tkazgichlarda ham har doim ozmi-ko'pmi "begona" atomlar bo'ladi. Bu atomlar oz miqdorda qolgan bo'lsada, yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligiga kuchli ta'sir ko'rsatadi. Masalan, kremniy kristallida har 10^5 ta kremniy atomiga bittadan bor atomi to'g'ri kelsa ham yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi 20°C da 1000 baravar oshib ketadi. Yarimo'tkazgichli "begona" atomlar qo'shilishidan u elektronli yoki teshikchali "begona" o'tkazuvchanlik xossasiga ega bo'ladi. Elektronli o'tkazuvchanlik xossasiga ega bo'lgani *n*-yarimo'tkazgich, ikkinchisi esa *p*-yarimo'tkazgich deb ataladi. Shu *n* va *p*

yarimo'tkazgichlarni birga qo'shib yarimo'tkazgichli detektor yasalgan.

n-yarimo'tkazgichda erkin elektronlar, *p*-yarimo'tkazgichda teshikchalar to'plangan bo'ladi. Bu yarimo'tkazgichlarning har biri alohida turganida neytraldir; ikkalasi jipslashtirilsa, erkin elektronlar o'tkazgichning *n* sohasidan *p* sohasiga o'tib, teshikchalarni neytrallashtiradi va *p*-yarimo'tkazgichning yupqa qatlami manfiy zaryadlanib qoladi. Teshikchalar *p* sohadan *n* sohaga o'tganda esa aksincha, erkin elektronlar neytrallashadi va *n*-yarimo'tkazgichning chegara qatlamida ortiqcha musbat ionlar hisobiga musbat qatlam paydo bo'lib, elektr maydoni (*E*) vujudga keladi. Bu qatlam *n-p*-o'tish qatlami deyiladi (4.1-rasm, *a*). Shu elektr maydoni kuchlanishining qarshiligi tufayli elektronlar *p* sohaga, teshikchalar esa qarshi tomonga o'tolmaydi va *n-p* li yarimo'tkazgich xossalari jihatidan diodga o'xshab ketadi. Agar bu yarimo'tkazgich tashqi elektr maydoniga (4.1-rasm, *b*) ulansa, elektronlar va teshikchalar tashqi kuch *E* ta'sirida *n-p*-o'tish qatlamidan o'tadi va yarimo'tkazgich tok o'tkaza boshlaydi. Aksincha, agar yarimo'tkazgichning *n* tomoni musbat qutbga, *p* tomoni manfiy qutbga ulansa (4.1-rasm, *c*), *n-p*-o'tish qatlami yanada kengayadi, endi bu sistemadan tok o'tmaydi.



4.1-rasm. Yarimo'tkazgichda *p-n* o'tishning vujudga kelishi.

Shunday qilib, *n-p*-o'tish qatlami "begona" elektr toki uchun to'siq hisoblanadi. Bu qatlam yarimo'tkazgichdan

“shaxsiy” tok o'tishiga xalaqit bermaydi, chunki bunday tokni “begona” atomga bog'liq bo'lmagan hamda turli jarayonlar, masalan, atomlarning issiqlik harakati natijasida paydo bo'ladigan elektron va teshikchalar oqimi vujudga keltiradi. Yadro nurlanishi ta'sirida ham shunday elektron va teshikchalar hosil bo'ladi. Yarim o'tkazgich va metall plastinka olib, ular jipslashtirilsa, elektronlar yarimo'tkazgichdan metall plastinkaga o'tib, plastinka yarimo'tkazgich-ga nisbatan manfiy zaryadlanadi va ular orasida $u_0 = u_1 + u_2$ kontakt potentsiallar ayirmasi paydo bo'ladi (bu yerda u_1 va u_2 – metall plastinka bilan yarimo'tkazgichdagi chiqish ishining kattaligi). Metall plastinka bilan yarimo'tkazgich orasida elektr maydoni kuchlanganligi vujudga keladi:

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{ed} 4\pi\sigma \quad (4.1)$$

bu yerda σ – sirtqi zaryadlar zichligi; d – oraliq kengligi. Yarimo'tkazgich elektronlarining “qo'shni” metall plastinka-ga o'tib ketishi natijasida yarimo'tkazgichda elektron yetishmaydigan qatlam hosil bo'ladi. Ionlashtiruvchi nurlanishni xuddi shu qatlam sezadi. Bu qatlamga tushgan zarra o'z energiyasini elektron-teshikcha jufti hosil qilish uchun sarflaydi. Sarflangan energiya gazda bir juft ion hosil qilish uchun kerak bo'ladigan energiyadan taxminan 10 baravar kam. Shuning uchun zarra to'la to'xtaganida yarimo'tkazgichda gazdagiga nisbatan birmuncha katta elektr zaryadi paydo bo'ladi. Tashqi elektr maydoni ta'sirida elektron bilan teshikchalar mos elektrod-larga qarab harakatlanadi va elektr zanjirida tok paydo bo'ladi.

Yadro nurlanishini qayd qilish uchun ko'pincha kremniy (Si) va germaniy (Ge)dan qilingan detektorlar ishlatiladi. Bunday detektorlar tuzilishi va xossalari jihatidan xilma xildir.

β -zarra va γ -kvantlarni qayd qilish uchun sezgir qatlam qalinroq bo'lishi zarur. p -yarimo'tkazgichga diffuziya yo'li bilan litiy (Li) atomi kiritiladi. Litiyning diffuziya koeffitsienti

fosfor, mishyaklarnikiga nisbatan juda katta. Shuning uchun Li yarimo'tkazgich ichiga “chuqurroq” kira oladi. Litiy bilan ishlab (dreyf yo'li bilan) olingan yarimo'tkazgichlarda p va n qatlamdan tashqari, begona o'tkazuvchanlikka ega bo'lmagan yangi i qatlam hosil bo'ladi. Bunday detektorlar p - i - n tipidagi detektor deb ataladi. Yarimo'tkazgichli bu detektorning zarralarni qayd qilish effektivligi 100% ga boradi.

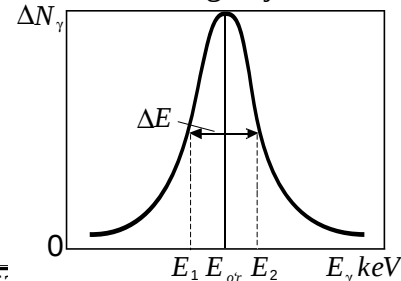
Gamma-kvantlar uchun esa, qatlamning qalinligiga bog'liq bo'lib, taxminan 10%ga yetadi. Bunday detektorning asosiy afzalligi zarralar energiyasini juda aniq ajrata bilishdir. Masalan, ^{137}Cs yadrosining 661 keV li γ -fotonini qayd qilishda xatolik 0,5%dan oshmaydi. Bundan tashqari, detektordan olingan impulsning kengligi 10^{-10} s ni tashkil qiladi. Demak, bunday detektorni zarralar oqimi katta bo'lgan hollarda ham ishlatish mumkin.

4.2. Yarimo'tkazgichli spektrometrning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati

Yarimo'tkazgichli gamma-spektrometrning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati deb, umumiy spektrdagi ajralgan spektral chiziq cho'qqisi maksimal qiymatining yarimiga to'g'ri kelgan kengligini, shu energiyaga bo'lgan nisbatiga aytiladi. Uni foizlarda quyidagicha hisoblash mumkin:

$$R = E_2 - E_1 = \frac{\Delta E}{E_{o'rt}} \cdot 100\% \quad (4.2)$$

Odatda, yarimo'tkazgichli detektorlarning ajrata olish qobiliyati spektral chiziqning cho'qqisi yarim balandligidagi energetik kengligi orqali beriladi. Masalan, hajmi 50 sm³ bo'lgan Ge(Li)-detektorning



4.2-rasm. Yarimo'tkazgichli spektrometrning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatini

^{60}Co radioaktiv yadrosi 1332,5 keV gamma-chizig'i uchun ajrata olish qobiliyati $E_{\gamma}=2,1$ keV ga teng (4.2-rasm).

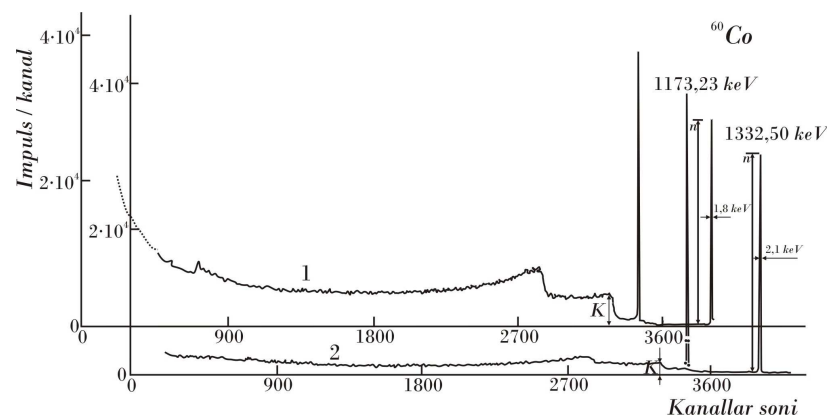
Ushbu uslubiy qo'llan-mada talabalar o'rganishi uchun zamonaviy yarimo't-kazgichli spektrometrlarning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatlari va boshqa bir qator tavsiflari 4.1-jadvalda keltirilgan.

Yarimo'tkazgichli detektorlarning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati va boshqa tavsiflari

4.1-jadval

t/r	Detektor	Nurlanish	Parametrlar	V, B	Ajrata olish qobiliyati, keV			Qo'llanilish oblasti, keV
					$E_{\gamma} \sim 100$	$E_{\gamma} \sim 5$	$E_{\gamma} \sim 100$	
1.	Si(Au)	β	80 mm ² ×2 mm	1000	0,90	—	—	200-1000
2.	Si(Li)	β	80 mm ² ×4 mm	1500	0,88	0,30	0,60	30-3000
3.	Ge(Li,Au)	β	80 mm ² ×4 mm	1200	1,30	0,40	0,60	100-4000
4.	Si (Li)-	X	80 mm ² ×4 mm	1500	—	0,29	0,55	5-160
5.	Ge-	γ	25 mm ² ×5 mm	1200	—	0,15	0,50	14-280
6.	Ge(Li)	γ	200 mm ² ×5mm	1000	—	0,24	0,55	14-600
7.	Ge-	γ	300 mm ² ×7mm	1500	—	0,25	0,55	14-600
8.	Ge(Li)-	γ	1,3 sm ³	1500	—	—	0,60	14-600
9.	Ge(Li)-	γ	11 sm ³	2500	—	—	1,30	60-1750
10.	Ge(Li)-	γ	18 sm ³	2900	—	—	3,00	50-1500
11.	Ge(Li)-	γ	37 sm ³	3000	—	—	1,50	70-1750
12.	Ge(Li)-	γ	38 sm ³	3000	—	—	1,90	60-4000
13.	Ge(Li)-	γ	50 sm ³	3000	—	—	1,40	120-4000

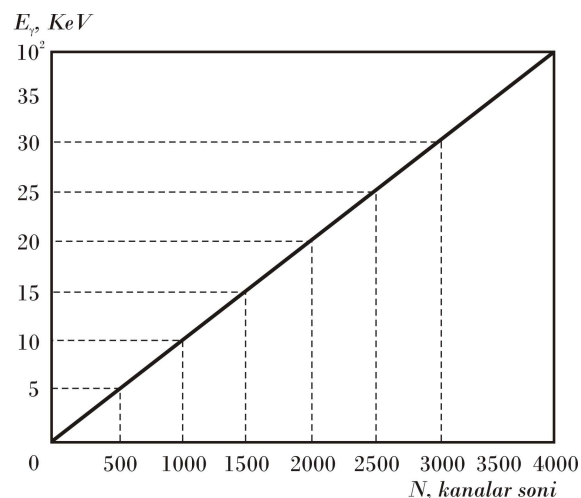
Hajmlari 1 sm³ va 37 sm³ ga teng bo'lgan Ge(Li)-yarimo'tkazgichli detektorlar yordamida ^{60}Co radionuklidi-ning gamma-spektri keltirilgan (4.3-rasm). Ushbu spektrdan ko'rish mumkinki, detektorlarning (1 sm³ va 37 sm³) ajrata olish qobiliyatlari nihoyatda yuqori bo'lib, ^{60}Co radionuklidining energiyasi 1332,50 keV ga teng bo'lgan gamma-spektral chizig'ida $E_{\gamma}=1,8$ va $E_{\gamma}=2,1$ keV. Bundan tashqari spektral chiziq amplitudasi va Kompton chegarasining balandliklari ham ko'rsatilgan.



4.3-rasm. Hajmlari 1 sm³ va 37 sm³ ga teng bo'lgan Ge(Li)-yarimo'tkazgichli detektorlar yordamida ^{60}Co radionuklidining gamma-spektri.

4.3. Yarimo'tkazgichli spektrometrlarning energiya bo'yicha graduировkasi (darajalash)

Yarimo'tkazgichli spektrometrlarni oddiygina usul bilan ham graduировkalash (darajalash) mumkin, ya'ni yarimo't-kazgichli spektrometrni energiya bo'yicha darajalash yoki analizatorning har bir kanaliga to'g'ri keluvchi energiya qiymatini aniqlash uchun energiyasi oldindan ma'lum bo'lgan radioaktiv nuklidlar chiqarayotgan gamma-kvantlar energiya qiymatlaridan foydalaniladi. Odatda, 4-6 ta energiyasi oldindan ma'lum bo'lgan gamma-kvantlar energiyalari yordamida spektrometrlar energiya bo'yicha darajalanadi. Ya'ni, ma'lum vaqt ichida chiqarilgan gamma-kvantlar soni o'lchanadi. Shundan so'ng gamma-kvantlar-ning energiyasi (E_{γ}) bilan analizatorning kanallar soni (N_{ks}) orasidagi bog'lanish grafikasi chiziladi. Masalan, shunday bog'lanishlardan biri 4.4-rasmida keltirilgan.



4.4-rasm. Yarimo'tkazgichli spektrometrlarning energiya bo'yicha graduirrovkasi.

Spektrometrlarni energiyasi bo'yicha darajalash uchun ushbu laboratoriya ishida mualliflar tomonidan taklif qilingan radioaktiv nuklidlar energiya qiymatlaridan foydalanish mumkin va u 4.2-jadvalda berilgan. Mualliflar tomonidan katta energiya diapazonida (30-3250) keV, 20 dan ziyodroq gamma-kvantlar energiyasi o'ta yuqori aniqlik bilan o'lchanilgan radionuklidlar keltirilgan.

Radioaktiv nuklidlar gamma-kvantlar energiyasi va ularning xatoliklari

4.2-jadval.

Nuklid	$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, keV	Nuklid	$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, keV	Nuklid	$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, keV
1	2	3	4	5	6
^{182}Ta	31,7370(7)	^{173}Lu	285,369(6)	^{160}Tb	962,342(18)
^{182}Ta	42,7143(9)	^{92}Ir	295,9483(52)	^{152}Eu	964,070(18)
^{241}Am	59,538(2)	^{160}Tb	298,571(6)	^{160}Tb	966,163(19)
^{169}Yb	63,1182(11)	^{133}Ba	302,850(6)	^{56}Co	1037,841(18)
^{182}Ta	65,7219(13)	^{175}Se	303,908(10)	^{82}Br	1043,996(20)
^{182}Ta	67,7496(13)	^{169}Yb	307,732(6)	^{207}Bi	1063,660(19)
^{182}Ta	84,2517(15)	^{192}Ir	308,4464(54)	^{152}Eu	1085,835(19)

^{182}Ta	84,6802(16)	^{192}Ir	316,4977(56)	^{152}Eu	1112,065(22)
^{160}Tb	86,790(2)	^{152}Eu	344,267(7)	^{65}Zn	1115,555(20)
^{109}Gd	88,032(2)	^{133}Ba	356,005(7)	^{182}Ta	1121,290(20)
^{179}Lu	88,367(3)	^{133}Ba	383,831(8)	^{60}Co	1121,290(20)
^{75}Se	96,734(3)	^{113}Sn	391,688(7)	^{56}Co	1175,095(23)
^{109}Gd	97,432(3)	^{75}Se	400,650(8)	^{160}Tb	1177,970(22)
^{182}Ta	100,1067(19)	^{152}Eu	411,084(10)	^{182}Ta	1177,970(22)
^{153}Gd	103,181(2)	^{198}Hg	411,794(7)	^{160}Tb	1199,904(23)
^{169}Yb	109,784(3)	^{192}Ir	416,4501(79)	^{152}Eu	1212,895(23)
^{182}Ta	113,6677(22)	^{152}Eu	443,940(9)	^{182}Ta	1221,391(22)
^{182}Ta	116,4172(23)	^{110}Ag	446,802(11)	^{182}Ta	1230,988(23)
^{169}Yb	118,191(3)	^{192}Ir	468,0546(82)	^{56}Co	1238,271(22)
^{75}Se	121,117(3)	^{82}Br	554,330(11)	^{182}Ta	1257,416(23)
^{152}Eu	121,782(3)	^{134}Cs	563,231(11)	^{182}Ta	1271,896(24)
^{57}Co	121,060(2)	^{134}Cs	569,322(12)	^{182}Ta	1273,711(24)
^{169}Yb	130,525(3)	^{207}Bi	569,683(11)	^{22}Na	1274,531(23)
^{144}Ce	133,518(3)	^{192}Ir	588,5562(106)	^{182}Ta	1289,119(24)
^{75}Se	136,000(3)	^{192}Ir	604,3942(106)	^{152}Eu	1289,119(24)
^{57}Co	136,475(5)	^{134}Cs	604,701(12)	^{160}Tb	1312,174(26)
^{141}Ce	145,443(3)	^{192}Ir	612,4460(106)	^{82}Br	1317,459(25)
^{182}Ta	152,4298(29)	^{110}Ag	620,353(14)	^{60}Co	1332,485(25)
^{182}Ta	156,3819(30)	^{173}Lu	636,129(13)	^{56}Co	1360,209(24)
^{139}Ce	165,854(3)	^{110}Ag	657,744(13)	^{134}Cs	1365,177(24)
^{173}Lu	171,402(4)	^{137}Cs	661,648(13)	^{24}Na	1368,615(26)
^{169}Yb	177,208(4)	^{110}Ag	677,613(14)	^{110}Ag	1384,285(26)
^{173}Lu	179,363(4)	^{110}Ag	687,001(14)	^{152}Eu	1407,974(26)
^{182}Ta	179,3895(34)	^{144}Ce	696,492(13)	^{110}Ag	1475,778(27)
^{160}Tb	197,026(4)	^{82}Br	698,361(13)	^{144}Ce	1489,132(27)
^{169}Yb	197,948(4)	^{110}Ag	706,672(14)	^{110}Ag	1505,036(28)
^{182}Ta	198,3478(38)	^{110}Ag	744,271(15)	^{110}Ag	1562,303(29)
^{75}Se	198,603(5)	^{110}Ag	763,936(16)	^{207}Bi	1770,253(34)
^{167}Tm	207,797(4)	^{82}Br	776,516(14)	^{56}Co	1771,347(32)
^{160}Tb	215,641(4)	^{152}Eu	778,914(15)	^{56}Co	1810,768(37)
^{82}Br	221,476(6)	$^{95\text{m}}\text{Br}$	786,188(15)	^{88}Y	1836,074(34)
^{182}Ta	222,1037(42)	^{134}Cs	795,856(16)	^{56}Co	1963,760(38)
^{182}Ta	229,3162(52)	^{134}Cs	801,957(16)	^{56}Co	2015,196(40)
^{173}Lu	233,603(5)	^{110}Ag	818,028(15)	^{56}Co	2034,772(37)
^{152}Eu	244,691(5)	$^{95\text{m}}\text{Tc}$	820,632(19)	^{56}Co	2113,154(48)
^{113}Sn	255,132(8)	^{82}Br	827,828(16)	^{144}Ce	2185,607(41)
^{169}Yb	261,069(9)	^{54}Mn	834,858(15)	^{56}Co	2212,859(55)

¹⁸² Ta	264,0711(50)	⁵⁶ Co	846,777(16)	⁵⁶ Co	2598,444(47)
⁷⁵ Se	264,652(5)	¹⁵² Eu	867,383(16)	²⁴ Na	2753,989(51)
¹⁷³ Lu	272,111(5)	¹⁶⁰ Tb	879,387(17)	⁵⁶ Co	3009,587(59)
¹³³ Ba	276,397(5)	¹¹⁰ Ag	884,695(16)	⁵⁶ Co	3201,987(60)
²⁰³ Hg	279,189(6)	⁸⁸ Y	898,048(19)	⁵⁶ Co	3253,414(60)

4.4. Yarimo'tkazgichli spektrometrlarning qayd qilish effektivligi

Spektrometrning effektivligi (ε_{eff}) deb, spektrometr tomonidan qayd qilingan zarralar sonini (N^*), manbadan hamma tomonga chiqayotgan umumiy zarralar soniga (N), bo'lgan nisbatiga aytiladi. Odatda, yarimo'tkazgichli spektrometrlarning effektivligi foizlarda beriladi:

$$\varepsilon = \frac{N^*}{N} \cdot 100\% \quad (4.3)$$

Yarimo'tkazgichli spektrometrlarning zarralarni qayd qilish effektivligi absolyut va nisbiy usullar bilan ko'riladi. Biz ularni alohida-alohida ko'rib o'tamiz.

4.5. Absolyut effektivlik

Yarimo'tkazgichli detektorlarning absolyut effektivligini qurish uchun radioaktivligi olindan ma'lum bo'lgan, ya'ni radioaktivligi bo'yicha darajalangan radionuklidlardan foydalaniladi. Tajribada o'lchash jarayoni oldindan belgilangan standart geometriyada hamda gamma-spektrdagi spektral chiziqlarning shakliga ta'sir qiluvchi barcha effektlarni hisobga olgan holda boriladi. Tajribada, ayniqsa xatoliklarni oshib ketmasligiga e'tibor bermoq kerak. Radioaktiv manbalar detektor ustiga bir xil standart geometriyada qo'yilishiga, spektrometrning o'lik vaqtiga, o'lchash vaqtiga va radionuklidning yarim yemirilish davriga hamda boshqa kattaliklarni alohida hisobga olishga e'tibor bermoq kerak.

Spektrometrning absolyut effektivligini hisoblash navbat-dagi formula orqali olib boriladi:

$$\varepsilon_{abs.} = \frac{S/\tau}{I \cdot \exp(-\lambda t)}, \quad (4.3)$$

bu yerda S – berilgan energiyadagi spektral chiziqlarning yuzasi; τ – o'lchash vaqti; I – berilgan energiyada bir sekund davomida 4π geometriya bo'yicha chiqadigan monoenergetik zarralar soni (radionuklidning pasportida berilgan bo'ladi).

$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ – radiofaol nuklid yemirilish ehtimoliyati (kun)⁻¹; $T_{1/2}$ – radioaktiv nuklidning yarim yemirilish davri (sekund; kun; yil);

t – radioaktiv nuklidni attestatsiya qilgan kundan boshlab, o'lchash vaqtigacha o'tgan davr (kun), (attestatsiya qilingan vaqt radioaktiv nuklidning pasportida berilgan bo'ladi).

Tajriba o'tkazilgandan so'ng, (4.3) formula bo'yicha hisoblashlar olib boriladi. Tajriba o'tkazish jarayonida hisoblashlar 4.2-jadvalda keltirilgan namunaviy gamma-spektrometrik radioaktiv manbalar (NGSRM) to'g'risidagi ma'lumotlardan foydalaniladi.

Talabalar o'rganish uchun (4.3) formula yordamida NGSRM olingan hisoblash natijalari hajmi $80\text{mm}^2 \times 4\text{mm}$ bo'lgan Si(Li)- va hajmlari 1,3; 11; 37cm^3 bo'lgan Ge(Li)-detektorlari uchun keltirilgan.

Namunaviy gamma-spektrometrik radioaktiv nuklidlar asosida qurilgan spektrometrlarning absolyut effektivliklari 4.5-rasmda keltirilgan.

4.2-jadvalda keltirilgan barcha radioaktiv nuklidlarni energiya va nisbiy intensivliklari to'g'risidagi ma'lumotlar 4.3-jadvaldagi namunaviy gamma-spektrometrik radioaktiv nuklidlar asosida qurilgan spektrometrlarning absolyut effektivliklari yordamida olinan.

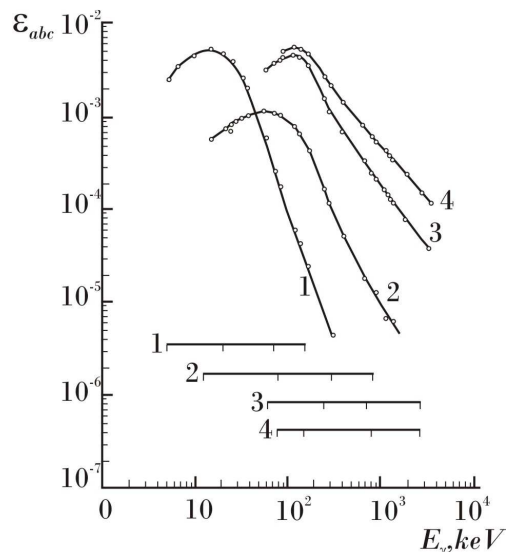
(4.4) formuladagi spektrometrning absolyut effektivligi (ε_{abs})ni hisoblash xatoligi quyidagi ifoda bilan hisoblaniladi:

$$\Delta \varepsilon_{abs} = \varepsilon_{abs} \left\{ \left(\frac{\Delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S} \right)^2 + \left(\frac{0,693 \Delta t}{T_{1/2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau}{\tau} \right)^2 \right\} \quad (4.4)$$

Namunaviy gamma-spektrometrik radiofaol nuklidlar (NGSRM) to'g'risidagi asosiy ma'lumotlar.

4.3-jadval

Nuklid	$T_{1/2}$	E_γ, keV	I	ΔI
^{341}Am	432,9(8)yil	59,54	35,9	0,6
^{109}Gd	453,2(18)kun	88,3	3,79	0,07
^{52}Go	269,8(4)kun	14,41	9,5	0,2
		122,06	85,6	0,4
		136,47	10,75	0,30



4.5-rasm. Namunaviy gamma-spektrometrik radioaktiv nuklidlar asosida qurilgan spektrometrlarning absolyut effektivliklari.

1 – Si(Li)–80mm²×4mm; 2 – Ge(Li)–1,3sm³; 3 – Ge(Li)–11sm³; 4 – Ge(Li)–37sm³.

^{139}Ge	137,2(4)kun	165,85	80,35	0,08
^{203}Hg	46,78(8)kun	275,19	81,55	0,15
^{113}Sn	115,2(8)kun	255,12	1,9	0,1
		391,69	64,4	0,3
^{137}Cs	30,18(10)yil	661,65	85,1	0,5
^{54}Mn	312,5(3)yil	834,86	100	-
		898,01	91,40	0,07
^{88}Y	107,4(8)yil	1836,07	99,40	0,07
		1115,56	50,6	0,4
^{65}Zn	245,7(11)yil	1173,24	99,74	0,05
^{60}Co	5,275(5)yil	1332,49	99,85	0,02
		1274,53	99,95	0,02
^{22}Na	2,602(5)yil	1368,60	100	-
		2753,97	99,85	0,02
^{34}Na	15,030(3)yil			

4.6. Nisbiy effektivlik

Yarimo'tkazgichli spektrometrning nisbiy effektivligini topish absolyut effektivlikni aniqlashga nisbatan biroz oddiyroq. Bu usulda nisbiy intensivligi ma'lum bo'lgan, radioaktiv nuklidlardan foydalanilsa bo'ladi. Nisbiy effektivlikni topish quyidagi formula yordamida amalga oshiriladi:

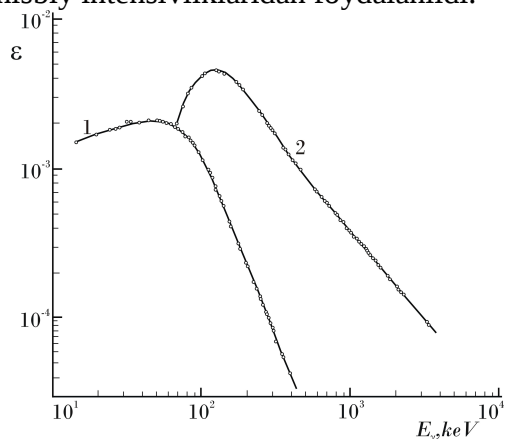
$$\varepsilon_{nisb.} = \frac{S}{I} \quad (4.5)$$

Biz yarimo'tkazgichli spektrometrning nisbiy effektivligini qurishda gamma-kvantlar nisbiy intensivliklari (3-5)% aniqlik bilan o'lchangan bir qator radioaktiv nuklidlardan foydalanamiz. Bu radioaktiv nuklidlar: ^{75}Se ; ^{169}Yb ; ^{133}Ba ; ^{171}Lu ; ^{155}Gd ; ^{207}Bi ; ^{137}Cs ; ^{173}Lu ; ^{152}Eu ; ^{110m}Ag ; ^{160}Tb ; ^{182}Ta ; ^{192}Ir ; ^{226}Ra ; ^{56}Co ; ^{144}Ce lardir.

Bu radioaktiv nuklidlar tanlashiga sabab ularning yarim yemirilish davrlari ($T_{1/2} \geq 1$ yil) katta va olish texnologiyasi oson. Yarimo'tkazgichli spektrometrning nisbiy effektivligini aniqlashda ishlatiladigan radionuklidlar gamma-kvantlarni energiya, nisbiy intensivligi va ularning xatolilari 4.3-jadvalda

keltirilgan. Bu yarimo'tkazgichli spektrometrlar bilan tajriba o'tkazuvchi va ilmiy ish olib boruvchi barcha talaba, ilmiy tadqiqotchilar uchun kerakli bo'lgan ma'lumotlardir.

Misol tariqasida ishchi hajmlari $200\text{mm}^2 \times 5\text{mm}$ (1) va 38sm^3 (2) bo'lgan Ge(Li)-spektrometrlarining nisbiy effektivliklari 4.6-rasmda keltirilgan. Bu spektrometrlarning nisbiy effektivliklarini qurishda 4.2-jadvalda keltirilgan radioaktiv nuklidlarni nisbiy intensivliklaridan foydalanildi.



4.6-rasm. Hajmlari $200\text{mm}^2 \times 5\text{mm}$ (1) va 38sm^3 (2) bo'lgan Ge(Li)-spektrometrlarining nisbiy effektivliklari.

4.7. Yarimo'tkazgichli spektrometrning nohiziqligi

Yarimo'tkazgichli spektrometrning nohiziqligi spektrometrning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, yadro spektroskopiyasidan o'ta aniq (pretsizion) eksperimentlar o'tkazish-da uni albatta hisobga olish lozim. Biror radioaktiv nuklid chiqarayotgan gamma-kvantlar energiyasini o'ta aniqlik bilan o'lchash uchun yarimo'tkazgichli spektrometr nohiziqligining muhimligini bilish talab etiladi. Aks holda gamma-kvantlar energiyasini o'lchashda va ularning xatoli-gini baholashda ancha noaniqliklarga olib keladi. Demak, yarimo'tkazgichli spektrometrning nohiziqligi uni muhim xususiyatlardan biri

hisoblanib, yadroviy nurlanishlar (α , β , γ)ni energiyasini o'lchashda muhim rol o'ynar ekan.

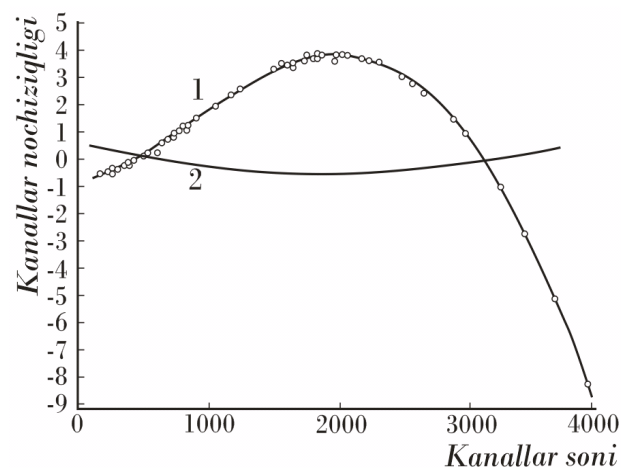
Yarimo'tkazgichli spektrometrlarning nohiziqligini o'lchashda ikkita ixtiyoriy turli xil energiyali spektral chiziq bitta to'g'ri chiziq ustida yotadi deb qaraladi. Bunda V_1 va V_2 koeffitsientlar quyidagi tenglamadan topiladi:

$$\begin{aligned} E &= V_1 R + V_2 R \\ B_1 &= \frac{E_1 P_2 - E_2 P_1}{P_2 - P_1} \\ B_2 &= \frac{E_1 - E_2}{P_1 - P_2} \end{aligned} \quad (4.6)$$

bunda R_1 , R_2 – 1 va 2 spektral chiziqlarning maksimum holatlari.

Bulardan ko'rish mumkinki, yarimo'tkazgichli spektrometrning nohiziqliklarini ko'rishning aniqlik darajasi ($R_1 - R_2$)ning farqini tanlashga bog'liq. Xuddi shuningdek, yadroviy nurlanishlar spektrini o'lchashda, zarralar energiyasini o'ta aniqlik bilan baholash ham shunga bog'liq ($R_1 - R_2 > 3500$) bo'ladi.

(4.6) formula yordamida energiyasi ma'lum spektral chiziqlar holatlarining qiymati hisoblanib topildi va $\delta_j = R - R_j$ bilan analizator kanallari o'rtasidagi bog'liqlik grafigi chiziladi. Misol tariqasida spektrometrlarning nohiziqligi 4.7-rasmda keltirilgan.



4.7-rasm. Yarimo'tkazgichli spektrometrning nochiqliqligi.

Ushbu rasmdan ko'rinadiki, har bir spektrometr uchun doimiy tayanch nuqtalari tanlangan. O'lchash jarayoni turli etalon radioaktiv nuklidlar yordamida olib borilgan. Ushbu reja yordamida bir necha seriyalarni o'tkazish imkoniyati mavjud. Eksperimental nuqtalar esa quyidagi polinom bilan approksimatsiya qilinadi:

$$\delta_j = \sum_{i=1}^M A(i)P_j^{i-1} \quad (4.7)$$

(4.7)da $M=2-5$. Berilgan diapazonda M ning optimal qiymati quyidagi qiymat tahlili asosida tanlanadi:

$$\Delta_j = \delta_{aj}(R_1) - \delta_{hisob}(R_1). \quad (4.8)$$

Butun spektrometr nochiqliqidagi approksimatsiya qilinadigan qismlar (uchastkalar) soni $M>5$ bo'lishi kerak.

¹⁴⁷Gd radionuklidining o'lchash natijalari

4.4-jadval

N _o	P	δ	E _γ , keV	R, keV
1	392,746	-0,188	261,07	2,68
2	432,857	-0,149	286,14	2,70

3	439,487	-0,142	291,06	2,71
4	441,820	-0,139	293,05	2,73
5	450,377	-0,130	297,01	2,71
6	470,605	-0,105	309,86	2,76
7	484,388	-0,087	318,49	2,77
8	498,560	0,068	327,07	2,82
9	521,488	0,035	341,31	2,98
10	528,732	0,024	346,28	2,98
11	566,496	0,038	369,91	2,77
12	608,090	0,112	395,94	2,79
13	665,286	0,225	431,74	2,79
14	711,005	0,323	460,39	2,84
15	750,189	0,413	484,86	2,85
16	850,295	0,115	547,13	2,90
17	868,796	0,011	559,05	2,91
18	886,254	0,228	569,09	2,90
19	951,100	0,935	610,43	2,95
20	1199,418	0,015	765,80	2,95
21	1218,035	0,042	778,04	2,97
22	1225,792	0,740	782,34	2,97
23	1352,661	0,022	861,62	3,01
24	1460,218	0,013	928,88	3,00
25	1565,504	0,068	995,49	3,10
26	1782,749	0,028	1130,71	3,17
27	2842,927	0,044	1795,81	3,20

V-BOB. YARIMO'TKAZGICHLI DETEKTORLARNING TURLARINI O'RGANISH

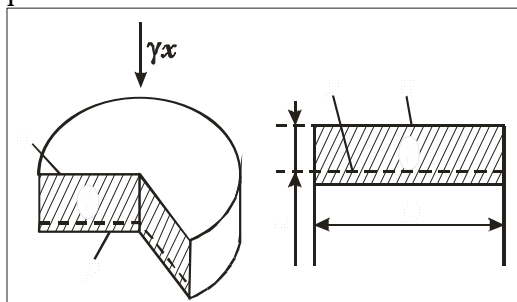
5.1. Ge(Li)-detektorlari

Bu detektor gamma-kvantlar spektrini o'lchashga mo'ljallangan. Detektorning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatining mumkin bo'lgan eng maksimum qiymatiga erishilgan. Ma'lumki, Ge(Li)-detektorlari turli xil konfiguratsiyalarda bo'ladi. Kuzatishlar shuni ko'rsatadiki, spektral chiziqning shakli va vaqt birligi ichida zaryadlarning to'planishiga elektr maydonining bir jinsligi o'ta muhim rol o'ynaydi. Odatda detektorlar beshta turli xil konfiguratsiyalar (5.1-5.5-rasmlar) ko'rinishida tayyorlanadi va ular quyidagi masalalarni yechishda qo'llaniladi:

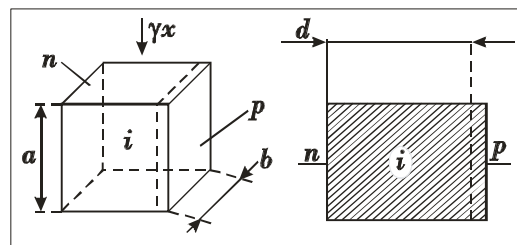
- katta gavdali burchakda past energiyali kvantlarni qayd qilishda;

- maydon effektini hisobga olmaganda gamma-kvantlar energiyasini o'ta aniqlik (pretsizion) bilan o'lchashda;

- vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati yomon, maydon effektivligi va yuqori darajada qayd qilish effektivligiga ega bo'lganda gamma-



5.1-rasm. Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Yupqa parallel Ge(Li)-detektor).

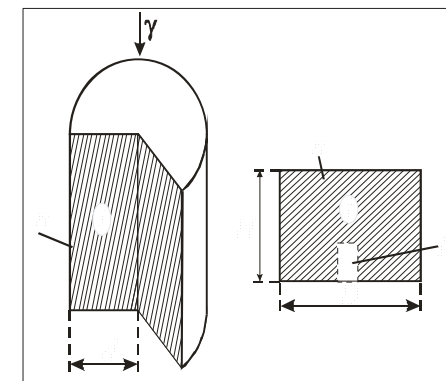


5.2-rasm. Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Yupqa parallel Ge(Li)-detektor).

kvantlar spektrini o'lchashda;

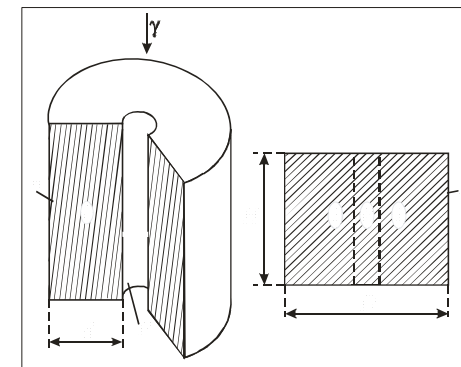
- kichik effektivlikka, detektorda maydon effektivligi bo'lganda, lekin vaqt bo'yicha yuqori darajada ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lganda gamma-kvantlar spektrini o'lchashda;

- kuchsiz radioaktivlikka ega bo'lgan manbalar va namunalarning aktivligini o'lchashda.

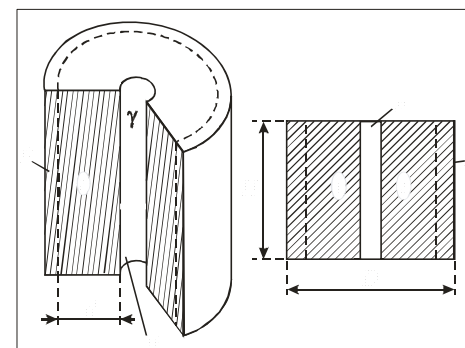


5.3-rasm. Koaksial Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Bir va ikki ochiq torsli koaksial Ge(Li)-detektor).

5.4-rasm. Koaksial Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Bir va ikki ochiq torsli koaksial Ge(Li)-detektor).



5.5-rasm. Koaksial Ge(Li)-detektorining parametri va tuzilishi (Koaksial, o'ra ko'rinishli Ge(Li)-detektor).



5.2. Si(Li)-detektorlari

Bu detektor beta-zarralar va gamma-kvantlar spektrlari-ni o'lchashga mo'ljallangan. Aytish mumkinki, detektorlar-ning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatida energiya bo'yicha mumkin bo'lgan maksimum qiymatga erishilgan. Haqiqatdan ham, ichki konversion elektronlar (IKE) spektrini o'lchashda energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati $E_e=100\text{ keV}$ da 880 eV ga teng (4.1-jadval). Beta-zarralarni qayd qilishda energiyasi 100 keV bo'lganda bundan yuqoriroq natijaga erishish qiyinroq. Chunki detektor joy-lashtirilgan alyuminiy qoplama, zaryadlar to'plash, radioak-tiv zarralar va boshqa effektlar ma'lum daraja yarimo'tkaz-gichli detektorning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati-ga ta'sir qiladi. Past energiya diapazonida ($<50\text{ keV}$) joylashgan gamma-kvantlar spektrini o'lchashda energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyatida yuqori ko'rsatgichga erishish ancha og'ir. Buning sababi shundaki, oldkuchaytir-gichga (OK) katta qiymatli R_c va elektron-optik teskari bog'lanish (obratniy svyaz) qo'llanilishidir.

5.3. To'siq sirtli Si(Li)-detektorlari

Bu spektrometr asosan alfa-, past energiyali beta- va rentgen nurlari spektrlarini o'lchashga mo'ljallangan.

Si(Li)-detektorlarining energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati yuqori bo'lishiga qaramasdan ularni pretsizion beta-va rentgen nurlari spektroskopiyasida qo'llanilish sohasi chegaralangan. Bunga qo'llanilish sohasining chegaralanganligiga sabab shundaki, detektorning sezgirlik qatlami-da kuchlanishni va teskari doimiy tokni saqlab turish ancha murakkab. Bundan tashqari, tizimda yuqori vakuumni hosil qilish va uni doimiy ushlab turish ham katta qiyinchiliklarga olib keladi.

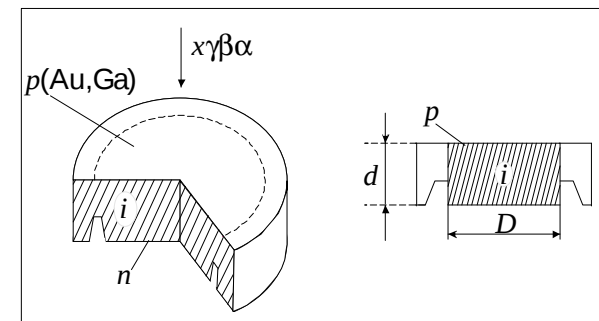
Si(Li)-detektorlari solishtirma qarshiligi $0,5\div 100\text{ k}\Omega\cdot\text{sm}$ bo'lgan n -tipli kremniydan tayyorlanadi. Si(Li)-detektorlari-ning parametri va tuzilishi 5.6-rasmda ko'rsatilgan.

$$W \cong 0,35\sqrt{\rho \cdot U},$$

bunda p - n tipli kremniyning solishtirma qarshiligi, $\Omega\cdot\text{sm}$;

U – kuchlanishning siljishi, V;

W – sezgirlik qatlam qalinligi, mm.



5.6-rasm. To'siq sirtli Si(Li)-detektorining parametri va tuzilishi.

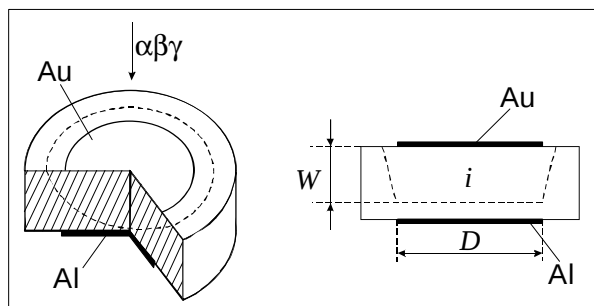
Ba'zi bir eksperimentlarda to'siq sirtli p -tipli kremniydan tayyorlangan Ge(Al)-detektorlari ham qo'llaniladi. Ge(Al)-detektorlarining Si(Li)-detektorlardan ustunligi shundan iboratki (zarraning erkin chopish masofasi W dan kichik bo'lganda), vaqt bo'yicha ajrata olish chidamli va tayyorlash texnologiyasi uncha murakkab emas.

5.4. To'siq sirtli Ge(Li, Au)-detektor

Bu detektorning asosiy vazifasi ichki konversion elektronlarni (IKE) va past energiyali gamma-kvantlar spektrlarini o'lchashga mo'ljallanganligidir. Ge(Li,Au)-detektorining eng muhim va qulay tomoni shundan iboratki, bir vaqtning o'zida gamma-kvantlar va konversion elektron-lar spektrlarini o'lchash mumkin. Demak, ular ichki konver-sion

koeffitsientini (IKK) o'lchash imkoniyatini beradi. Ge(Li,Au)-detektor p -tipli germaniydan tayyorlanadi.

Ba'zi bir eksperimentlarda xuddi shunga o'xshash spektrlarni o'lchashda implantatsiya usuli bilan olingan Ge(Li)-detektorlari ishlatiladi. Bunday detektorlar yordami-da alfa-zarralar spektrini o'lchash qulaydir. Faqatgina uning kamchiligi shundan iboratki, germaniyga litiy atomlari katta tezlikda diffuziya qilish yo'li bilan kiritiladi va natijada kristallarda radiatsion defektlar hosil bo'ladi. Bu esa detektorlar parametrlarini yaxshilashga ma'lum darajada to'sqinlik qiladi.



5.7-rasm. To'siq sirtli Si(Au)-detektorining parametri va tuzilishi.

5.5. Sof germaniy (Ge)-detektor

Bu detektorning asosiy vazifasi rentgen nurlari va past energiya diapazonida ($E < 200 \text{ keV}$) joylashgan gamma-kvantlar spektrini o'lchashdan iboratdir. Sof germaniydan yasalgan detektorning Ge(Li)-detektordan ustunligi shundaki, uni xona haroratida ham bimalol saqlash mumkin. Bu detektorni faqatgina eksperiment o'tkazish davrida azot haroratida saqlansa yetarli. Ba'zi hollarda sof germaniy detektor o'rnini Ge(Li, Au)-detektor ham bimalol bosa oladi.

VI.BOB. CHERENKOV SCHYOTCHIGINING ISHLASH PRINSIPI

6.1. Cherenkov nurlanishi

Tezligi juda katta bo'lgan zaryadlangan zarralarni qayd qilishda maxsus detektor ishlatiladi. Cherenkov nurlanishiga asoslanib yasalgan schyotchik shu jumladandir. Bunday schyotchik Cherenkov nurlanishi yuz beradigan radiator, yorug'likni yig'ib ma'lum tomonga yo'naltiruvchi optik sistema va qayd qiluvchi asbob (FEK va hakoza)lardan iborat.

Cherenkov nurlanishi. Zaryadlangan zarra biror muhitdan o'tganda molekula yoki atomlarni ionlashtirib, uyg'ongan holatga o'tkazadi va atomlarning qutblanishini vujudga keltiradi: dastlabki holatda elektron qobig'ining og'irlik markazi atomning markazi bilan mos tushadi. Atom yaqinidan o'tgan zarraning elektr maydoni ta'sirida bu markaz siljiydi, ya'ni elektronlarning atomdagi tekis taqsimoti buziladi, natijada atom qutblanadi. Qutblantirgan zarra atomdan uzoqlashgach, atom o'zining dastlabki, qutblanma-gan holatiga qaytadi. Shu qaytishda elektromagnit nurlar vujudga keladi. Bu effektini birinchi bo'lib P.A.Cherenkov kuzatgan, shuning uchun ham bunday nurlanish uning nomi bilan *Cherenkov nurlanishi* deb ataladi. Cherenkov nurlanishining hosil bo'lishida zaryadlangan zarraning tezligi muhim rol o'ynaydi. Masalan, zarraning muayyan muhitdagi tezligi nisbatan kichik bo'lsa, zarra ta'sirida vujudga keladi-gan qutblanish effekti har qaysi ma'lum vaqt momentida zarra holatiga nisbatan sferik simmetriyaga ega bo'ladi. Shu sababli simmetriya o'qining har ikki tomonidagi mos atomlar nurlatgan elektromagnit to'lqinlar faza jihatidan qarama-qarshi bo'lib, xulosaviy nurlanish so'nadi. To'g'ri, bunday simmetriya zarra tezligi katta bo'lgan holda ham saqlanadi. Lekin bu holda qutblanish effekti zarra

yo'li bo'ylab simmetrikligini yo'qotadi va harakatdagi zarradan ancha narida ham elektromagnit maydoni mavjud bo'ladi.

Muhitdan o'tayotgan zarra tezligi v deyaylik, u holda Cherenkov nurlanishi paydo bo'lishi uchun v ning kattaligi yorug'likning shu muhitdagi tezligidan yuqori bo'lishi shart.

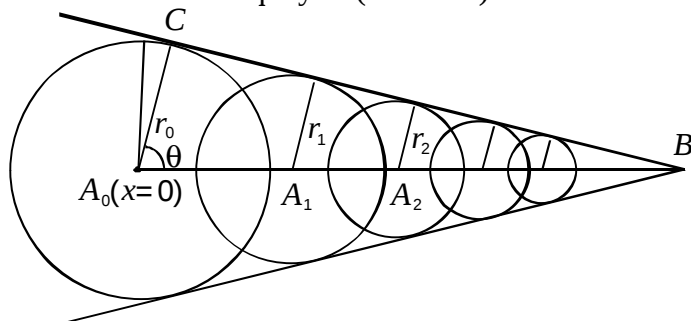
Ma'lumki, muhitning sindirish ko'rsatkichi $n = \frac{c}{c_1}$ (bu yerda s

va s_1 – mos ravishda yorug'likning vakuumdagi va olingan muhitdagi tezligi). Shunga asosan, Cherenkov nurlanishining

vujudga kelish sharti $v > c_1 = \frac{c}{n}$ ko'rinishda yoziladi. Agar

$v < c_1$ bo'lsa, muhit ichida zarra o'zining elektr maydonidan orqada qoladi va yuqorida aytganimizdek, muhit nurlan-maydi. Endi elektr maydoni zarradan orqada qoladigan holni ($v < c_1$) batafsilroq ko'rib o'taylik.

Bu holda zarra yo'li bo'ylab nosimmetrik joylashgan qutblangan atomlar yuzaga keladi. Atom o'qi zarra yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak hosil qiladi. Cherenkov nurlanishi qaysi yo'nalishda tarqaladi? Zaryadlangan zarra muhitga $A_0(x=0)$ nuqtada kiradi va AV yo'nalishda harakatlanadi deb faraz qilaylik (6.1-rasm).



6.1-rasm. Cherenkov nurlanishining paydo bo'lish sxemasi.

Zarra yo'lining har bir nuqtasidan elektromagnit to'lqin tarqaladi. t vaqt mobaynida bu to'lqin A_0 dan radiusi $r_0 = c_1 t$

bo'lgan shar sirtigacha yetib boradi, zarra $x(t) = vt = AV$ masofani o'tib, B nuqtaga yetib keladi. $v > c_1$ bo'lganligidan, AB masofa r_0 dan katta. Zarra yo'lidagi boshqa ($A_1, A_2, \dots, A_n$) nuqtalardan tarqalgan elektromagnit to'lqin-lar xuddi shu vaqt davomida mos ravishda $r_1 = c_1(t - t_1)$; $r_2 = c_1(t - t_2)$ va hokozo radiusli shar sirtiga borib yetadi. Bunday $t_1, t_2, \dots, t_n$ lar mos ravishda zarraning A_0A_1 , A_0A_2 va hokozo masofalarni bosib o'tishi uchun ketgan vaqtdir. $t_n = t$ bo'lgan hol zarraning A_0B masofani bosib o'tishiga ketgan vaqtni ko'rsatadi. Ayni vaqtda B nuqtada atomlar qutblanmagan, binobarin, nurlanish boshlanmagan bo'ladi. 6.1-rasmda ko'rsatilgan BC urinma chiziq Cherenkov nurlanishining to'lqin fronti hisoblanadi. Cherenkov nurlanishi zarra yo'liga nisbatan v tezlikka bog'liq bo'lgan θ burchak ostida tarqaladi. To'g'ri burchakli A_0CB uchburchakdan (6.1-rasm) quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$\cos \theta = \frac{A_0C}{A_0B} = \frac{r_0}{A_0B} = \frac{c_1 t}{vt} = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n} \quad (6.1)$$

bu yerda $n = \frac{c}{c_1}$ va $\beta = \frac{v}{c}$.

Bu ifodaga ko'ra, $\beta = \frac{1}{n}$ bo'lolmaydi, chunki $\cos \theta$ ning qiymati katta bo'lishi mumkin emas. Demak, zarraning tezligi ortib borishi bilan θ ning qiymati noldan $\left(\beta = \frac{1}{n}\right)$ to $\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n}$ gacha ($\beta=1$) o'zgaradi. $\theta_{\max}$ suv uchun 41° ga teng, pleksiglas uchun ($n=1,50$) esa, yanada kattaroq ($\theta_{\max}=47,5^\circ$) qiymatga ega.

6.2. Cherenkov schyotchigi

Ishlash tamoyili ssintillyatsion schyotchiknikiga o'xshaydigan Cherenkov schyotchigida nur tarqatuvchi fosfor o'rniga

radiator deb yuritiladigan tiniq modda, masalan, toza suv, pleksiglas, benzin ishlatiladi. Schyotchik devorlari-dan qaytgan yorug'lik nuri bevosita yoki maxsus optik sistema yordamida FEK fotokatodiga tushiriladi: zarra haqida shu tarzda ma'lumot olinadi. Cherenkov schyotchigi-ning "o'lik" vaqti ancha qisqa $\sim 10^{-8}$ s.

Zaryadlangan zarra energiyasining asosiy qismi atomlarni ionlashtirishga va uyg'otishga, juda kam qismi qutblantirishga sarflanadi. Shuning uchun ham Cherenkov nurlanishining intensivligi ancha past – 1 sm masofada atigi 300 ga yaqin foton chiqariladi. Cherenkov schyotchigi yordamida zaryadlangan zarranigina emas, balki foton va neytronlarni ham qayd qilish mumkin. Buning uchun birinchi holda, γ -kvantning muhitda yutilishi natijasida chiqqan katta energiyali elektronlarning Cherenkov nurlanishidan foydalaniladi. Sekin neytronlarni qayd qilish uchun radiatorga ba'zi bir qo'shimcha moddalar qo'shiladi va (n, γ) reaksiyasi natijasida paydo bo'ladigan elektronlar oqimidan foydalaniladi. Vodorodi ko'p bo'lgan radiator moddalardan foydalanish yo'li bilan tez neytronlarni ham qayd qilish mumkin. Bunda neytronlarning elastik sochilishidan vujud-ga keladigan tez protonlar Cherenkov nurlanishiga sababchi bo'ladi. Lekin barcha hollarda ham, yuqorida aytilganidek, zarraning tezligi $v > c_1$ bo'lgan shart bajarilishi lozim.

VII-BOB. ELEMENTAR ZARRALAR "IZI"NI KUZATISH USULLARI

7.1. Pufakchalar kamerasining ishlash prinsipi

Relyativistik yadrolarning intensiv dastalari paydo bo'lishi bilan yadrolarning yadrolar bilan noelastik o'zaro ta'sirlashuvlarini tadqiq qilish imkoniyati paydo bo'ldi. Tezlatkichlarda olingan intensiv monoenergetik dastalardan foydalanish yadro-yadro to'qnashuvlari mexanizmi haqida ko'plab ma'lumotlar to'plash imkonini berdi. Chunonchi, yadro moddasini va undan zarralar va og'ir ionlar o'tishi mexanizmi o'rganila boshlandi. Jumladan, yuqori energiyali yadrolarning yadrolar bilan to'qnashuvida zarba siqilishi tufayli kollektiv jarayonlar paydo bo'ladi. Relyativistik yadrolar dastasini zichligi katta bo'lgan suyuqlik bilan to'ldirilgan kameralarga tushirish bilan shu suyuqlik yadrosi bombardimon qilinadi.

Mazkur yadro fizika laboratoriya ishini bajarish uchun foydalaniladigan fototasmalar energiyasi 4,2 GeV bo'lgan yadrolar va energiyasi 40 GeV bo'lgan manfiy pionlar dastasi bilan nurlantirilgan propanli pufakchali kameradan suratga olingan.

Vilson kamerasi hamda diffuzion kameralarda zarralar-ning alohida o'zaro ta'sirlarini kuzatish imkoni bo'lsa ham, ular hajmida moddalar zichligi kichik bo'lganligi sababli bunday o'zaro ta'sirlashuvlar kamdan-kam bo'ladigan voqealardir. Ularda bosim o'n marta oshirilganda ham hech qanday o'zgarish yuz bermaydi. Bunday kameralarning qayd qilish effektivligi juda oz bo'lib qolaveradi. Shuning uchun ham 1952-yili amerikalik olim Gleyzer suyultirilgan vodorod, deyteriy, geliy, ksenon, propan, etan va boshqalar bilan to'ldirilgan kamerani taklif qilgan. Hozirgi zamon pufakchalar kameralarining konstruksiyasi va ishlash prinsipi Vilson kamerasinikiga o'xshagandir.

Ishlovchi modda porshenning siqilishi natijasida P_0 bosim ostida ushlanib turiladi. Shu P_0 bosim ostida suyuqlik harorati, uning qaynash haroratidan pastroq bo'lgan T_0 da turadi. Mahkam berkitilgan porshen qo'yib yuborilishi bilan suyuqlik hajmi kengaya boradi, uning ustidagi bosim esa kamayib $P_1 > P_0$ bo'lib qoladi. Natijada suyuqlik harorati o'zining qaynash harorati T_0 dan kattaroq bo'lib, u ham qaynamasdan turadi. Yoki boshqacha qilib aytganda, ishlovchi suyuqlik biror bir zarra o'tib qolguday bo'lsa, suyuqlik yashin tezligida qatnay boshlaydi. Zarralar izi bo'ylab hosil bo'lgan ionlar esa pufakchalarning yig'ilish markaziga aylanadi. Sekundning 100 yoki 1000 dan bir ulushi ichida zarrachalar izida to'plangan pufakchalar kattaligi ularni sur'atga olish darajasiga qadar o'sadi.

Hozirgi zamon tezlatkichlarida tezlatish sikli 1 s bo'lib, pufakchalar kamerasining ishlash sikliga mos tushadi. Pufakchalar kamerasi, uni to'ldiruvchi suyuqlik nomi bilan yuritiladi. Masalan, vodorodli, propanli, geliyli va hakoza kamerani nomi bilan aytiladi. Pufakchalar kamerasi to'ldirilgan suyuqlik bir vaqtning o'zida bombardimonchi zarralar nishoni ham hisoblanadi. Agarda bombardimonchi zarra proton bo'lib, vodorodli kameraga yuborilsa, proton-proton to'qnashuvi (pp) yuz beradi yoki p -mezon yuborilsa (p^-p^-) yuz beradi va hakoza.

To'qnashuvdan keyin (ya'ni reaksiyadan keyin) hosil bo'lgan zarralar esa yadro nishon turgan o'rindan boshlab o'z treklarini hosil qiladilar.

Bombardimonchi zarralar energiyasiga qarab, pufakchalar kamerasining hajmi har xil bo'ladi. Masalan, Rossiya Federatsiyasi Fanlar akademiyasining Lebedev nomidagi ilmiy tadqiqot institutida hajmi $2 \cdot 10^3 \text{ m}^3$ vodorod kamerasi ishlab turibdi. Serpuxov shaharchasidagi pufakchalar kamerasi silindr formasida bo'lib, uning uzunligi 4,5 m va diametri 1,6 m ga teng keladi, hajmi esa 11 m^3 .

Shuning uchun ham bunday kameralarni ishlovchi suyuqlik bilan to'ldirib turish uchun quvvati katta bo'lgan stansiyalarning qurilishi talab qilinadi. Zaryadli zarralar energiyasi va impulsini treklar egriligiga qarab osonlik bilan va aniqroq o'lchash uchun kameralar kuchli magnit maydoniga joylashtiriladi.

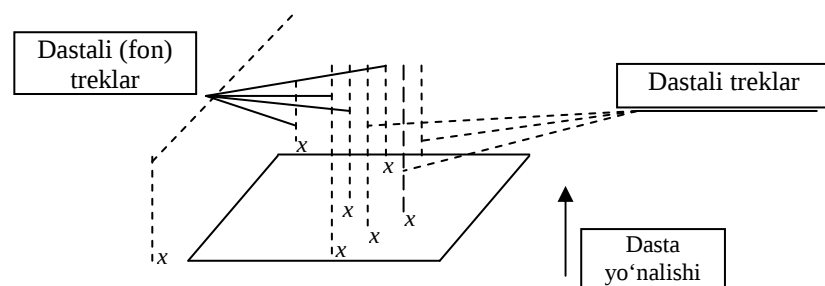
Tezlashtirilgan zaryadli zarra kamera to'ldirilgan modda nuklonlari bilan to'qnashganda yadroviy reaksiya natijasida hosil bo'ladigan treklarni qaraymiz.

Reaksiya hosil bo'lganda, masalan, katta energiyali birlamchi protonlar yoritilgan kamerada harakat qilishi natijasida egriligi juda kam bo'lgan bir-biriga parallelga yaqinroq to'g'ri chiziqlar hosil qiladilar. Reaksiya hosil bo'lgan nuqtada bu to'g'ri chiziqlar uziladigan, lekin endi reaksiyadan keyin hosil bo'luvchi ikkilamchi zarralar treklari paydo bo'ladi. Reaksiya yuz bergan nuqtada voqea sodir bo'lib yulduzcha hosil bo'ladi. Zaryadlari bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan zarrachalar ikkala tomonga yo'nalgan egri chiziqlar hosil qiladilar. Energiyasi kamroq bo'lgan zarrachalar ko'proq egiladi. Hozirgi zamon tezlatkichlarida hosil qilingan zaryadli zarralar energiyasi yetarlicha katta bo'lganligi sababli ularning izi kadrda tashqariga chiqib ketadi yoki ikkilamchi zarrachalar izi yemirilish nuqtasida uziladi. Ba'zi hollarda ikkilamchi zarrachalar kamera ishchi moddasi bilan to'qnashgan nuqtada uziladilar va bu yerda yana yangi xil "yulduzcha" hosil bo'ladi.

Neytron zarralar, ular hosil qilgan reaksiyalar yoki yemirilish natijasida paydo bo'luvchi zaryadli zarralar treklarni o'rganish yordamida qayd qilinadi. Hosil bo'lgan ikkilamchi ko'zga ko'rinmaydigan zarralar o'tgan yo'l bir necha santimetrdan oshmaydi. Ba'zan neytral zarraning (asosan neytronlar) yemirilishga ulgurmasdan ishlovchi suyuqlik yadrosiga tushib qolishi mumkin. Bu holdagi yadroviy reaksiyalar ham "yulduzcha" shaklida hosil bo'ladi, lekin endi "yulduzcha"ga kiruvchi trek paydo bo'lmaydi. Kameraga

birlamchi va dastali zarralardan tashqari fon hosil qiluvchi zarralar ham tushishi mumkin. Bunday fon hosil qiluvchi zarralar ham plyonkadagi krestlardan tashqarida yoki shu krestlarda yotadi. Krestlar o'rtasidagi ba'zi fon zarralar dastali zarralarga nisbatan qiyalangan bo'ladi (7.1-rasm). Kadrlarni qarashni esa birlamchi zarralarni ajratishdan boshlanadi.

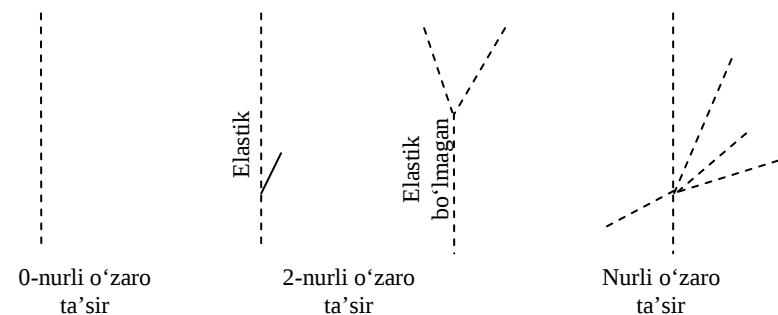
1. Birlamchi zarralar kameraning kirish tuynugidan kiruvchi va bir-biri bilan juda kichik burchakka farq qiluvchi zarrachalardir (ular bir-biriga taxminan parallel hisoblanadi, 7.1-rasm).



7.1-rasm. Shtrixlanmagan joy – tuynuk;
x – trekning kameraga kirish nuqtasi.

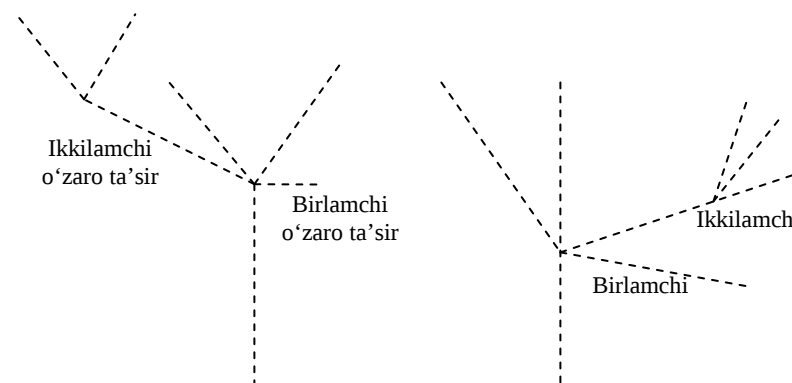
Agar plyonkada bitta dastali zarra bo'lsa, uni shu dasta-ga tegishli ekani ko'z bilan aniqlanadi. Agarda birlamchi zarra treki juda ham kuchsiz bo'lsa, u hisobga olinmaydi.

2. Proton va antiprotonlarning birlamchi o'zaro ta'sirlashuvining har xil tiplari 7.2-rasmda keltirilgan.



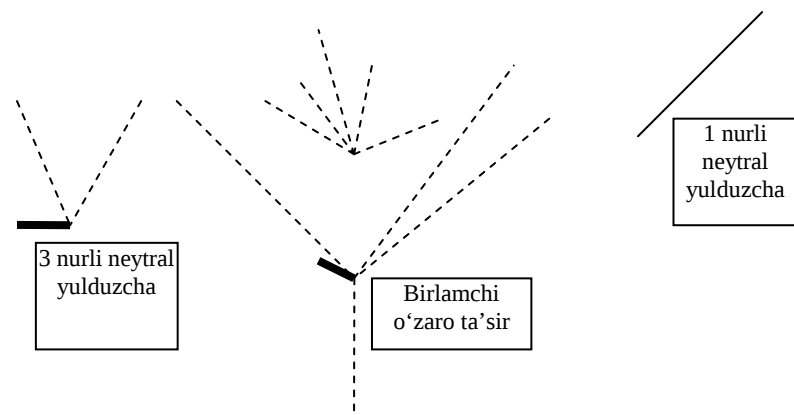
7.2-rasm. Zarrachalar ta'sirlashuvlarining har xil turlari.

3. Zaryadli zarraning proton bilan bo'ladigan ikkilamchi o'zaro ta'siri 7.3-rasmda keltirilgan.



7.3-rasm. Zaryadli zarraning proton bilan bo'ladigan ikkilamchi o'zaro ta'siri.

4. Ikkilamchi neytral zarralar ham proton bilan o'zaro ta'sirlashadi. Natijada neytral "yulduzcha" hosil bo'ladi (7.4-rasm).



7.4-rasm. Neytral yulduzcha hosil bo'lgan voqealar.

5. Zaryadli va neytral zarralar ham yemirilishi mumkin. Zaryadli zarra yemirilishi pylon-kada izning sinishi bilan aniqlanadi (7.5-rasm).

6. Neytral zarralarining ikki zarraga parchalanishi har xil ko'rinishlari (gamma-kvant konversiyasidan e^+e^- – juftning paydo bo'lishi va V^0 –zarra tug'ilishi) shartli ravishda “vilka” deyiladi. Vilklar quyidagicha identifi-katsiya qilinadi:

1. Gamma kvantdan hosil bo'luvchi e^+e^- – juftning belgilari:

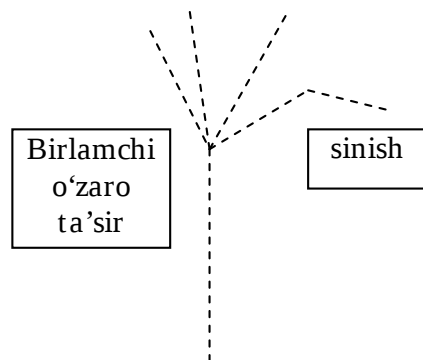
a) ikki izdan hech bo'lmaganda bittasi oxirigacha spiral shaklida bo'lish kerak;

b) “vilka”ning ochilish burchagi nol bo'lishi kerak.

2. V^0 – zarraning belgilari:

a) vilkaning ochilish burchagi nol;

b) vilka treklari uchrashgan (bir-birining ustidan o'tgan) bo'lishi mumkin;



7.5-rasm. Birlamchi o'zaro ta'sir.

d) vilkalardagi treklardan biri hech bo'lmaganda ikkilamchi o'zaro ta'sir hosil qiladi;

e) vilka treklaridan biri yemirilish beradi;

f) vilka treklaridan biri to'xtagan bo'lishi kerak.

V^0 zarraning identifikatsiya qilinishi uchun shu shartlardan biri bajarilishi kerak.

Ko'zga ko'rinuvchi izlar: 5 – π^- mezonga, 2 – K^+ mezon-ga, 6 – protonga, 9 dan 12 gacha elektron va pozitronga tegishli ekanligiga ishonch hosil qilgandan keyin, ularning egrilik radiusiga qarab impulsi aniqlanadi.

Ko'zga ko'rinuvchi zarralar 5 va 6 vilka yordamida aniqlansa, u holda ko'zga ko'rinmas zarra massasini

$$M = (E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2 \quad (7.1)$$

formula orqali hisoblab, uning bir necha GeV ekanligi aniqlanadi. Bu esa giperon impulsining miqdori va yo'nalishini berdi. Xuddi shu kabi elektron-pozitron juftining yig'indi impulsi kvantlar topishga imkon beradi. Xuddi shu yo'l bilan qolgan zarralar impulsini topish mumkin ekan.

$A(\pi^- p)$ o'zaro ta'sir.

Bu tipdagi o'zaro ta'sirga kiruvchi voqealar quyidagicha kriteriyalarni qanoatlantirishi kerak:

a) ikkilamchi zarralar soni juft va ularning zaryadlari yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak;

b) identifikatsiya qilingan protonlar soni va voqealar nolga yoki birga teng bo'lishi kerak;

d) blob bo'lmasligi kerak (blob deb, uzunligi 2 mm bo'lgan izga aytiladi);

e) birlamchi zarra yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalish-da bo'lgan proton bo'lmasligi kerak.

$(\pi^- n)$ – o'zaro ta'sir.

Bu tipdagi o'zaro ta'sirlar quyidagicha kriteriyalarga bo'ysunishi kerak.

a) ikkilamchi zarralar soni tok va ularning zaryadlarining yig'indisi nol bo'lishi kerak;

b) identifikatsiya qilingan protonlar soni nol yoki birga teng;

d) orqaga harakat qiluvchi proton yo'q;

e) o'zaro ta'sir nuqtasida blob yo'q.

$(\pi^- C)$ – o'zaro ta'sir.

Yuqorida keltirilgan $(\pi^- p)$, $(\pi^- n)$ – o'zaro ta'sirdan tashqari bo'lgan hamma ta'sirlar shu tipga kiradilar.

2. $e^+ e^-$ – juftini qayd qilish. Biz qarayotgan “yulduz”chadan hosil bo'lgan va kadrning hamma oblastida tarqalgan elektron-pozitron jufti axtariladi. Chiqish burchagi taxminan 0° bo'lgan hamma juftlar γ -kvant deb hisoblanadi. Agarda “yulduzcha” markazi bilan juft hosil bo'lgan nuqta bir chiziqda yotsa, γ -kvant shu “yulduzcha”da hosil bo'lgan deb hisoblanadi. Agarda γ -kvant 2 ta “yulduzcha”dan qaysi biriga tegishli ekanligi uncha aniq bo'lmasa, bunday kvantlar har ikkala “yulduzcha”ga ham tegishli deb yozish kerak.

7.2. Vilkalar yoki nol zarralarni qayd qilish

Vilkalar kadrning hamma qismida qayd qilinadi. Vilka bir nuqtadan chiquvchi juft chiziqlar bo'lib, $(\pi^- p)$, $(\pi^- n)$ va shunga o'xshash zarralar juftidan iboratdir. Vilkalar yordamida ko'zga ko'rinmas zarralar, zaryadi nol bo'lgan K^0 , Λ^0 , E^0 va zaryadli zarralar qayd qilinadi. Agarda yulduzcha uchi bilan nol o'rtasini bog'lovchi chiziq ikkilamchi zarralar oralig'idan o'tadigan bo'lsa, vilkalar shu yulduzchaga tegishli bo'ladi

7.3. Voqealarni chizmalashtirish

Voqealar tipini aniqlagandan keyin γ -kvant yoki 0-zarralardan hosil bo'lgan voqealar chizmalashtiriladi. Voqealarni chizmalashtirish standart blankalarda, γ -kvant yoki 0-zarralar yulduzchalar turgan o'rniga qarab hamda blankada keltirilgan “krest”ga nisbatan olib boriladi. Agarda “yulduzcha”da $n > 5$ nur bo'lsa, blankani proeksiya ustiga

qo'yib, voqea chiziladi. Albatta birlamchi izga 1-nomer beriladi. Undan esa xarakterli chiziqlar nomerlanadilar: bunday chiziqlar har ikkala proeksiyalarda taqqoslanadi. Masalan, birlamchi izlarga nisbatan katta burchak ostida chiquvchi izlar, ikkilamchi o'zaro ta'sir hosil qilgan yoki yemirilish beruvchi izlar, qisqa izlar va hakovolar. Qolgan boshqa izlar xarakterli chiziqlardan keyin nomerlanadi.

7.4. Zarralarning belgilari

Manfiy zarralarga belgilar qo'yilmaydi. Masalan, π^- – mezon manfiy zarra hisoblanadi. Protonlarga “03” belgisi beriladi, protonli “yulduzcha”da hosil bo'luvchi boshqa musbat zaryadlarga “01” belgisi beriladi. (π^+) – proton aniqlanmagan yulduzchada hosil bo'luvchi musbat zarralar-ga belgi berilmaydi. Agarda $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^- + H_e$ yemirilishda kuzatilsa “01” belgisi beriladi.

Blankada quyidagilar alohida belgilanishi kerak.

1. Plyonka nomeri, qaysi kadr va ob'ektivdan chizmalashtirilgan.

2. Hodisalar tipi:

a) $\pi^- p^-$; $\pi^- C^-$; pp^- ;

b) “yulduzcha”da nurlar soni (birlamchi iz hisobga olinmaydi);

d) shu “yulduzcha”ga tegishli γ -kvantgacha va 0 zarralar soni.

3. Hamma izlar ishoralari.

Yulduzcha tipini aniqlagandan keyin voqeadan γ -kvantgacha yoki 0 zarragacha bo'lgan masofa o'lchanadi. Ularning impulsi va chopish masofasi o'lchaniladi. Zarra impulsining shablon orqali yoki nur uzunligini o'lchab, grafik yordamida aniqlanadi.

Pufakchalar kamerasi elementar zarralarning o'zaro ta'siri va yemirilishini kuzatish uchun ishlatiladi.

Pufakchalar kamerasining ishlash prinsipi quyidagicha: ishlovchi modda porshenning siqilishi natijasida P_0 bosim ostida ushlanib turiladi. Shu P_0 bosim ostida suyuqlik harorati, uning qaynash haroratidan pastroq bo'lgan T_0 haroratda turadi. Mahkam berkitilgan porshen qo'yib yuborilishi bilan suyuqlik hajmi kengaya boradi, uning ustidagi bosim esa kamayib $P_1 > P_0$ bo'lib qoladi. Natijada suyuqlik harorati o'zining qaynash harorati T_0 dan kattaroq bo'lib, u ham qaynamasdan turadi. Yoki boshqacha qilib aytganda, ishlovchi suyuqlik biror bir zarra o'tib qolguday bo'lsa, suyuqlik yashin tezligida qatnay boshlaydi. Zarralar izi bo'ylab hosil bo'lgan ionlar esa pufakchalarning yig'ilish markaziga aylanadi. Sekundning 100 yoki 1000 dan bir ulushi ichida zarrachalar izida to'plangan pufakchalar kattaligi ularni sur'atga olish darajasiga qadar o'sadi.

Hozirgi zamon tezlatkichlarida tezlatish sikli 1 sekund bo'lib, pufakchalar kamerasining ishlash sikliga mos tushadi. Pufakchalar kamerasi uni to'ldiruvchi suyuqlik nomi bilan yuritiladi. Masalan, vodorodli, propanli, geliyli va hakovolar kamera nomi bilan aytiladi. Pufakchalar kamerasi to'ldirilgan suyuqlik bir vaqtning o'zida bombardimonchi zarralar nishoni ham hisoblanadi. Agarda bombardimonchi zarra proton bo'lib, vodorodli kameraga yuborilsa proton-proton to'qnashuvi (pp -) yuz beradi yoki π -mezon yuborilsa (πp -) yuz beradi va hakoza.

To'qnashuvdan keyin (ya'ni reaksiyadan keyin) hosil bo'lgan zarralar esa yadro nishon turgan o'rindan boshlab o'z treklarini hosil qiladilar.

Bombardimonchi zarralar energiyasiga qarab, pufakchalar kamerasining hajmi har xil bo'ladi.

Shuning uchun ham bunday kameralarni ishlovchi suyuqlik bilan to'ldirib turish uchun quvvati katta bo'lgan stansiyalarning qurilishi talab qilinadi. Zaryadli zarralar energiyasi va impulsini treklar egriligiga qarab osonlik bilan va

aniqroq o'lchash uchun kameralar kuchli magnit maydoniga joylashtiriladi.

Tezlashtirilgan zaryadli zarra kamera to'ldirilgan modda nuklonlari bilan to'qnashganda, yadroviy reaksiya natijasida hosil bo'ladigan treklarni qaraymiz.

Reaksiya hosil bo'lganda, masalan, katta energiyali birlamchi protonlar yoritilgan kamerada harakat qilishi natijasida egriligi juda kam bo'lgan bir-biriga parallelga yaqinroq to'g'ri chiziqlar hosil qiladilar. Reaksiya hosil bo'lgan nuqtada bu to'g'ri chiziqlar uziladigan, lekin endi reaksiyadan keyin hosil bo'luvchi ikkilamchi zarralar treklari paydo bo'ladi. Reaksiya yuz bergan nuqtada voqea sodir bo'lib yulduzcha hosil bo'ladi. Zaryadlari bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan zarrachalar ikkala tomonga yo'nalgan egri chiziqlar hosil qiladilar. Energiyasi kamroq bo'lgan zarrachalar ko'proq egiladi. Hozirgi zamon tezlatkichlarida hosil qilingan zaryadli zarralar energiyasi yetarlicha katta bo'lganligi sababli ularning izi kadrda tashqariga chiqib ketadi yoki ikkilamchi zarrachalar izi yemirilish nuqtasida uziladi. Ba'zi hollarda ikkilamchi zarrachalar kamera ishchi moddasi bilan to'qnashgan nuqtada uziladilar va bu yerda yana yangi xil "yulduzcha" hosil bo'ladi.

Neytron zarralar, ular hosil qilgan reaksiyalar yoki yemirilish natijasida paydo bo'luvchi zaryadli zarralar treklarni o'rganish yordamida qayd qilinadi. Hosil bo'lgan ikkilamchi ko'zga ko'rinmaydigan zarralar o'tgan yo'l bir necha santimetrdan oshmaydi. Ba'zan neytral zarraning (asosan neytronlar) yemirilishga ulgurmasdan ishlovchi suyuqlik yadrosiga tushib qolishi mumkin. Bu holdagi yadroviy reaksiyalar ham "yulduzcha" shaklida hosil bo'ladi, lekin endi "yulduzcha"ga kiruvchi trek paydo bo'lmaydi. Kameraga birlamchi va dastali zarralardan tashqari fon hosil qiluvchi zarralar ham tushishi mumkin. Bunday fon hosil qiluvchi zarralar ham plyonkadagi krestlardan tashqarida yoki shu krestlarda yotadi. Krestlar o'rtasidagi ba'zi fon zarralar dastali

zarralarga nisbatan qiyalangan bo'ladi. Kadrlarni qarashni esa birlamchi zarralarni ajratishdan boshlanadi. Krestlar o'rtasidagi ba'zi birlamchi zarralar kameraning kirish tuynugidan kiruvchi va bir-biri bilan juda kichik burchakka farq qiluvchi zarrachalardir (ular bir-biriga taxminan parallel hisoblanadi). Agar plyonkada bitta dastali zarra bo'lsa, uni shu dastaga tegishli ekani ko'z bilan aniqlanadi. Agarda birlamchi zarra treki juda ham kuchsiz bo'lsa, u hisobga olinmaydi.

7.5. Zarralar "izi"ni kuzatish usullari

Zarralar "izi"ni maxsus usullarda fizik asboblardan yordami-da kuzatish mumkin. Masalan, gaz to'ldirilgan Geyger-Miyuller schyotchiklardan zarra o'tganligini bildiruvchi jarayon nisbatan sekin (10^{-7} s da) rivojlanganligi sababli zarra haqida "kechikib" ma'lumot olinadi.

Uchqunli schyotchik. Uchqunli schyotchik bu jihatdan ancha yaxshi. Bunday schyotchikdan o'tgan zarra gazda vujudga keladigan uchqunli razryadga qarab qayd qilinadi, uchqunli razryad esa, yoyli razryad olish uchun kamlik qiladigan kuchlanish ta'sirida hosil qilinadi. Bu schyotchikda yuzi silliq metall plastinka katod vazifasini, undan 1,5-2,0 mm naridan o'tgan metall sim esa anod vazifasini o'taydi. Uchqunli schyotchik, odatda, atmosfera bosimida ishlaydi, elektrodlarga bir necha kilovolt kuchlanish beriladi. Undan ko'pincha α -zarrlarni qayd qilishda foydalaniladi. Geyger-Miyuller schyotchigi ishlash sxemasiga qanday ulansa, uchqunli razryadni yoyli razryadga o'tkazmaslik uchun schyotchik zanjiriga katta qarshilik ulanadi.

Elektrodlardagi kuchlanish 2,5-3 kV dan 6 kV gacha bo'lganda, schyotchik og'ir zarra (masalan, α -zarra)larni sezadi, 6 kV dan oshganda esa u yengil zarra – elektron va pozitronlarni ham qayd qila boshlaydi. Uchqunli schyotchik-

larning qayd qilish effektivligi zarra o'tgan yo'nalishda bog'liq bo'lib, 90% gacha yetadi.

Yassi parallel uchqunli schyotchik. Bu schyotchik elektrodlari sirti ikkita yassi plastinkadan iborat bo'lib, plastinkalar oralig'i bir necha millimetrga tashkil etadi. Schyotchikka kuchli (10-13 atm) bosim ostida argon gazi va qo'shimcha organik molekulalar to'ldiriladi. Hosil bo'ladigan impulsning kengligi nisbatan katta bo'lganligidan bunday yassi schyotchiklar zarralarning kichik oqimini qayd qiladi. Tezligi yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan relyativistik zarralar izini kuzatishda ustma-ust qo'yilgan yassi schyotchiklar to'plami – uchqunli kameralardan foydalaniladi. Zarra kameradagi gazga uchqunli razryadni vujudga keltiradi. Bir necha shunday razryad zarraning "izi"ni ko'rsatadi. Bu "iz"ni kamera devoridagi teshikcha orqali suratga olinadi.

Uchqunli kameralar vujudga kelishi ko'pgina fiziklar, shu jumladan, A.I.Alixanyan rahbarligidagi bir guruh tadqiqotchilar mehnatining mahsulidir.

Vilson kamerasi. Zarralarning izini tekshirishda ishlatiladigan asboblardan yana biri Vilson kamerasidir. Ma'lumki, yopiq idishdagi har qanday suyuqlik yuzida shu suyuqlikning to'yingan bug'i bo'ladi. Suyuqlik qizdirilsa, mazkur to'yingan bug'ning bosimi ortadi, suyuqlikning qaynash haroratida bosim atmosfera bosimiga teng bo'ladi. Suyuqlik sovutilganida hosil bo'ladigan o'ta to'yingan bug' egallagan hajmda kondensatsiya markazlari bo'lsa, ular atrofiga suyuqlik tomchilari yig'ila boshlaydi. O'ta to'yingan bug'ga tushgan zaryadlangan zarra ana shunday kondensatsiya markazlari bo'lib qoladi. Shunday qilib, o'tayotgan zaryadlangan zarra muayyan bir vaqtdan keyin suyuqlik tomchilaridan iborat "iz" qoldiradi. Vilson kamerasining eng oddiy xili bug' ichida porshen harakatlanadigan germetik silindridir. Havo, vodorod yoki geliyga suv yoki spirtning to'yingan bug'i aralashtirilib, ishchi hajmga yordamchi trubka

orqali yuboriladi. So'ngra porshen pastga surilib, ishchi hajm 25-30% kengaytiriladi. Hajm, adiabatik ravishda tez kengayganda gaz sovib, bug' o'ta to'yingadi. Bunday Vilson kamerasing zaryadlangan zarralarni seza olish vaqti (τ_k) sezgirlik vaqti deb ataladi va u $0,1 \pm 1$ s oralig'ida bo'ladi. Zaryadlangan zarralarning kamerada qoldirgan izlarini suratga olib, ularning turlarini, massasini, energiyasini va solishtirma ionlantirish qobiliyatini bilib olamiz.

Pozitron, myuon va boshqa elementar zarralar birinchi marta shu kameralar yordamida kuzatilgan. Agar Vilson kamerasi kuchli magnit maydoniga joylashtirilsa, zarralar egri chiziq bo'ylab harakat qila boshlaydi. Zarralar "izi"ning egrilik darajasiga qarab, ularning impulsi, zaryadi va ayrim hollarda energiyasi, tezligi aniqlanadi.

Diffuzion kamera. Diffuzion kameraning ishlash tamoyili Vilson kamerasing ishlash tamoyiliga o'xshashdir. Vilson kamerasida bug'ning o'ta to'yingan holatga qisqa muddatda adiabatik kengayish yo'li bilan erishiladi. Bu vaqt davomida kamera sezgir bo'lib, o'tayotgan zarrani qayd qila oladi. Ammo sezgirlik vaqtining 2 ta ketma-ket kengayish orasidagi vaqtga nisbati juda kichik bo'lib, 10^{-3} – 10^{-2} ga teng. Vilson kamerasing bu kamchiligi ishchi hajmni kengaytirish va siqish sistemasi bo'lmaydigan diffuzion kamera tuzatilgan. Diffuzion kamerada bug'ning o'ta to'yinishi kameraning tubi va qopqog'i o'rtasida doim mavjud bo'lgan haroratlar farqi orqali amalga oshiriladi. Harorat gradientini taxminan 5-10 grad/sm kattalikda tanlab to'yingan bug' qatlamini 50-70 mm va undan ham ko'proqqa yetkazish mumkin.

Diffuzion kamera silindrik shakldagi germetik yopiq idishdan iborat bo'lib, Vilson kamerasida ishlatiladigan gazlar bilan to'ldirilishi mumkin. Silindrning yon devori shishadan qilinadi. Yuqoridagi devor bilan kichkina metall nov birlashtirilgan. Nov to'xtovsiz bug'lanib turuvchi metil yoki etil spirti bilan to'ldiriladi. Novdan yuqoriroqda silindrik sirtini

yopish uchun mo'ljallangan shisha plastinka bor. Nov turgan metall g'ildirak va spirtning harorati $20 \pm 30^\circ\text{C}$ atrofida saqlanadi, kameraning pastki metall tubi esa -50°C gacha sovitiladi. Bug' idishning yuqori qismidan diffuziya yo'li bilan pastki qismiga tarqaladi va u yerda sovib, o'ta to'yingan holatga keladi.

Diffuzion kamera uzluksiz ishlaydi, shu sababdan kamera xalaqit beruvchi nurlanish (fon) ta'sirida bo'ladi. Bu esa kerakli izlarni tahlil qilishni murakkablashtiradi va chalkashtiradi. Diffuzion kameraning jiddiy kamchiligi ham ana shunda.

Pufakli kamera. Vilson va diffuzion kameralar gaz bilan to'ldirilganligi tufayli katta energiyali zarralar bu kameralar-dan bimalol o'tib keta oladilar. Zarralarning izini oxirigacha ko'rish uchun bu kameralar juda katta qilinishi yoki zarralar zichroq modda orqali o'tishlari zarur.

Shu yo'nalishdagi izlanishlar, nihoyat, yangi kameraning yaratilishiga olib keladi. Bu kamerada gaz bilan spirt bug'lari o'rnini o'ta qizitilgan suyuqlik egallaydi.

Uni 1952-yilda D.Glezer kashf qilgan. Pufakli kamera deb nom olgan bu asbob o'ta qizdirilgan maxsus, shaffof suyuqlik bilan to'ldirilgan idishdan iboratdir. Kamera orqali o'tayotgan zaryadlangan zarra o'z izi davomida o'ta qizdirilgan suyuqlikning shiddat bilan qaynashiga sabab bo'ladi va zarraning yo'lida bug' pufakchalari paydo bo'ladi. Kamera-ni zarrani qayd qilish xususiyati ana shu xossaga asoslangan. Kameradagi yuqori bosim suyuqlikning qaynab ketishiga xalaqit beradi. Har xil suyuqliklar uchun bu bosim har xil bo'ladi.

Pufakli kamerada ish sikli 4-10 s davom etishi tufayli uning sezgirlik vaqti diffuzion kameradagiga qaraganda kichik, Vilson kamerasidagiga qaraganda esa kattaroqdir. Kameradagi moddaning zichligi gaznikiga nisbatan yuqori bo'lganligi tufayli ko'p hollarda zarra izini oxirigacha ko'rish mumkin.

Hozirgi vaqtda ishlab turgan pufakli kameralardan eng yirigi Serpuxov tezlatgichiga o'rnatilgan 11 kub metr hajmdagi suyuq vodorodning harorati minus 235°C va bosimi 5 atm. Kamerada ko'rinadigan iz fotokameralar yordamida suratga olinadi va tekshiriladi.

Fotoemulsiya usuli. Tekshirilishi lozim bo'lgan zarralar "izi"ni ko'rishning yana bir yo'li – fotoemulsiya usulidir. Zarra fotoplastinka surtilgan emulsiya qatlamidan o'tayotib, emulsiya tarkibidagi kumush bromid (AgBr) donachalari-ning kristall panjarasini o'zgartiradi. Shu o'zgarish mikroskopda qora nuqtalardan iborat iz bo'lib ko'rinadi. Bu zarralar o'tgan izdir. Zarra izining aniq ko'rinishi ionlashish-ning qanchalik kuchli yoki kuchsiz bo'lishiga bog'liq. Zarra ionlashishga qancha ko'p energiya sarf qilsa, kumush donachalari shunchalik zich joylashadi. Bu esa fotoemulsiya-ning sezgirlik darajasini ko'rsatadi.

Tajribaning nima maqsadda o'tkazilishiga qarab, turli fotoplastinkalar ishlatiladi. Maxsus fotoemulsiya yordamida kosmik nurlar tarkibidagi o'ta tez – energiyasi 10^6 MeV gacha boradigan zarralar va yadro reaksiyalari tekshiriladi. O'ta tez zarralar emulsiya yadrosidan bir qancha nuklonlarni urib chiqarish qobiliyatiga ega. Natijada mikroskop orqali fotoplastinkada "yulduzlar" deb ataluvchi shaklni ko'rish mumkin. Bu yulduzlar bir nuqtadan har tomonga tarqalgan izlardan iborat.

Odatda, yadro fotoemulsiyalarning tarkibida 83 dan 87% gacha AgBr donachalari bo'ladi. Donachalarning yirikligi, AgBr ning kam-ko'pligi emulsiya sezgirlikini belgilaydi. Donachalarning yirikligi 0,3 mk atrofida, fotoplastinka emulsiya qatlamining qalinligi esa 50 dan 1200 mk gacha bo'ladi. Shunday fotoemulsiyaning tarkibi va fizik xossalari 7.1-jadvalda berilgan.

Fotoemulsiyaning tarkibi va fizik xossalari

7.1-jadval

Fotoemulsiya-dagi elementlar	Elementning zichligi (g/sm)	Fotoemulsiya-dagi elementlar	Elementning zichligi (g/sm)
Kumush	1,82	Azot va oltingugurt	0,08
Brom	1,84		
Karbon	0,277	Vodorod	0,053
Kislorod	0,25	Yod	0,012

Fotoemulsiyaning fizik xossalari

Zichligi..... $3,84 \text{ g/sm}^3$
 Atom soni..... $8 \cdot 10^{22} \text{ sm}^{-3}$
 O'rtacha atom og'irligi.....29,0
 O'rtacha zaryad soni (Z).....13,0

Fotoplastinka zarra izi 600-900 baravar kattalashtirib ko'rsatilgan mikroskoplar yordamida kuzatilib, tekshirilib, zarraning tabiati va yuz bergan jarayon haqida tegishli ma'lumotga ega bo'linadi. Masalan, emulsiyadagi izning umumiy uzunligini bilgach, ma'lum zarraning energiyasini topish mumkin.

Neytronlarni qayd qilish uchun maxsus emulsiya tarkibida ^{235}U bo'ladi. Neytronlar ta'sirida ^{235}U bo'laklarga bo'linib ketadi va plastinkada shu bo'laklarning izlari kuzatiladi. Bundan tashqari, emulsiya tarkibidagi vodorod atomlari ham neytron o'tganligini bildirishi mumkin. Buning uchun neytron vodorod yadrolariga elastik urilib, tezligi katta bo'lgan protonlar hosil qilishi kerak. Protonlar, o'z navbatida, fotoplastinkada qora iz qoldiradi.

Fotoemulsiya usuli uning aniqligi bilan boshqa usullardan ajralib turadi: u zarraning sochilish burchagini $0,04^\circ$ gacha, yashash vaqtini esa 10^{-16} s gacha (π° -mezon) aniqlikda topish imkonini beradi. Bu usulda "o'lik" vaqt yo'qligi, bo'lib o'tgan hodisaning fotoemulsiyada saqlanib qolishi, ayniqsa katta ahamiyatga ega. Lekin bu usul ham kamchiliklardan holi emas: fotoplastinkalarni tayyorlash qiyin, mikroskopda kuzatish esa, uzoq vaqt talab qiladi.

VIII-BOB. ALFA-ZARRALAR, BETA-NURLAR VA GAMMA-KVANTLAR SPEKTRLARINI O'RGANISH

8.1. Alfa-zarralar spektrlarini o'rganish

Alfa-zarralar spektrini o'rganishda impulsli ionizatsion kameralar ishlatiladi. α -zarralar manbai kameraning ichiga joylashtiriladi. α -zarralar ta'sirida kamerada ionlashish hodisasi ro'y beradi va impulsar vujudga keladi. Bunda ishtirok etadigan β - va γ -nurlarning xalaqit beruvchi kichik qiymatli impulsarlari amplituda analizatorida diskriminatorlar yordamida "qirqib" tashlanadi. α -zarralarning spektri ssintillyatsion spektrometrdan o'rganiladigan bo'lsa, dastlab FEK dan chiqayotgan impulsning amplituda taqsimoti tekshiriladi. Bu holda spektrometrning hamma qismlari: fosfor, FEK va kuchaytirgichlar o'zaro chiziqli bog'langan bo'lishlari kerak. Shunda zarra energiyasi bilan impuls amplitudasi o'rtasidagi ilgari ta'kidlab o'tilgan proporsional-lik saqlanadi. Ssintillyatsion spektrometrlarda NaI(Tl) va CsI(Tl)ga o'xshash monokristallar ishlatiladi. Fosforning qalinligi α -zarraning undan o'tish yo'liga teng qilib olinsa, tekshirish paytida yengil zarralar xalaqit bermaydi, chunki yengil zarralarning o'tish yo'li mazkur kristall o'lchamidan katta, shuning uchun ularning ma'lum energiyasigina kristalda yutiladi; bu esa kichik qiymatli xalaqit beruvchi impulsni amplituda bo'yicha ajratish imkonini beradi. CsI(Tl) kristalli ssintillyatsion spektrometrning ajrata olish qobiliyati energiyasi 5,0 MeV bo'lgan α -zarralar uchun 3% ni tashkil etadi.

8.2. Beta-nurlar spektrlarini o'rganish

β -zarralarning energiya spektri ssintillyatsion, yarim-o'tkazgichli va magnitli β -spektrometrlar yordamida o'lchanadi.

Ssintillyatsion β -spektrometr aytib o'tilgan α -spektrometrdan tuzilgan, lekin ancha kichik ajrata olish qobiliyatiga ega. Bu spektrometrning yaxshi tomonlari shuki, uning yorug'lik kuchi magnitli β -spektrometrdagiga qaraganda katta: tushayotgan nurlarning 50%ini qayd qiladi. Shuning uchun kuchsiz manbalarning β -nurlanish spektri ssintillyatsion β -spektrometrdan o'rganiladi. Ssintillyatsion spektrometrning FEK dan chiqayotgan impulsar magnitli β -spektrometrdan chiqayotgan impulsarga nisbatan qisqa, shunga ko'ra u nurlarni vaqt bo'yicha juda yaxshi ajratadi. Bundan tashqari, bunday spektrometr yasash ancha arzonga tushadi va unchalik qiyin emas.

Ssintillyatsion β -spektrometrdan fosfor sifatida stilben va antrasenga o'xshash organik monokristallar ishlatiladi. Ularning qalinligi β -zarralarning o'tish yo'lidan kattaroq qilib olinadi, shuning uchun fosforlarda hamma β -zarralar yutilib qoladi. β -spektrometr oldindan ma'lum bo'lgan β -nurlar manbaining konversion chizig'iga "sozlanadi".

β -spektrlar magnitli β -spektrometrlarda katta aniqlikda o'lchanadi. Bu spektrometrning ajrata olish qobiliyati 0,01% gacha bo'lishi mumkin: ularning yorug'lik kuchi juda kichik bo'lganligi sababli juda kuchli manbalar talab qilinadi.

β -spektrometrning bir necha turi bor. Lekin ularning hammasida ham β -zarralarning energiyasi ularning magnit maydonidagi harakat yo'li bo'yicha o'lchanadi. β -zarralar oqimi magnit spektrometrining qayd qiluvchi qismi yordamida aniqlanadi. Qayd qiluvchi detektor sifatida fotoplastinka, β -schyotchik va ssintillyatsion β -spektrometr-lar qo'llanilishi mumkin.

Bir jinsli N magnit maydoniga nisbatan perpendikulyar yo'nalishda harakatlanayotgan β -zarra magnit kuch chiziq-lari ta'sirida yo'nalishini o'zgartiradi. Zarraning harakati (ϑ) yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lganda, traektoriyaning egrilik radiusi ρ Lorens va markazdan qochirma kuchlarning tengligidan topiladi:

$$e\vartheta H = \frac{m_0\vartheta^2}{\rho} \quad (8.1)$$

bu yerda e – zarraning zaryadi; m_0 – zarraning harakatsizlikdagi massasi. (8.1) formulaning ikki tomoni ϑ ga qisqartirib, keyin $p = m\vartheta$ ni qo'ysak:

$$p = eH\rho \quad (8.2)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, H maydonda β -zarra traektoriyasining egrilik radiusini topsak, uning impulsini aniqlay olamiz.

Magnitli β -spektrometrlar yasashda (8.2) formulaga asoslanadi. Bunday spektrometrlarning birida magnit maydonida ρ radiusli yarim aylana hosil qiladigan β -zarralar diafragma yordamida ajratib olinadi. Bu traektoriyaning bir boshida β -zarralar manbai, ikkinchi boshida $p = eH\rho$ impulsli β -zarralarni qayd qiladigan detektor yotadi. Magnit maydoni kuchlanganligi H ni o'zgartirish yo'li bilan har xil kattalikka ega bo'lgan barcha β -zarralarning impulsi ketma-ket o'lchanadi. β -spektrometrning boshqa bir turida N o'zgartirilmaydi, shuning uchun har bir radiusga ma'lum p impulsli β -zarra to'g'ri keladi. β -zarraning p impuls bo'yicha taqsimoti har xil radiuslardagi sanash tezligining o'zgarishiga qarab topiladi.

Magnitli β -spektrometrning ajrata olish qobiliyati deganda, impuls spektr chizig'i yarim kengligining monoenergetik β -zarralar impulsiga nisbati, ya'ni:

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta H \rho}{H \rho} \quad (8.3)$$

tushuniladi (β uchun $e=1$).

8.3. Gamma-kvantlar spektrlarni o'rganish usullari

Odatda yadro nurlanish manbalari monoenergetik bo'lmagan (har xil energiyali) zarralarni tarqatadi, shuning uchun bir turdagi zarralar bir-birlaridan energiyasi bilan farq qiladi. Ikkinchidan, zarraning biror modda bilan o'zaro ta'sir etishi natijasida ham energiyasi o'zgaradi.

Yadro zarralarining energiya taqsimoti yadro nurlarining *energetik spektri* yoki boshqacha qilib aytganda, *nurlanish spektri* deb ataladi. Energiya qiymatlariga qarab uzlukli va uzluksiz spektrlar bo'ladi. Uzlukli spektr energiyaning ayrim $E_1, E_2, E_3, \dots$ qiymatlari bilan ifodalanadi. Uyg'ongan yadro tarqatayotgan γ -nurlarning energiyasi uzlukli spektrdir. Uzlukli spektr istalgan energiya qiymatlarini olishi mumkin bo'lgan zarralarning taqsimotidir. Bunday spektrlarga misol qilib β -parchalanishdagi elektron va pozitronlarning spektrini ko'rsatish mumkin.

Yadro nurlarining moddalar bilan o'zaro ta'siri zarralarning energiyasiga bog'liq. Shuning uchun nurlanish spektrini o'rganish asosiy masalalardan biri bo'lib hisoblanadi. Nurlanish spektrini o'lchovchi asboblarda *spektrometrlar* deb ataladi. Spektrometr yordamida zarralarning soni va har bir zarraning energiyasini aniqlash mumkin.

Spektrometrlar o'lchash usullariga qarab bir necha xilga bo'linadi: ssintillyatsion spektrometr, yarimo'tkazgichli spektrometr, magnitli spektrometr va hokazo.

Odatda, taqsimot funksiyasi $\psi(E)$ ni o'lchash qiyin bo'lganligidan, tajribada boshqa bir taqsimot funksiyasi – $\phi(p)$ topiladi. p -parametr E energiya bilan $p=p(E)$ funksiya bo'yicha bog'langan. Shunday qilib, ma'lum funksiya $\phi(p)$ va p -

parametr bilan energiya o'rtasidagi bog'lanishga qarab asosiy taqsimot $\psi(E)$ ni topish mumkin. Spektrometrda p bilan E o'rtasida $p=kE$ ko'rinishdagi chiziqli bog'lanish bo'lsa, bunday spektrometr *chiziqli spektrometr* deb ataladi.

Spektrometrlar asosan yorug'lik kuchi va ajrata olish qobiliyatiga qarab bir-biridan farq qiladi. Spektrometrning *yorug'lik kuchi* deganda, detektor qayd etgan zarralar sonining spektrometrga tushayotgan va E dan $E+\Delta E$ gacha bo'lgan oraliqdagi energiyaga ega bo'lgan zarralar soniga nisbati tushuniladi:

$$I = \frac{N(E)dE}{N_0(E)dE} \quad (8.4)$$

Yorug'lik kuchi – I spektrometr turiga va effektivligiga bog'liq. Ssintillyatsion spektrometrlarda yorug'lik kuchi asosan effektivlikka bog'liq bo'ladi. Yorug'lik kuchi nurlanish spektrini o'lchash uchun kerak bo'ladigan vaqtni belgilaydi: I qanchalik katta bo'lsa, spektrni o'lchash uchun shunchalik kam vaqt talab qilinadi. Bundan tashqari, yorug'lik kuchi o'lchash aniqligini ham oshiradi. Shuning uchun spektrometrning yorug'lik kuchini kattaroq qilishga harakat qilinadi.

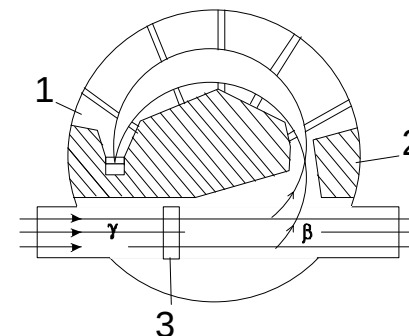
Spektrometrning ajrata olish qobiliyati deganda, uning ikkita zarrani energiyasi jihatdan bir-biridan ajrata bilish darajasi tushuniladi. Ajrata olish qobiliyati tushunchasi spektrometrning spektral chizig'i tushunchasi bilan uzviy bog'liq. Masalan, biror monoenergetik nurlanish o'rganilayotgan bo'lsa, spektrometrda p -parametrning "sochilishi" yuz beradi. Natijada E energiyali zarralar spektrometrda birgina $p(E_0)$ parametrga ega zarralar bo'lib emas, balki E_0 energiyasi atrofida joylashgan energiyalar oralig'ida yotgan zarralar yig'indisi bo'lib qayd etiladi. Shulardan p -parametrga to'g'ri keladigan eng katta ehtimollikka ega energiya – E_0 dir. p -parametrning taqsimoti monoenergetik zarralar uchun cho'qqili spektral chiziq ko'rinishida bo'ladi.

Gamma-nurlar spektrini bir necha xil spektrometr yordamida o'lchash mumkin. Shularni birma-bir ko'rib chiqamiz.

Magnitli gamma-spektrometr. Magnitli γ -spektrometr (8.1-rasm) γ -kvantlar konvertori va magnitli β -spektrometr-dan tuzilgan. Konvertor biror moddadan tayyorlangan plastinka bo'lib, γ -spektrometrning kirish qismi vazifasini o'taydi. γ -nurlar shu plastinka bilan o'zaro ta'sir etishi natijasida fotoeffekt, Kompton-effekt va elektron-pozitron juftini hosil qilish jarayonlari tufayli elektronlar hosil bo'ladi. Magnitli γ -spektrometr shu elektronlarning energiya taqsimotini o'lchaydi. Shunday qilib, magnitli γ -spektrometrda γ -kvantlar energiya-si elektronlar energiyasiga o'tadi.

Elektronlarning spektriga qarab γ -nurlanish haqida ma'lumot olamiz. γ -kvantlar konvertorini shunday tanlash kerakki, yuqoridagi aytilgan 3 ta effektning birortasi katta ehtimollik bilan ro'y bersin. Ana shunga qarab spektrometr kompton spektrometri yoki e^-e^+ -spektrometri deb ataladi. Kompton γ -spektrometrda konvertor tartib nomeri

kichik bo'lgan moddadan tayyorlanadi, chunki bunday moddalarda fotoeffekt va juft hosil bo'lish ehtimolligi kompton-effekt ehtimolligiga nisbatan kichikdir. Bu spektrometrda tushayotgan γ -nurlar yo'nalishi bilan kichik burchak hosil qilib uchib chiqayotgan kompton elektronlari olinadi. Keyin bu elektronlar diagramma yordamida ajratiladi. Kompton γ -spektrometrining yorug'lik kuchi uncha katta emas, shuning uchun tushayotgan γ -nurlarning ma'lum bir qismigina



8.1-rasm. Kompton γ -spektrometrning tuzilishi:
1 – β -zarralar schyotchigi;
2 – magnit; 3 – konvertor.

konvertor materiali bilan o'zaro ta'sirlashadi. Material qalinligining ortishi bu effektни oshiradi. Kompton γ spektrometrining 5 MeV li γ nurlarni ajrata olish qobiliyati 0,3-1% dir.

Ssintillyatsion γ spektrometr. Yuqorida ko'rib o'tilgan magnitli γ spektrometrning ajrata olish qobiliyati yaxshi bo'lgani bilan uning yorug'lik kuchi juda kichik. Shuning uchun kuchsiz manbalar spektrini o'rganishda ulardan foydalanib bo'lmaydi. Shu bilan birga, uni yasash ham juda murakkab ish.

Ssintillyatsion γ spektrometr bunday kamchiliklardan xoli. U fosfor, FEK, impulsar kuchaytirgichi va amplituda analizatorlaridan tashkil topgan bo'lib, tushayotgan 1 MeV li nurlarni ajrata olish qobiliyati 6-8%, yorug'lik kuchi esa 50% dir. Shuning uchun ular yordamida juda kichik aktivli manbalar spektrini o'rganish mumkin.

Spektrometrning hamma qismi o'zaro chiziqli bog'langan bo'lishi shart. Shunda impuls amplitudasi analizatorga tushayotgan γ nurlar energiyasi – E ga proporsional bo'ladi:

$$U_0 = AE_\gamma$$

bu erda A – proporsionallik koeffitsienti.

Ssintillyatsion γ spektrometrning yorug'lik kuchi asosan fosforning γ nurlanishi qayd qilish xususiyatiga bog'liq. Agar fosforgia tushgan γ kvantlar soni n bilan, fosforning effektivligi E bilan belgilansa, spektrometrning yorug'lik kuchi $I=nE$ bo'ladi.

Ssintillyatsion γ spektrometrning energiya bo'yicha ajrata olish qobiliyati, boshqa spektrometrlardagidek spektr chizig'ining yarim kengligi bilan aniqlanadi. Bundagi spektr yuqorida aytilgan uchta effekt natijasida hosil bo'lganligidan ancha murakkabdir. Spektrning ko'rinishi γ kvantning energiyasiga bog'liq. γ kvantlar energiyasi 1,02 MeV dan kichik bo'lganda fosforda elektron-pozitron juftining hosil

bo'lish ehtimolligi juda kamayadi, shuning uchun bu juftlarni e'tiborga olmasa ham bo'ladi.

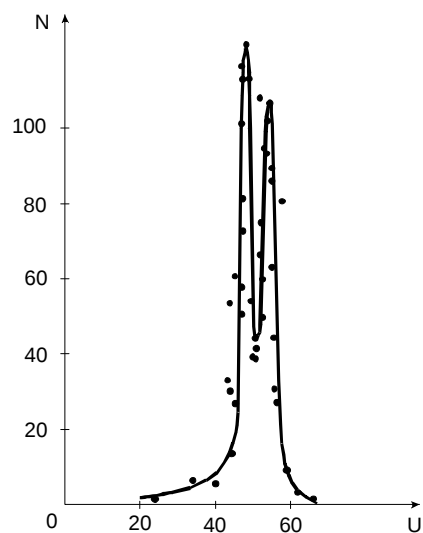
Fotoeffektida γ kvantning hamma energiyasi asosan fosfor atomlarining biror elektroniga beriladi. Natijada FEKning chiqishida impulsning fotocho'qqili amplituda taqsimotini olamiz, u ma'lum U_0 – amplituda qiymatiga ega bo'ladi. U_0 – amplituda fosforgia tushayotgan monoenergetik γ nurlar energiyasi (E_0)ga mos keladi. Fotocho'qqining kengligi fotonlar sonining o'zgarishiga, FEK dagi impuls tokining o'zgarishiga va boshqa bir qancha sharoitlarga bog'liq.

Gamma-kvantlar energiyasini o'lchash. Magnitli β spektrometrning radioaktiv manba turadigan joyiga yengil moddadan tayyorlangan yupqa plastinka qo'yiladi. Plastinkani manbadan chiqayotgan γ nurlar bilan bombardimon qilinsa, plastinkadan ikkilamchi elektronlar urib chiqariladi. Shu elektronning energiya taqsimotini o'rganib, tushayotgan γ spektrometri shu tamoyilda ishlaydi. A.I.Alixonov o'zi yasagan spektrometr yordamida ($^{214}\text{Pb}+^{214}\text{Bi}$) va ($^{212}\text{Po}+^{208}\text{Tl}$) γ nurlari spektrini o'rgangan. Bu spektrometrdan foydalanishda uchraydigan qiyinchiliklardan biri – kompton elektronlarining γ spektrning har bir monoxromatik chizig'iga mos keladigan keng sohani egallashidir. Yaxshi ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lish uchun shu soha kichik bo'lishi kerak. Tushayotgan γ nurlarning yo'nalishiga nisbatan kichik burchak hosil qiladigan kompton-elektronlar olish yo'li bilangina bu sohani kichraytirish mumkin. Buning uchun esa ajrata olish qobiliyati katta bo'lgan β spektrometr va juda yupqa plastinka zarur. β spektrometrdan tekshirilayotgan γ nur manbalari bir vaqtning o'zida uzluksiz spektrga ega bo'lgan β nurlarni ham beradi. γ nurlar ta'sirida kompton-elektronlar hosil bo'lish ehtimolligi kam bo'lganligidan birlamchi β nurlar katta rol o'ynaydi. Shuning uchun β nurlarni yo'qotish maqsadida manba β zarralarni butunlay yutib qoladigan yupqa qatlam bilan o'raladi. Natijada spektrometr faqat qalin qatlamda hosil bo'lgan

elektronlarni qayd qiladi, bu esa β -spektrometrning ajrata olish qobiliyatini yomonlashtiradi. γ -kvantlarning energiyasini aniqlashda magnitli spektrometrlar bilan bir qatorda lyuminescent spektrometrlardan ham foydalanish mumkin. Lyuminescent spektrometrda atom og'irligi katta bo'lgan, masalan, NaI(Tl) kabi kristallar ishlatiladi. Agar $h\nu$ energiyali γ -nurlar oqimi lyuminescent spektrometrning kristalliga tushganda "tepki" elektronlar hosil bo'ladi, sochilgan γ -nurlarning energiyasi $h\nu$ gacha kamayadi. Sochilgan γ -nurlarni boshqa kristall qayd qiladi. Bu yerda tushayotgan γ -nurlar energiyasi $h\nu$ bilan "tepki" elektron energiyasi o'rtasida ma'lum bog'lanish borki, u γ -nurlarning sochilish burchagiga qarab o'zgaradi. Nurlarning sochilish burchagi $135-180^\circ$ bo'lganda, mazkur bog'lanish burchakka bog'liq bo'lmay qoladi. γ -kvant energiyasini aniqlashda

shu bog'lanishdan foydalaniladi. Ikkala kristalda hosil bo'layotgan impulslarni tekshirish monoxromatik γ -nurlar ta'sirida hosil bo'lgan "tepki" elektronlar impulsi bir xil kattalik-da ekanini ko'rsatdi. 8.2-rasmda ^{60}Co ning γ -nurlari hosil qilgan impulslarni taqsimoti berilgan.

Gamma-kvantlar energiyasi konversion elektronlar yordamida ham aniqlanadi. Agar γ -kvant energiyasi E_γ bilan va konversion elektronning kinetik



8.2-rasm. Kobalt-60 radionuklidi gamma-nurlanishining hajmi 37 sm^3 bo'lgan Ge(Li)-detektorida olingan spektri.

energiyasi E_e bilan belgi-lansa, ular orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

$$E_e = E_\gamma - U \quad (8.5)$$

bu yerda U – atom qobig'ining ionizatsiya potentsiali. Demak, U va E_e ma'lum bo'lsa, (8.5) formula yordamida γ -kvantning energiyasini aniqlash mumkin. γ -nurni β -radioaktiv yadroning β -parchalanishidan hosil bo'lgan yadro tarqatganligi va bu yadro uyg'ongan sathlarining yashash vaqti β -aktiv yadrolarning yarim parchalanish davridan ancha kichik bo'lganligi sababli konversion elektronlarning energetik spektri β -elektronlarning uzluksiz spektri ostida bo'ladi.

Spektrometrda ajrata olish qobiliyati qanchalik yaxshi va radioaktiv manba qanchalik yupqa bo'lsa, konversion elektronlar chizig'i shunchalik ingichka bo'lib, uzluksiz spektrda shunchalik yaxshi ko'zga tashlanadi. Bundan tashqari, konversion elektronlar energiyasining aniqlanish darajasi manba qo'yilgan taglikning materialiga va qalinligiga bog'liq. Zaryad soni Z kichik bo'lgan moddadan tayyorlangan taglik zarralarning sochilish ehtimolligini kamaytiradi, yupqa qilib tayyorlanganida esa katta burchaklarga sochilishini butunlay yo'qotish mumkin.

Konversion elektronlar energiyasini uzluksiz β -spektr bo'lmagan vaqtda aniq o'lchash mumkin. O'rganilayotgan yadro biror radioaktiv yadro tomonidan K -qamrab olish yo'li bilan hosil qilingandagina shunday sharoit vujudga keladi. Elektronlar energiyasini aniqlashdagi zarur shartlar-dan biri – magnit maydonining kuchlanishini to'g'ri aniqlash; chunki magnit maydonini o'lchash va moslash juda mashaqqatli ishdir. Odatda spektrometrni monoenergetik zarra manbaiga, masalan, ^{198}Hg va ^{131}Xe ga moslab $H\rho$ topiladi.

Konversion elektron usuli γ -nurlar energiyasini aniqlashda eng ko'p qo'llaniladi. Ajrata olish qobiliyati katta bo'lgan

magnitli spektrometrlar γ -nur energiyasini 0,1% aniqlikda o'lchashga imkon beradi.

IX-BOB. ATOMLAR, ZARRALAR MASSALARINI, ENERGIYALARINI VA ZARYADLARINI O'LCHASH USULLARI

9.1. Atomlarning massalarini o'lchash

Yadro va zarralar haqidagi bilimlarimiz ularning massalarini o'lchash orqali yana ham ortishi muqarrar. Atom massasi haqidagi birinchi ma'lumotlar Perren tajribalari asosida gramm-atomdagi atomlar sonini aniqlashdan olingan edi. Undan so'ng 1913-yil J.J.Tomson birinchi bo'lib, izotoplarni ajratishda va ularning massalarini o'lchashda parabola usulini qo'lladi. Undan keyingi ishlar asosan oldingi o'lchashlar natijasini qaytadan tekshirish va hamma izotoplarning, jumladan, yangi olinganlarini ham massalarini aniq o'lchashga qaratiladi.

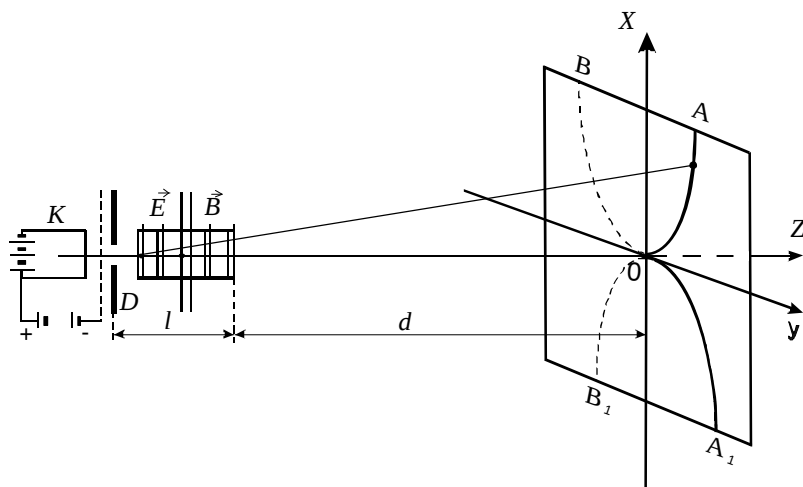
Atom massalarini o'lchash uchun tarozidan foydalanmoqchi bo'lgan olimlar ham bo'ldi. Masalan, Ramzay radon emanatsiyasining atom og'irligini o'lchash uchun dunyoda eng sezgir tarozi yaratgan edi. Endi esa atomlarning massalari zavodlarda ishlab chiqarilgan mass-spektrometr va mass-spektrograflar yordamida aniqlanadi. Bu asboblarning ishlashi zarralarni elektr va magnit maydonlarida og'ishiga asoslangan. Solishtirma zaryadi q/m bo'lgan zarralar oqimi elektr yoki magnit maydonlaridan o'tsa, ma'lumki, ular ayrim zarralar oqimiga ajralib ketadi. Bu usuldan J.J.Tomson ^{20}Na va ^{22}Na izotoplarining massalarini o'lchashda foydalangan edi. Tomson elektr va magnit maydonidagi massalari turlicha bo'lgan yadrolar harakatini quyidagi tajribada tekshirdi.

Biror K manbadan (9.1-rasm) m massali, q zaryadli va v tezlikka ega bo'lgan zarralar chiqadi, deb faraz qilaylik. Diafragma (D) ajratgan zarralar oqimi $\vec{E}$ elektr maydoni va bir jinsli $\vec{B}$ magnit maydonidan o'tib, flyuoessentsiyalanuv-chi ekranga tushsin. Manba, diafragma, kondensator va ekranlar

maxsus vakuumli idishga joylashtirilgan. Agar $\vec{E}$ va $\vec{B}$ maydonlar bo'lmasa, zarralar oqimi yo'lini o'zgartir-masdan to'g'ri ekranning O nuqtasiga borib tushadi. Zarralar yo'lagiga $\vec{E}$ maydon qo'yilsa, zarralar Ox o'qining musbat tomoniga, $\vec{B}$ maydon qo'yilganda esa Oy o'qining musbat tomoniga qarab yo'naladi. Natijada zarralar oqimi ekranda nuqtalarning geometrik shakli AO chiziqni hosil qiladi, $\vec{B}$ ning yo'nalishi teskari tomonga o'zgartirilganda, nuqtalar OB chiziq ustiga tushadi. Hosil bo'lgan AOB parabolani quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

$$y^2 = \frac{q}{m} \cdot \frac{B^2 l d}{E} x \text{ yoki } y^2 = kx \quad (9.1)$$

bu yerda $k = \frac{q}{m} \cdot \frac{B^2 l d}{E}$ – parabola parametri.



9.1-rasm. Parabola usulining sxematik ko'rinishi.

Agar $\vec{E}$ maydonning yo'nalishini o'zgartirib, $\vec{B}$ maydonning qarama-qarshi yo'nalishlarida yuqoridagi hodisani takrorlasak, koordinata o'qlarining manfiy tomonidagi

tekislikda B_1OA_1 parabolasini hosil bo'ladi. Demak, zarraning solishtirma zaryadini topish uchun x va y o'qlardagi parabolaning o'rnini bilish kerak, bu o'rin oldindan ma'lum bo'lgan E, B, l, d kattaliklar bilan ifodalanadi (9.1-rasm). Agar oqim ikkita yoki undan ko'p xildagi zarralardan iborat bo'lsa, u holda ekranda ikkita yoki undan ko'proq parabola hosil bo'ladi.

Mazkur usul (parabola usuli)ning kamchiliklari bo'lganligidan bu usul keng tarqalmadi. Hozirgi paytda zarrani elektr va magnit maydonlari bilan qo'sh fokuslash usullari ko'proq qo'llanilmoqda. Bunda zarralar parabola yoyi bo'yicha tarqalmasdan, bir xil massali izotoplar deyarli bitta nuqtaga to'planadi. Bunda, albatta, asbobning sezgirligi va aniqligi ortadi.

Mashhur mass-spektroskopist F.Aston qurgan spektrografda musbat ionlar oqimi chegaralovchi teshiklardan o'tib, elektr maydoniga tushadi. Elektr maydoni oqimi ma'lum lentalar shaklida yoyib, zarralarni $\frac{q}{m v^2}$ qiymatga, magnit

maydoni esa $\frac{q}{m v}$ ga proporsional ravishda ma'lum fokuslarda to'planadi. Bu mass-spektrograf yordamida ionlarning faqat solishtirma massasini topish mumkin. Biror ionning massasini o'lchash uchun solishtirma massasi aniq bo'lgan massa chiziqlari etaloni bo'lishi zarur.

9.2. Neytronlarning massasini va energiyasini aniqlash usullari

Neytronlar zaryadsiz bo'lganligidan ularning massasini mass-spektrograflar, Vilson kamerasida yoki fotoemulsiyada “tepki” yadrolarining izini ko'rish mumkin. Shuning uchun

neytronlar yo'liga vodorod yoki azot to'ldirilgan Vilson kamerasi qo'yib, kameradagi gazda "tepki" yadrolari hosil qilinadi. Bu usulni birinchi marta neytronni kashf qilgan olim Chadvik qo'llagan edi. Neytronlar gaz atomlarining yadrolari bilan to'qnashganda ularning energiya va impulslari o'zgaradi. Masalan, m_n ni neytronning massasi v_0 ni neytronning to'qnashishdan oldingi tezligi deb faraz qilaylik. Agar neytron biror atom yadrosi bilan elastik to'qnashsa, "tepki" yadrosining massasi M va tezligi v_{ya} energiyaning va impulsiyaning saqlanish qonunlariga muvofiq:

$$2v_0 = \frac{M + m_n}{m_n} v_{ya} = v_{ya} \left(1 + \frac{M}{m_n} \right) \quad (9.2)$$

bo'ladi. Azot va vodorod bilan o'tkazilgan tajribalardan neytronlar tezligi bir xil bo'lganligidan:

$$v_N \left(1 + \frac{M_N}{m_n} \right) = v_H \left(1 + \frac{M_H}{m_n} \right) \quad (9.3)$$

Tepki yadrolarining tezliklari va ularning kinetik energiyalari o'rtasida:

$$v_N = \sqrt{\frac{2E_N}{M_N}}; \quad v_H = \sqrt{\frac{2E_H}{M_H}}$$

va (9.3) munosabatlardan:

$$\sqrt{\frac{E_H M_N}{E_N M_H}} = \frac{M_N + m_n}{M_H + m_n} \quad (9.4)$$

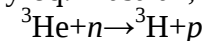
Azot va vodorod yadrolarining tajribada aniqlangan kinetik energiyalari mos ravishda 1,2 va 5,7 MeV qiymatlariga ega ekanligi aniqlandi. Bundan:

$$\frac{14 + m_n}{1 + m_n} = \sqrt{\frac{5,7 \cdot 14}{1,2}} \cong 8$$

yoki m_n m.a.b. eksperiment xatolarini hisobga olganda, neytronning massasi proton massasiga teng deb qabul qilish mumkin.

Neytron energiyasini aniqlash uchun, odatda, turtki yadrolaridan foydalaniladi. Sochuvchi modda sifatida vodorod yoki vodorodli moddalar ishlatiladi. Oddiy vodorod yadrosi protonning massasi neytron massasiga deyarli tengligidan neytronning tinch turgan proton bilan to'g'ri to'qnashuvchida uning butun energiyasi protonga berilishi mumkin. To'qnashuv to'g'ri bo'lmaganda protonga neytron energiyasining faqat bir qismi beriladi. Neytronlarning yo'nalishi aniq bo'lsa, zaryadlangan zarralar izlarini ko'rsa-tadigan detektorlardan foydalanib, kerakli yo'nalishdagi protonlar izlarini tanlab olish va ularning uzunligiga qarab neytronlar energiyasini aniqlash mumkin.

Yadro reaksiyalari yordamida neytronlar energiyasini o'lchash yana ham qulayroq. Masalan,



reaksiyada barcha mahsulotlar zaryadlangan zarralar bo'lib, ularning butun energiyasi muhit atomlarini uyg'otishga va ionlashtirishga sarf bo'ladi. Buning natijasida energiyalari bir xil bo'lgan neytronlar ta'sirida o'tayotgan yadro reaksiyalari hosil bo'layotgan impulslar bir xil bo'ladi. Bundan tashqari, ${}^3\text{He} + n$ va boshqa ko'pgina reaksiyalarda Q energiya ajralib chiqadi. Yadro reaksiyasining impulslar spektri alohida cho'qqilardan tuzilgan bo'lib, har bir cho'qqining joylashuviga qarab zaryadlangan zarralarning umumiy energiyasi topiladi. So'ngra Q ni nazarda tutib, har bir guruh neytronlarining energiyasi aniqlanadi.

Neytronlar energiyasi aniqlashning bayon etilgan usullari nisbatan sodda, lekin undagi o'lchash aniqligi uncha yuqori emas. Yangi usullardan "o'tish vaqti" usulini aytib o'tish mumkin: bunda neytronning massasi aniq bo'lgani uchun uning energiyasini topishda tezligining qiymatini bilish kifoya. Buning uchun ma'lum masofani bosib o'tishi uchun sarflangan vaqtni aniq o'lchash zarur. Masalan, agar yadro reaktoridan chiqayotgan neytronlar tekshirilayotgan bo'lsa, neytron oqimi

chiqayotgan kanal yo'liga tor tirqishli tez aylanuvchi qalin silindr qo'yiladi. Bu silindr neytron dastasini qisqa muddatga davriy ochib turadi. Aylanayotgan silindr mexanizmini vaqt analizatori bilan bog'lasak, neytronlar paydo bo'lish paytidan boshlab, detektorda qayd qilinguncha o'tgan vaqtni hisoblab borish mumkin. Detektordan olinayotgan impulslar vaqt analizatoriga beriladi. Agar manba bilan detektor orasidagi masofa, masalan, 50 metr bo'lib, neytron bu masofani 10 mks da uchib o'tgan bo'lsa, neytronning tezligi $5 \cdot 10^6$ m/s bo'ladi.

Bundan neytronning energiyasi $E = \frac{m v^2}{2}$ ga asosan 125 keV ekanligi kelib chiqadi.

9.3. Zarralarning zaryadlarini o'lchash usullari

Yadrolar va elementar zarralarning elektr zaryadlarini o'lchashning ham ko'pgina usullari bor. Zaryad kattaligini dastlabki baholashlar Avagadro soni Faradeyning elektroliz qonunlari asosida qilingan edi. Keyinchalik Milliken elektron zaryadini aniq va to'g'ri o'lchash usulini topdi. Yadrolarning zaryadlarini Rezerford va Mozli ham aniqlagan. Hozirgi vaqtda proton va barcha elementlar yadrolarining zaryadlari ishonchli ravishda aniq o'lchangan.

Lekin har safar yangi zarralar kashf qilinganda zaryadni o'lchash muammosi namoyon bo'ladi. Zaryadning ishorasini aniqlash qiyin emas: zarrani magnit maydonida qaysi yo'nalishda burilishini bilish kifoya.

Zaryadning absolyut miqdorini aniqlash esa ancha murakkabdir. U murakkab o'lchash va hisoblashlarni talab qiladi, chunki zarraning magnit va elektr maydonlarida og'ishi faqat zaryad miqdoriga emas, balki zarraning energiyasiga va harakat miqdoriga ham bog'liq. Lekin, agar zarra yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlansa, uning zaryadini aniqlash bir muncha oson. Bunday tezliklarda zarra izining

ionlanish zichligi uning energiyasiga ham, massasiga ham deyarli bog'liq bo'lmay, zarra zaryadining kvadratiga proporsional bo'ladi. Shuning uchun fotoemulsiyada 1 sm masofadagi kumushning ochiltirilgan donachalari sonini yoki Vilson kamerasidagi tomchilar sonini o'lchab va olingan natijalarni o'sha muhitdagi juda tez protonning ionlanish zichligi bilan solishtirib, to'g'ridan-to'g'ri zarra zaryadini aniqlash mumkin. Masalan, fotoemulsiyada zichligi proton izining zichligidan 16 marta kattaroq bo'lgan iz uchrasa, ishonch bilan aytish mumkinki, bu izni zaryadi $\sqrt{16} = 4$ ga teng bo'lgan α -zarra, ya'ni geliy yadrosi qoldirgan. Bu usullar yordamida birlamchi kosmik nurlarning tarkibida proton va α -zarralardan tashqari bor, uglerod, azot, kislorod va undan ham og'irroq elementlarning yadrolari mavjudligi aniqlandi.

Hozirgi vaqtda ma'lum bo'lgan elementar zarralar har xil massaga ega bo'lib, ba'zi birlari juda kichik vaqt ichida parchalanadi. Ularning xususiyatlari har xil bo'lsa ham, lekin barcha elementar zarralarning elektr zaryadlari 0 ga yoki ± 1 ga teng.

Tajriba o'tkazish texnikasi takomillashib bormoqda. O'tgan asrning boshida birinchi marta elektronning va yadroning elektr zaryadi o'lchangan bo'lsa, endilikda bu zaryadning yadro hajmida ($\sim 10^{-38}$ sm³) taqsimlanishini eksperimental o'rganishga kirishildi.

X-BOB. VAQT SPEKTROMETRIYASI

10.1. Vaqt spektrometriyasi

Yadro fizikasida vaqt oralig'i o'ziga xos ravishda muayyan kattalik bilan ifodalanadi. Asosiy holatda yemiriladigan yadro izotoplarining yashash vaqti sekund-ning ulushlari bilan bir necha milliard yillar oralig'ida bo'ladi, uyg'ongan holatda esa ular juda qisqa vaqt ($\geq 10^{-17}$ s) yashaydi. Bizga ma'lum bo'lgan elementar zarralarning ham deyarli barchasi juda qisqa vaqt yashaydi. Bu vaqt oraliqlarini topish qiyin va aniqlashda juda ko'p usullarni qo'llashga to'g'ri keladi.

Uzoq yashaydigan yadro izotoplarining yashash vaqtlarini topishda bir xil usul qo'llanilsa, qisqa vaqt davom etadigan yarim parchalanish davrlarini topishda butunlay boshqa usul qo'llaniladi. Izotopning yashash vaqti haqida so'z borganda, ko'pincha, uning yarim parchalanish davri – $T_{1/2}$ ustida to'xtalinadi. Bu davr boshlang'ich aktiv yadrolar sonining yarim $N = \frac{N_0}{2}$ qolguncha ketgan vaqt oralig'ini ifodalaydi, ya'ni:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,693 \cdot \tau \quad (10.1)$$

bu yerda τ – izotopning o'rtacha yashash vaqti. Uzoq yashovchi yadro va zarralarning yashash vaqtlari asosan quyidagi usullarda topiladi: 1) parchalanishni bevosita kuzatish usuli; 2) radioaktiv yadrolarning aktivligi va sonini topish usuli; 3) aniq vaqt oralig'ida yig'ilgan mahsulotni aniqlash usuli.

Birinci usul yarim parchalanish davri 10 yilgacha bo'lgan yadro uchun qo'llaniladi. Bunda parchalanish tezligi-ning vaqt o'tishiga qarab o'zgarishi kuzatiladi. Logarifm masshtabida bir manba uchun bu bog'lanish grafigi to'g'ri chiziqdan iborat. Ikkita turli manba uchun bog'lanish murakkabroq bo'lib, egri chiziqni beradi. Demak, asosan, vaqt o'tishiga qarab parchalanishning qanday o'zgarishini bilish va parchalanish

egri chizig'ini topish talab qilinadi. O'lchash ishlarida ionlanish kameralari, mikrokalo-rimetr, ssintillyatsiya schyotchiklari va boshqa asboblari qo'llaniladi.

Yashash vaqti bir yildan katta bo'lgan hollarda ikkinchi usul qo'llaniladi va solishtirma aktivlik bilan radioaktiv yadrolar sonini topish maqsad qilib qo'yiladi.

Parchalanish tezligini o'lchash uchun turli hollarda turlicha asboblardan foydalaniladi. Masalan, α -zarralar sonini topish uchun kichik fazoviy burchak ostida sanashga mo'ljallangan schyotchiklarni qo'llash mumkin. Zarralar soni kam bo'lganda ular 2π va 4π burchak ostida o'lchanadi. Beta-aktivlikni maxsus aniqlash uchun 4π burchak ostida o'lchaydigan schyotchiklar ishlatiladi. Bu schyotchiklar bilan qattiq va gaz holdagi manbalarni tekshirish mumkin. Keyingi holda zarralar manbai, masalan, proporsional schyotchik ichidagi gazga aralashgan bo'ladi. Solishtirma aktivlik ba'zan mos tushish usulida ham aniqlanadi. Bu usul α - γ , β - γ va γ - γ mos tushish sxemalari yordamida amalga oshiriladi. Sxema effektivligini birga teng desak, β - va γ -nurlanishli biror sodda manba uchun aktivlikning kamayish tezligi:

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{n_\beta n_\gamma}{n_{mt}} \quad (10.2)$$

bo'ladi; bu yerda n_β va n_γ – beta-zarra va gamma-kvantlarni sanash tezligi n_{mt} – mos tushishlar soni.

Yashash vaqti juda katta bo'lgan hollarda 3-usuldan foydalaniladi. Bu usulning afzalligi shundan iboratki, ma'lum bo'lgan yarim parchalanish davri orqali tekshirilayotgan manbaning yoshini aniqlash mumkin, ya'ni:

$$t = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{N_0}{N} \quad (10.3)$$

ob'ektning yoshini ko'rsatadi.

Birgina mahsul izotop bilan ish ko'rilganida (10.3) quyidagicha yoziladi:

$$t = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln \left(1 + \frac{D}{P} \right) \quad (10.4)$$

bu yerda D – maxsus izotopdagi yadrolar soni; R – boshlang'ich izotopning ayni vaqtdagi yadrolar soni.

Yadrolarning uyg'ongan holatdagi yashash vaqtlari nisbatan qisqa bo'ladi. Bunday yadrolar asosiy holatga:

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \quad (10.5)$$

ko'rinishdagi eksponentsial qonunga muvofiq o'tadi; bu yerda τ – olingan holatning o'rtacha yashash vaqti.

Parchalanish davri bir necha xil bo'lgan yadrolarning o'rtacha yashash vaqtlari:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\sum \lambda_i} \quad (10.6)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Odatda, uyg'ongan holatda yadrolarning ko'pchiligi $\tau < 10^{-6}$ s yashaydi. Shuning uchun bunday vaqt oralig'ini o'lchash o'ziga xos qiyinchiliklarni keltirib chiqaradi.

Alohida olingan uyg'ongan holatdagi yadroning yashash vaqti shu holat boshlanishi bilan yo'q bo'lib ketishi (yadroning boshqa holatlarga o'tishi) oralig'idagi vaqtga teng. Bu vaqt bevosita yoki bilvosita aniqlanishi mumkin.

Zarralar chiqarish, masalan, β -zarra yoki yutish natijasida yadro uyg'ongan holatga o'tar ekan, uning bu holatdan boshqa sathlarga o'tishi ham biror zarra yoki γ -kvant chiqarish bilan amalga oshadi. Vaqt oralig'ida ajralgan bunday zarralarni qayd qilish yo'li bilan qidirilayotgan vaqt topiladi. Buning bir qancha usuli bor. Ularning har biri o'ziga xos xususiyatlarga ega va ma'lum vaqt oralig'ini o'lchashda qo'llaniladi.

Vaqt qiymati 10^{-3} s dan katta bo'lgan hollarda odatdagi sanoq texnikasi qo'llaniladi, uning yordamida tekshirilayotgan eksponentsial tushish qayd etiladi va yashash vaqtlari, yarim parchalanish davri $T_{1/2} = \tau \ln 2$ topiladi.

Mos tushish sxemalari usuli juda keng qo'llanilgan usullardan biri bo'lib, uning yordamida 10^{-4} s gacha bo'lgan oraliqdagi vaqtlar o'lchanadi. Mos tushish sxemalarining turli tuman konstruksiyalari mavjud. Odatda, uni ikki kirish va bitta chiqish yo'li bo'ladi. Masala ikki hodisa o'rtasidagi vaqtni, ya'ni ikkita impuls oralig'idagi o'tgan vaqtni o'lchashdan iborat. Sxemaning ikki kirish yo'liga oraliq vaqtini aniqlaydigan impuls va ularning bir vaqtda kelishini qayd etadigan impuls tushadi. Bu impuls τ_1 va τ_2 kenglikka ega. Sxemaning kirish yo'lidagi impuls ustma-ust tushgandagina uni chiqish yo'lida impuls paydo bo'ladi. Sxema uchun vaqtning bir xilligi mavhum tushunchadir. U ustma-ust kelgan impulsni bir vaqtda kelgan deb qayd qilaveradi. Bu vaqt $(\tau_1 + \tau_2)$ ga tengdir. Bu miqdor mos tushish sxemalarining ajrata olish vaqti (hal etish vaqti) deyiladi. Agar impuls orasidagi vaqtning taqsimlanishini o'lchash lozim bo'lsa, kirish yo'llaridan biriga "kechiktirish" qurilmasi o'rnatiladi. Bu qurilma impulsning ana shu kirish yo'liga tushgan paytni kechiktirib turadi. Ana shu kirish yo'lining impulsari ikkinchi kirish yo'lining impulsariga nisbatan vaqt bo'yicha kechiktirish paytiga farq qiladi. Bu impuls mos tushish sxemalari yordamida bir vaqtda kelgan deb qayd etiladi. Kechiktirish vaqtini o'zgartirib va har gal impuls sonini sanab, ular o'rtasidagi vaqtning taqsimlanishini o'lchash mumkin. Bunday sxema *kechiktirilgan mos tushish sxemasi* deyiladi. Ish tamoyiliga ko'ra, u bir kanalli amplituda analizatoriga o'xshashdir. Vaqt o'lchovlarida ko'p kanalli analizator ishlatiladi.

Odatda, yadro sathiga tushuvchi va undan chiquvchi gamma-kvant (β -zarra) mos tushish sxemasining kirish kanallariga qo'yilgan detektorga tushadi. Ularning mos kelish vaqtlari taqsimoti o'lchanadi.

Shu tariqa yadro sathlarining yashash vaqtlari aniqlana-di. O'lchash ishlari sun'iy olingan radioaktiv manba yordamida

yoki bevosita yadro reaksiyalarini o'zidan foydalanib amalga oshiriladi. Boshqa usullardan farqli o'laroq, mos tushishlar sxemasi uyg'otilgan sathning o'rniga hamda tekshirilayotgan nurlanish (β , γ yoki konversion elektronlar) xarakteriga bog'liq emas.

Mikroto'lqin usuli kuchli konversiyalangan kichik energiyali γ -o'tishlarga ega bo'lgan yadrolardan $10^{-9} \div 10^{-11}$ s vaqtlarni o'lchashda ishlatiladi. Bu holda vaqt intervali qayd qilinuvchi nurlanish zarralari o'tayotgan qurilma qismlaridagi yuqori chastotali maydon fazalari farqining o'zgarishi orqali aniqlanadi. Bu usulda ham radioaktiv izotoplar yoki yadro reaksiyasidagi pulsatsiyalanuvchi okisdan foydalaniladi.

Sekinlashtiruvchi folga va elektrostatik maydon usuli hamda Doppler hodisasi natijasida siljigan γ -chiziqlar intensivligini o'lchash usullari – *tepki masofasi usuli* turkumiga kiradi. Bunda vaqt reaksiya ta'sirida tepki olgan yadro sathining uyg'otilish momentidan, to uning parchalanishiga qadar vakuumda o'rta hisob bilan qancha masofani o'tishini aniqlash orqali topiladi. Tepki yadrolarining boshlang'ich o'tishini tezligi esa ma'lum bo'lishi lozim. Bu usul $10^{-8} \div 10^{-12}$ s oraliqdagi vaqtlarni o'lchashda qo'l keladi.

Gamma-chiziqlarning doppler siljishining kuchsizlanishi va doppler kengayishi usuli yordamida o'lchanadigan vaqtlar diapazoni $10^{-8} \div 10^{-15}$ s ni tashkil etadi. Bunda o'lchanishi lozim bo'lgan sathning yashash vaqti tepki yadrolarining qattiq yoki gazsimon muhitda sekinlanish vaqti bilan taqqoslanadi. Bu ikki kattalikning nisbatiga qarab qayd qilinuvchi γ -nurlanish energiyasining turlicha Doppler siljishi yoki γ -chiziqlarining Doppler hodisasiga ko'ra, siljigan yoki kengaygan turli shakllari kuzatiladi. Tajriba natijalarini nazariy hisoblagan qiymatlar bilan solishtirish orqali qidirilayotgan yashash vaqtlari aniqlanadi. Lekin vaqtni topishda tepki yadrolarining sekinlanish vaqtni ma'lum bo'lishi lozim.

Energiyalarni ajrata olish qobiliyati yuqori bo'lgan yarim o'tkazgichli qayd qilish asboblarning yaratilishi bu usulning qo'llanilish imkoniyatlarini oshirdi. Hozirgi kunda bu usul yengil yadrolardagi reaksiya o'tishlarini tekshiruvchi eng samarador vosita hisoblanadi.

Ossilloskop usulida yadro sathining uyg'otilish momenti-ga mos keluvchi nurlanish ossilloskopning elektron nurini ishga tushiradi, sath parchalanishidan “darak beruvchi” nurlanish esa elektron nurni vertikal yo'nalishda harakatga keltiradi. Qayd qiluvchi fotoplyonkada ma'lum izlar hosil bo'ladi. Gorizontaal masofa birligida ana shu izlarning zichli-giga qarab, ikki nurlanish orasidagi sathning uyg'otilishi va parchalanishining boshlanishiga mos vaqt intervali haqida, ya'ni sathning parchalanish doimiysi haqida ma'lumot olinadi. Bu usul yordamida $10^{-3} \div 10^{-11}$ s gacha bo'lgan vaqtlarni o'lchash mumkin.

Kulon uyg'otilishi usuli eng samarador usullardan biridir. Bunda bevosita yashash vaqtlari o'lchanmay, dastlab yadroning asosiy holatidan yuqoridagi tekshirilayotgan sathga o'tish ehtimolligi aniqlanadi. So'ngra detal muvozanat tamoyilidan foydalanib, teskari ehtimollik – uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish ehtimolligi keltirilib chiqariladi. Bu ehtimollik yadroga borib uriluvchi zarraning kulon maydoni ta'sirida sath uyg'otilishining effektiv ko'ndalang kesimiga bog'liq. Keyingi kattalik esa, bizni qiziqtirayotgan yashash vaqti bilan ma'lum ifoda orqali bog'langan.

Bu usul 10^{-8} s dan kichik vaqtni o'lchashda ishlatiladi. O'lchangan kvantlarning soniga ko'ra, u hozircha birinchi o'rinni egallab turibdi.

Yadro rezonans flyuoessentsiyasi usullari. Rezonans sochilish usuli, rezonans yutilish usuli va o'tkazish usuli shular jumlasidandir. Bu usullarning 10^{-17} s gacha bo'lgan juda qisqa vaqtlarni ham o'lchashga imkoniyati yetadi. Ular rezonans jarayonining kesimiga bog'liq bo'lgan sathlar kengligini

aniqlab beradilar. Bu kenglik $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ ifoda orqali vaqtning qiymatini ko'rsatadi. Usulning ko'pgina afzalliklari bilan bir qatorda, qator kamchiliklari ham bor; a) faqat barqaror yadrolarda qo'llaniladi; b) uyg'otilgan sath va asosiy holat orasidagi to'g'ridan-to'g'ri o'tishlarnigina tekshiradi; d) usul intensiv γ -o'tishlarni talab etadi.

Zarralarning noelastik sochilish (ee' , pp' , $\alpha\alpha'$ va h.k.) va tutib olish reaksiyalari ($p\gamma$, $\alpha\gamma$ va h.k.)ning kesimi usuli. Birinchi holdagi usul asosida sochilish kesimini, ikkinchisini-kida esa tutib olish kesimini o'lchash yotadi.

Kesim qiymatlari sathlarining to'la yoki chala (parsial) kengligi va radiatsiya kengligi bilan ma'lum bog'lanishga ega. Shu bog'lanishga ko'ra, izlanayotgan vaqt qiymatlari topiladi.

Noelastik sochilish usuli 10^{-16} s gacha vaqtlarni o'lchay oladi, lekin nazariy analiz qilish ishlari bir muncha og'ir.

Keyingi usul esa yengil yadrolar ($A < 60$) ning sathlarini tekshirishda ayniqsa samaradordir.

Yuqorida, biz ko'rib o'tgan barcha usullarning aniqlik darajalari turlicha bo'lib, eng yuqori aniqlikka qo'llanish sohalarining (vaqt diapazonining) o'rta qismida erishiladi. Bu holni o'lchash ishlarida albatta hisobga olinadi.

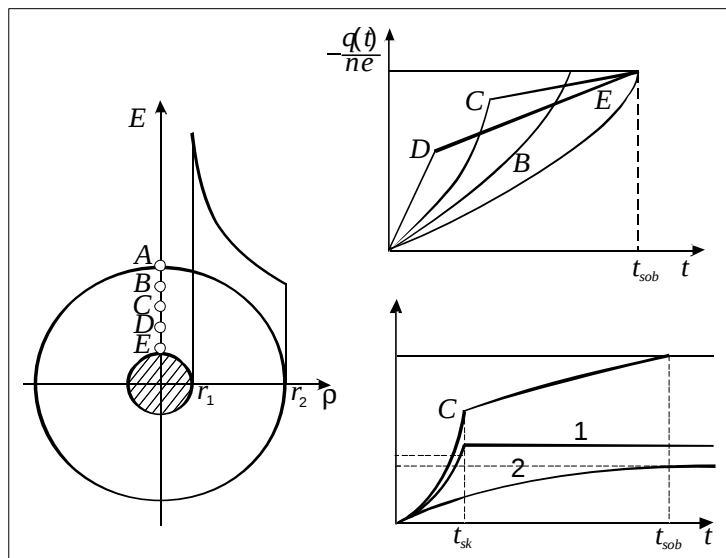
10.2. Yarimo'tkazgichli spektrometrlarning vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati

Yarimo'tkazgichli detektorlarning vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati detektorning ketma-ket sodir bo'layotgan hodisalarni bitta yoki ajralgan hodisalar shaklida qayd qilishini ifodalaydi. Masalan, vaqt bo'yicha ketma-ket sodir bo'layotgan ikki voqeani detektor bir yoki ikki voqea tarzida qayd qilish mumkin. Birinchi holda detektorning vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati yomon, ikkinchi holda esa aksincha bo'lsin.

Yarimo'tkazgichli detektorlarning vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati zaryad tashuvchilar, dreyf tezligi va detektorning o'lchami bilan belgilanadi.

Hajmi $V = 20 \div 100 \text{ sm}^3$ bo'lgan yarimo'tkazgichli detektor-lar yuqori energiyali gamma-kvantlarni qayd qilish uchun qo'llaniladi. Ammo bu detektorlarning chiqishidagi impuls frontining shakli murakkab bo'lib, detektorning tuzilishi (planar yoki koaksial), aktiv hajmdagi elektr maydonning bir jinsliliigi va qiymati, "O'lik qatlam" qalinligi, ushlab qoluvchilar (lovushka) arashmasi hamda gamma-kvantlar-ning detektorning qaysi bilan o'zaro ta'sirlashuviga bog'liq bo'ladi.

Elektronlarning detektorni sezuvchi hajmida yig'ilish tezligi elektr maydoni kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi va u $100 \text{ V} \cdot \text{mm}$ ga yetganda eng katta $10^7 \text{ sm} \cdot \text{s}$ qiymatga erishadi. Elektr maydoni qiymatining keyingi oshishi esa elektron o'tkazuvchanlik bilan bog'liq (10.1-rasm, 1-egri chiziq) impuls frontining qiyaligiga ta'sir qilmaydi. Teshik o'tkazuvchanlik bilan bog'liq (10.1-rasm, 2-egri chiziq) impuls fronti qiyaligini oshirish uchun esa elektr maydoni kuchlanganligi qiymatini yanada orttirish lozim bo'ladi. Bu o'z navbatida shovqinlarning kuchayishiga va ayrim hollarda detektor moddasida elektr tejalishining yuz berishi-ga olib keladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, detektorga beriluvchi kuchlanishni oshirish uni vaqtiy xususiyatlarini uncha o'zgartirmas ekan. Masalan, kuchlanish 1500 V dan to 2500 V gacha o'zgarganda vaqt bo'yicha ajrata olish qobiliyati 10% dan yaxshi bo'lgan xolos.



10.1-rasm. Koaksial Ge(Li)-detektorida impuls fronti shaklining o'zgarishi: a – koaksial Ge(Li)-detektorida maydon kuchlanganligining radial bog'lanishi; b – Ge(Li)-detektorining sezgirlik hajmida impuls fronti shaklini o'zaro ta'sir joyiga bog'liqligi; d – detektorning C nuqtadagi o'zaro ta'sirda impulsning to'la tarqalishi: elektron o'tkazuvchanlik (1-egri chiziq); teshik o'tkazuvchanlik (2-egri chiziq).

Yarimo'tkazgichli detektorlar asosida qurilgan vaqt spektrometrlarining asosiy tavsiflari

10.1-jadval

№	Spektrometr turi, sezgirlik hajmi, sm^3 (effektivligi, %)	$2\tau_0$, ns	$2\tau_{1/10}$, ns	E_{γ} Ge(Li), keV
1	Planar, 8	2,8	-	511
		0,8	-	2750
		1,5	-	500-2750
	30	1,7	3,6	1370
	25	8	22	≥ 200
	38	16	46	≥ 200
		5,7	-	1330
		9,0	-	500

	(9)	8,9 13,8 4,3 4,3	14,5 32 8,9 12,2	511 100-1000 511 100-1000
2	Planar, 0,25 20	1,1 5,2 3,8 7,2 1,8	- 10,2 8,6 12 4,3	511 511 1330 511 1170
3	Planar, 8x30 60x60 23	6,3 11,2 1,09 0,65	14,3 21,4 2,02 -	≥ 80 ≥ 80 $1100 \leq E \leq 1330$ 3160
	43(6,8)	2,2 3,1 2,8 3,6	4,4 8,5 6,5 7,1	1330 750 511 1330
	48	6,7	-	1100-1300
	$(3,8)^3$	4,0	9,3	≥ 120
	60^3	2,0	4,25	1330
	34^4	4,4	$S_{1/2}=0,54$	1330
	22^3	2,8	$S_{1/2}=0,35$	1330
	30	4,7	10	100-1300
	16	7,0	15	100-1130

Keyingi paytlarda o'ta toza germaniydan (HPGe) tayyorlangan katta sezgir hajmli detektorlar keng qo'llanilmoqda. Bu detektorlar energiya bo'yicha yaxshi ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lib, sezuvchi qatlamda elektr maydonini yanada tekis taqsimlanganligi tufayli yaxshi vaqtiiy xususiyatlarga ham egadir.

Umuman olganda, yarimo'tkazgich detektorli spektrometrning vaqtiiy xususiyatlari birgina detektorning turiga bog'liq bo'lmay, balki zaryad sezuvchi oldkuchaytirgich va unga tegishli elektron qismlarning parametrlari orqali ham aniqlanadi.

Misol tariqasida 10.1-jadvalda yarimo'tkazgichli detektorning asosida qurilgan vaqtiiy spektrometrlarning asosiy tavsiflari keltirilgan. Ko'rinadiki, vaqt spektrometrlarining

turiga qarab ajrata olish qobiliyati $2\tau_0 = (0,6 \pm 16)10^{-9}$ s oralig'ida yotadi.

XI-BOB. RADIOAKTIVLIKNI O'LCHASH NATIJALARINI QAYTA ISHLASH

11.1. Yig'indi yoki ayirmaning xatosi

Faraz qilaylik, aniqlanadigan kattalik tajribada bevosita o'lchanadigan x_1 va x_2 kattaliklarning yig'indi yoki ayirmasiga teng bo'lsin:

$$S_y^2 = \bar{y}^2(S_{x_1} + S_{x_2}) \text{ yoki } y = x_1 - x_2 \quad (11.1)$$

x_1 va x_2 kattaliklarning tanlangan kvadratik chetlanishlari S_{x_1} va S_{x_2} lar ma'lum bulganda y kattalikning tanlangan kvadratik chetlanishi quyidagicha topiladi:

$$S_{(x_1+x_2)}^2 = S_{x_1}^2 + S_{x_2}^2 \quad (11.2)$$

yoki

$$S_{(x_1+x_2)} = \sqrt{S_{x_1}^2 + S_{x_2}^2} \quad (11.3)$$

Xuddi shunday ikkita o'rtacha arifmetik qiymatning yig'indisi yoki ayirmasi uchun ham kvadratik chetlanishni topish mumkin:

$$S_{(\bar{x}_1+\bar{x}_2)} = \sqrt{\frac{S_{x_1}^2}{n_1} + \frac{S_{x_2}^2}{n_2}} \quad (11.4)$$

Agar S_1^2 va S_2^2 lar o'rinlarida ma'lumotli dispersiya:

$$\bar{S}^2 = \frac{f_1 S_1^2 + f_2 S_2^2}{f_1 + f_2}$$

dan foydalanilsa, (11.4) ifoda quyidagicha ko'rinishda bo'ladi:

$$S_{(\bar{x}_1+\bar{x}_2)} = \sqrt{\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}} = \bar{S} \sqrt{\frac{n_1+n_2}{n_1 \cdot n_2}} \quad (11.5)$$

Agar $n_1=n_2=n$ bo'lsa (11.5) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$S_{(\bar{x}_1 + \bar{x}_2)} = \sqrt{\frac{S_1^2 + S_2^2}{n}} \quad (11.6)$$

Misol. Radiometriyada tekshirilayotgan preparatning sanash tezligi I preparat va fonni birga o'lchagandagi sanash tezligi I_s va fonning sanash tezligi I_f orasidagi ayirmaga teng bo'ladi:

$$S_y^2 = S_{x_1} + S_{x_2} \quad (11.7)$$

Preparatning sanash tezligining absolyut va nisbiy kvadratik chetlanishlarini topish kerak $I_s = 1365 \text{ imp./min.}$, $t_s = 5 \text{ min.}$ $I_f = 32 \text{ imp./min.}$, $t_f = 15 \text{ min.}$ kvadratik chetlanishlar radioaktiv yadro yemirilishi fluktuatsiyasi tufayli deb qaraganda, I ning absolyut kvadratik fluktuatsiyasi quyidagicha topiladi:

$$\sigma_{Puass}\{I\} = \sqrt{\sigma_{Puass}^2\{I\} + \sigma_{Puass}^2\{I_f\}} = \frac{I_s}{t_s} + \frac{I_f}{t_f} \quad (11.8)$$

I ning nisbiy kvadratik fluktuatsiyasi esa quyidagicha:

$$\delta_{Puass}\{I\} = \frac{\sigma_{Puass}\{I\}}{I} = \frac{\sqrt{\frac{I_s}{t_s} + \frac{I_f}{t_f}}}{I_s - I_f} \quad (11.9)$$

(11.8) formulaga asosan I ning absolyut kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma_{Puass}\{I\} = \sqrt{\frac{1365}{5} + \frac{32}{15}} = \sqrt{273 + 2,1} = 16,6$$

(11.9) ga asosan I ning nisbiy kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\delta_{Puass}\{I\} = \frac{16,6}{1365 - 32} = \frac{16,6}{1333} = 0,012 = 12\%$$

Ko'rilgan misolda fon va preparat bilan fonni birgalikda o'lchashdagi o'lchash natijalarini almashtirish, ya'ni $t_s = 15 \text{ min.}$ va $t_f = 5 \text{ min.}$ olib $\sigma_{Puass}\{I\}$ ning qiymatini kamaytirish mumkin, ya'ni:

$$\sigma_{Puass}\{I\} = \sqrt{\frac{1365}{15} - \frac{32}{15}} = \sqrt{91 + 6,41} = 9,8$$

$$\delta_{Puass}\{I\} = \frac{9,8}{1333} = 0,007 = 0,7$$

Bu natijalardan ko'rinadiki, o'lchash vaqtini orttirish bilan sanash tezligining absolyut va nisbiy kvadratik fluktuatsiyasini kamaytirish mumkin.

11.2. Ko'paytma va bo'linmaning xatosi

Aniqlanadigan kattalik y bevosita tajribada o'lchanadigan x_1 va x_2 tasodifiy kattaliklar bilan quyidagicha bog'lanishda bo'lsin:

$$y = \frac{x_1}{x_2} \quad (11.10)$$

x_1 va x_2 kattaliklarning tanlangan kvadratik chetlanishlari S_{x_1} va S_{x_2} bo'lsin. U vaqtda y kattalikning absolyut va nisbiy kvadratik chetlanishlari quyidagicha aniqlanadi. Berilgan holda:

$$\frac{\partial y}{\partial x_1} = \frac{1}{x_2}; \quad \frac{\partial y}{\partial x_2} = -\frac{1}{x_2^2}$$

Bu qiymatlar formulaga qo'yilib x_1 va x_2 kattaliklar ularning o'rtacha qiymatlari $\bar{x}_1$ va $\bar{x}_2$ lar bilan almashtirilsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$S_{(x_1/x_2)}^2 = \left(\frac{1}{\bar{x}_2}\right)^2 S_{x_1}^2 + \left(-\frac{\bar{x}_1}{\bar{x}_2^2}\right)^2 S_{x_2}^2 + 2\left(\frac{\bar{x}_1}{\bar{x}_2^2}\right)\left(\frac{S_{x_1}^2}{\bar{x}_1^2} + \frac{S_{x_2}^2}{\bar{x}_1^2}\right)$$

$S_x \sqrt{x} = \delta$ ifoda nisbiy kvadratik chetlanish ekanligi hisobga olinsa, absolyut kvadratik chetlanish quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$S_{(x_1/x_2)} = \frac{\bar{x}_1}{\bar{x}_2} \sqrt{\frac{S_{x_1}^2}{\bar{x}_1^2} + \frac{S_{x_2}^2}{\bar{x}_2^2}} = \frac{\bar{x}_1}{\bar{x}_2} \sqrt{\delta_{x_1}^2 + \delta_{x_2}^2} \quad (11.11)$$

(11.11) da δ_{x_1} va δ_{x_2} lar x_1 va x_2 kattaliklarni o'lchashdagi nisbiy kvadratik chetlanishlardir. Aniqlanadigan u kattalik-ning o'rtacha qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{y} = \frac{x_1}{x_2}$$

U vaqtda bu funksiyaning nisbiy kvadratik chetlanishi quyidagicha aniqlanadi:

$$\delta_y = \frac{S_y}{y} = \sqrt{\delta_{x_1}^2 + \delta_{x_2}^2} \quad (11.12)$$

δ_y ning aniqlanishini ko'rsatish uchun (11.10) formulani logarifmlaymiz:

$$\ln y = \ln x_1 - \ln x_2$$

$$\frac{\partial \ln y}{\partial x_1} = \frac{1}{x_1}; \quad \frac{\partial \ln y}{\partial x_2} = -\frac{1}{x_2}$$

hosil bo'lgan ifodani:

$$\delta_y^2 = \left(\frac{1}{x_1}\right)_{x_1=\bar{x}_1}^2 S_{x_1}^2 + \left(\frac{1}{x_2}\right)_{x_2=\bar{x}_2}^2 S_{x_2}^2 = \frac{S_{x_1}^2}{\bar{x}_1^2} + \frac{S_{x_2}^2}{\bar{x}_2^2} = \delta_{x_1}^2 + \delta_{x_2}^2 \quad (11.11a)$$

Izlanayotgan kattalik tajribada bevosita o'lchashlar yordamida aniqlanadigan x_1 va x_2 kattaliklar ko'paytmasi orqali aniqlansa:

$$y = x_1 \cdot x_2 \quad (11.13)$$

bo'ladi.

y kattalikning absolyut kvadratik chetlanishi quyidagi-cha aniqlanadi:

$$S_{x_1 \cdot x_2} = x_1 \cdot x_2 \sqrt{\delta_{x_1}^2 + \delta_{x_2}^2} \quad (11.14)$$

Misol. Birinchi radioaktiv preparatning 15 minut davomida o'lchangan fon bilan birgalikdagi sanash tezligi 375 *imp./min.*, ikkinchi radioaktiv preparatning fon bilan birgalikda o'lchangan sanash tezligi 1009 *imp./min.*, fonning 5 min. davomida o'lchangan sanash tezligi 31 *imp./min.*

Birinchi radioaktiv preparat sanash tezligining ikkinchi preparat sanash tezligiga bo'lgan nisbati va shu nisbatning kvadratik fluktuatsiyasi 95% ishonch ehtimoliyatida topilsin.

Birinchi preparatning fonni ayirgandagi sanash tezligi:

$$I_1 = I_{s(1)} - I_f$$

Ikkinchi preparatning fonni ayirgandagi sanash tezligi:

$$I_2 = I_{s(2)} - I_f$$

Sanash tezliklarining izlanayotgan nisbati:

$$y = \frac{I_1}{I_2} = \frac{I_{s(1)} - I_f}{I_{s(2)} - I_f} \quad (11.15)$$

y – kattalikning absolyut ishonch xatosi:

$$\Delta_y = U_y \sigma_{Puass} \{y\} \quad (11.16)$$

(11.16) formulada:

$$\sigma_{Puass} \{y\} = \frac{I_1}{I_2} \sqrt{\frac{\sigma_{Puass}^2 \{I\}}{I_1^2} + \frac{\sigma_{Puass}^2 \{I\}}{I_2^2}} =$$

$$= \frac{I_1}{I_2} \sqrt{\frac{\frac{I_{s(1)} - I_f}{t_{s(1)}} + \frac{I_f}{t_f}}{(I_{s(1)} - I_f)^2} + \frac{\frac{I_{s(2)} - I_f}{t_{s(2)}} + \frac{I_f}{t_f}}{(I_{s(2)} - I_f)^2}} \quad (11.17)$$

(11.15) va (11.17)ga son qiymatlarini qo'yib, y – kattalikning kvadratik fluktuatsiyasini hisoblaymiz:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{375 - 31}{1009 - 31} = \frac{344}{978} = 0,352$$

$$\sigma_{Puass} \left\{ \frac{I_1}{I_2} \right\} = 0,352 \sqrt{\frac{\frac{375}{15} + \frac{31}{5}}{(344)^2} + \frac{\frac{1009}{5} + \frac{31}{5}}{(978)^2}} =$$

$$= 0,352 \sqrt{\frac{31,2}{118336} + \frac{342,5}{956484}} = 0,352 \cdot 0,025 = 0,0088$$

$\sigma_{Puass} \left\{ \frac{I_1}{I_2} \right\}$ ning topilgan qiymatidan foydalanib va

$U_y = U_{0,95} = 1,96$ ekanligini nazarda tutib, (11.16) formula asosida 95% ishonch ehtimoliyati bilan y kattalikning absolyut ishonch xatosi hisoblanadi.

Demak, 95% ishonch bilan $y = I_1 / I_2$ kattalikning qiymati $0,352 \pm 0,017$ intervalda bo'ladi. Aniqlanayotgan kattalik tajribada bevosita o'lchanadigan x_1 va x_2 kattaliklarning ko'paytmasiga teng bo'lsin, ya'ni:

$$y = x_1 \cdot x_2 \quad (11.18)$$

y – kattalikning tanlangan kvadratik chetlanishi quyidagicha topiladi: ($x_1 = \bar{x}_1$ va $x_2 = \bar{x}_2$):

$$S_{x_1 \cdot x_2} = \bar{x}_1 \cdot \bar{x}_2 \sqrt{\frac{S_{x_1}}{x_1^2} + \frac{S_{x_2}}{x_2^2}} = x_1 \cdot x_2 \sqrt{\delta_{x_1}^2 \cdot \delta_{x_2}^2} \quad (11.19)$$

$$\text{Bunda } \delta_{x_1}^2 = \frac{S_{x_1}}{x_1^2} \text{ va } \delta_{x_2}^2 = \frac{S_{x_2}}{x_2^2}.$$

$S_{x_1}^2$ va $S_{x_2}^2$, x_1 , x_2 kattaliklarning tanlangan kvadratik chetlanishlari.

Misol. Dastlabki radioaktiv eritmaning solishtirma aktivligini topish uchun 10^4 marta suyultirilgan 0,28 ml eritmada tayyorlangan preparatdan foydalanilgan. Bu preparatning aktivligini 4p hisoblagichda 15 minut davomida o'lchaganda 8287 impuls sanalgan, fonni 4 minut davomida o'lchaganda 30 impuls sanalgan. So'ng dastlabki eritmada 0,20 ml olib, namunaviy radioaktiv preparatlar tayyorlangan. 95% ishonch ehtimoliyatida namunaviy radioaktiv preparatlarning aktivligi qanday aniqlikda o'lchanganligi topilsin.

4p hisoblagichda preparat va fonni birgalikda o'lchanganidagi sanash tezligini I_s va fonni o'lchaganda sanash tezligini I_f bilan belgilaymiz. V_1 – 4p hisoblagichda o'lchash uchun

olingan suyultirilgan eritmaning hajmi, V_2 – namuna preparatlar tayyorlash uchun olingan dastlabki eritmaning hajmi, K – suyultirish takroriyiligi. Namuna preparatning aktivligi mkkyuriylarda ($1 \text{ mkkyuri} = 2,22 \cdot 10^6 \text{ yemir./min.}$) quyidagicha ifodalanadi:

$$a = \frac{K}{2,22 \cdot 10^6} \cdot \frac{I_s - I_f}{V_1} \cdot V_2 \quad (11.20)$$

Shartga asosan $I_s = 8281/15 = 552,5 \text{ imp./min.}$ ($t_s = 15 \text{ min.}$)
 $I_f = 130/4 \text{ imp./min.}$ ($t_f = 4 \text{ min.}$); $V_1 = 0,28 \text{ ml}$; $V_2 = 0,20 \text{ ml}$; $K = 10^4$.

Namunaviy radioaktiv preparatlar aktivligining nisbiy ishonch xatosi quyidagicha aniqlanadi:

$$\delta_y(a) = \sqrt{\delta_{\gamma(Puass)}^2 (I_s - I_f) + \delta_{\gamma(V_1)}^2 + \delta_{\gamma(V_2)}^2} \quad (11.21)$$

$$\delta_{\gamma(Puass)} \{I_s - I_f\}$$

kattalikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\delta_{\gamma(Puass)} \{I_s - I_f\} = U_y \delta_{\gamma(Puass)} \{I_s - I_f\} \quad (11.22)$$

$$\delta_{\gamma(Puass)} \{I_s - I_f\} = \frac{I_1}{I_2} \sqrt{\frac{\frac{I_s}{t_s} + \frac{I_f}{t_f}}{I_s - I_f}} \quad (11.23)$$

(11.23)ga asosan (11.22)ni quyidagicha yozamiz:

$$\delta_{\gamma(Puass)} \{I_s - I_f\} = U_y \sqrt{\frac{\frac{I_s}{t_s} + \frac{I_f}{t_f}}{I_s - I_f}} \quad (11.24)$$

$\delta_{0,95}(v_1) = \delta_{0,95}(v_2) = 0,02$ ekanligi hisobga olib, (11.7) va (11.24) ifodalarga asosan a va $\delta_{0,95}(a)$ kattaliklarni hisoblaymiz:

$$a = \frac{10^4 (552,5 - 32,5) \cdot 0,20}{2,22 \cdot 10 \cdot 0,28} = 1,67 \text{ (mkkyuri)}$$

$$\delta_{\gamma(Puass)} \{I_s - I_f\} = 1,96 \sqrt{\frac{\frac{552,5}{15} + \frac{32,5}{4}}{552,5 - 32,5}} = \frac{\sqrt{44,9}}{520} = 0,025$$

$$\delta_{0,95}(a) = \sqrt{(0,025)^2 + (0,02)^2 + (0,02)^2} = 0,038$$

Demak, namunaviy preparatlarning absolyut aktivligi $a=0,95$ ishonch ehtimoliyatida 3,8 foiz nisbiy xatosi bilan aniqlanadi. Absolyut ishonch xatosi esa:

$$\Delta_{0,95}(a) = a\delta_{0,95}\{a\} = 1,67 \cdot 0,038 = 0,36$$

Tekshirilgan namunaviy preparatlarning aktivligi 95% ishonch ehtimoliyatida ularning pasportlarida quyidagicha yozilgan bo'lishi mumkin: $(1,67 \pm 0,06)$ mkkyuri.

11.1-jadvalda yig'indi, ayirma, ko'paytma va bo'linma-ning absolyut va nisbiy kvadratik chetlanishlarini hisoblash formulari keltirilgan:

11.1-jadval

Funksiya	Absolyut va nisbiy kvadratik chetlanishlar
$y = x_1 + x_2$ $y = x_1 - x_2$	$S_y^2 = S_{x_1} + S_{x_2}$ $\delta_y^2 = \frac{S_{x_1} + S_{x_2}}{y^2}$
$y = x_1 \cdot x_2$ $y = x_1 : x_2$	$S_y^2 = \bar{y}^2 (S_{x_1} + S_{x_2})$ $\delta_y^2 = \delta_{x_1} + \delta_{x_2}$

11.3. Ko'paytma quollarining xatosi

Radioaktivlik o'lchanganda o'lchash natijalariga ta'sir qiladigan sistematik, tasodifiy (statistik fluktuatsiya) va qo'pol xatolar yuqorida ko'rib chiqildi. Lekin o'tkaziladigan har qanday fizik tajribalarda, jumladan, radioaktivlikni o'lchaganda ham o'lchov quollarining xossalari tufayli kelib chiqadigan xatolarni ham hisobga olish kerak bo'ladi. O'lchov quollari bilan bog'liq bo'lgan sistematik xatolarni uch turga bo'lish mumkin:

1. Instrumental xatolar;

2. O'lchash usuliga bog'liq bo'lgan xatolar;
3. Asbobning o'lchashi, sanashi bilan bog'liq bo'lgan xatolar.

Instrumental xatolar o'lchov asbobining o'z xatosiga bog'liq bo'lgan bo'ladi, o'lchash usulining xatosi foydalanilgan usulning takomillashtirilmaganligi tufayli kelib chiqadi; asbobning o'lchashi, sanashi bilan bog'liq bo'lgan xatolar o'lchov asbobining yetarlicha aniq ko'rsatmasligi tufayli kelib chiqadi. Instrumental xatolar asbobning ajratish vaqti, signallarning sanalmay qolishi, asbobning yetarlicha aniq darajalanmaganligi, grafiklar noaniq chizilganligi, nol nuqtasining noto'g'ri topilganligi, asbobning texnik sxemalarining kamchiliklari tufayli kelib chiqadi.

O'lchov asboblariga bog'liq bo'lgan sistematik xatolar-ning sabablari chuqur o'rganilib, ma'lum tuzatmalar kiritish yo'li bilan ularni bartaraf qilish mumkin. O'lchov asbobi bilan bog'liq bo'lgan sistematik xatolar oldindan ma'lum bo'lmaganda yoki bu xatolarni bartaraf qilish texnik jihatidan katta qiyinchiliklar tug'dirsa, bunday vaqtda o'lchov asbobi bilan bog'liq bo'lgan xatolar chegarasini aniqlash yetarli bo'ladi. Barcha o'lchov asboblari o'zining aniqlik sinfiga ega bo'ladi. Asbobning aniqligi esa uning maksimal xatosini bildiradi. O'lchov asboblarining mumkin bo'lgan xatolarining chegarasi har bir asbobning aniqlik sinfi bilan aniqlanadi. Asboblarning aniqlik sinfi tartib nomerlari orqali ko'rsatiladi. Xatosi katta bo'lgan asboblarga katta tartib nomerlari mos keladi.

Amalda o'lchov asboblarining xatolari katta qiymatlarga ega bo'lmaydi.

Yadroviy nurlanishlarni qayd qilishda o'lchash asboblarining xossalari bilan bog'liq bo'lgan va o'lchash natijalariga ta'sir qiladigan xatolardan biri o'lchov asboblarining o'lik vaqtga ega bo'lishligidir.

O'lchov qurollarining har qanday sxemasi ketma-ket qayd qilinadigan ikkita zarracha orasidagi eng kichik vaqt intervali τ ga ega bo'lishi bilan xarakterlanadi. τ vaqt oralig'iga hisoblagichning o'lik vaqti deyiladi (τ – asbobning ajratish vaqti deb ham aytiladi). τ qanchalik kichik qiymatga ega bo'lsa, asbobning sifati shunchalik yuqori bo'ladi. τ vaqt oralig'ida hisoblagich kelayotgan zarrachalarni qayd qilmaydi. Natijada qayd qilingan zarrachalar soni hisoblagichga tushayotgan zarrachalar sonidan kam bo'ladi. Buning sababi o'lchov asboblarining o'lik vaqtga ega bo'lishi tufayli qayd qilinishi kerak bo'lgan zarrachalarning ma'lum bir qismining sanalmay qolishidir. Demak, o'lchov asbobining o'lik vaqtga ega bo'lishi radioaktivlikni o'lchashda qo'shimcha xatoga olib keladi.

O'lik vaqti cho'ziladigan va cho'zilmaydigan bo'lishi mumkin. Cho'ziladigan o'lik vaqti bo'lganda hisoblagich dastlabki zarrachani qayd qilgandan so'ng τ vaqt oralig'ida keyingi zarrachani qayd qilishga tayyor bo'lmaydi. Shu τ vaqt oralig'ida hisoblagichga zarracha kelib tushsa, hisoblagich uni qayd qilmaydi, lekin zarracha qayd qilinmasa ham zarracha tushgandan so'ng hisoblagichning o'lik vaqti yana τ vaqtga cho'ziladi.

Geyger-Myuller hisoblagichlari shunday xossaga ega. O'lik vaqti cho'zilmaydigan bo'lganda hisoblagichga uning o'lik vaqti τ oralig'ida kelib tushgan zarracha uning o'lik vaqtini cho'zmaydi. Hisoblagich birinchi zarrachani qayd qilgandan so'ng, o'lik vaqti oralig'ida unga zarracha kelib tushish yoki tushmasligiga bog'liq bo'lmagan holda o'lik vaqti o'tgandan keyin tushgan navbatdagi zarrachani qayd qilishga tayyor bo'ladi. Tiratronlar shunday xossaga ega.

O'lik vaqti cho'ziladigan hisoblagichlarda sanash tezligi bilan hisoblagichga vaqt birligi ichida kelib tushayotgan zarrachalar soni orasida quyidagicha munosabat mavjud (qayd qilish effektivligi $e=1$ bo'lganda):

$$I = ne^{-nc}$$

yoki

$$I = n \exp(-n\tau) \quad (11.25)$$

$n\tau \ll 1$ bo'lganda sanalmay qolgan zarrachalar soni hisobga olmaslik darajasida kichik bo'ladi, $n\tau$ ning ortishi bilan τ vaqt oralig'ida hisoblagichga bitta yoki bir necha zarrachalar tushishining ehtimoliyati ortadi va o'lik vaqtning cho'zilishi natijasida sanash tezligi kamayadi.

O'lik vaqti cho'zilmaydigan hisoblagichlarda I va n kattaliklar orasidagi bog'lanish quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$n = \frac{I}{1 - I\tau} \quad (11.26)$$

O'lchanayotgan radioaktiv preparatning intensivligi kat-ta bo'lmaganda $n=1$ bo'ladi. n ning ortishi bilan I ham ortib boradi va $n\tau \gg 1$ bo'lganda I maksimumga erishadi, ya'ni:

$$I_{\max} = \frac{1}{\tau}$$

Bunda τ vaqt o'tishi bilan keyingi zarracha qayd qilinadi. Cho'zilmaydigan o'lik vaqtga ega bo'lgan hisoblagichlarda zarracha teng o'lik vaqti oraliqlarida ketma-ket qayd qilinadi.

O'lik vaqti τ bo'lgan hisoblagichga tushgan va Puasson taqsimoti bo'yicha taqsimlangan zarrachalar soni N ning dispersiyasi o'lik vaqtini hisobga olgan holda quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_N^2 = M / (1 - \tau_0)^2 \quad (11.27)$$

$$\delta_N = \frac{1}{\sqrt{M}} \quad (11.28)$$

(11.28)da M – hisoblagich sanagan zarrachalar soni, N – sanash tezligi, $M=N \cdot t$ va $N=M/(1-N \cdot \tau)$.

Amalda τ ning o'zi ham ma'lum $\Delta\tau$ xato bilan aniqlanadi. Bunda σ ning xatosini hisobga olgan holda N -ning dispersiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_N^2 = \frac{M / (1 + I^2 \sigma_\tau^2)^2}{(1 - I\tau)^2} \quad (11.29)$$

σ_τ^2 ning aniqlanishini ko'raylik.

τ ning qiymatini ikkita radioaktiv manbadan chiqayotgan impulslarni birgalikda qayd qilganda:

$$\tau = \frac{I_1 + I_2 - I_c}{2(I_1 I_2)} \quad (11.30)$$

formula yordamida hisoblash mumkin. Bu formulada I_1 va I_2 – birinchi va ikkinchi radioaktiv manbalar o'lchangandagi sanash tezliklari, τ ning xatosi I_1, I_2, I_s kattaliklarning xato-lari orqali aniqlanadi. $\sigma\tau \ll 1$ bo'lganda, sanash tezliklari Puasson taqsimot qonuni bo'yicha taqsimlangan bo'ladi, shuning uchun I_1, I_2 va I_s kattaliklarning dispersiyalari:

$$\sigma_{I_1}^2 = \frac{I_1}{t_1}; \quad \sigma_{I_2}^2 = \frac{I_2}{t_2} \quad \text{va} \quad \sigma_{I_c}^2 = \frac{I_c}{t_c}$$

bo'ladi.

U vaqtda τ uchun dispersiya quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_\tau^2 = \frac{I_1/t_1 + I_2/t_2 + I_c/t_c}{4I_1^2 I_2^2} \quad (11.31)$$

Bunda t_1, t_2 va t_s – har bir preparatni alohida birgalikda o'lchash vaqtlaridir.

Misol. Ikkita radioaktiv manba alohida o'lchanganda sanash tezliklari mos ravishda $I_1=3,1 \cdot 10^2 \text{ imp./s}$ va $I_2=7,2 \cdot 10^2 \text{ ipm./s}$ bo'lgan. Har ikki manba birgalikda o'lchangandagi sanash tezligi $I_s=9,7 \cdot 10^2 \text{ imp./s}$ bo'lgan. O'lchash vaqtlari $t_1=t_2=t_s=10 \text{ s}$. Hisoblagichning o'lik vaqti va o'lik vaqtining dispersiyasi aniqlansin. (11.30) formula yordamida o'lik vaqt hisoblanadi:

$$\tau = \frac{3,1 \cdot 10^2 + 7,2 \cdot 10^2 - 9,7 \cdot 10^2}{2(3,1 \cdot 10^2 \cdot 7,2 \cdot 10^2)} = 1,34 \cdot 10^{-4}$$

(11.31) formuladan foydalanilgan holda τ uchun dispersiyani hisoblash mumkin:

$$\sigma_\tau^2 = \frac{3,1 + 7,2 + 9,7}{42 \cdot 9,61 \cdot 10^4 \cdot 51,84 \cdot 10^4} = 1 \cdot 10^{-4}$$

Shunday qilib, o'lchov qurollari bilan bog'liq bo'lgan sistematik xatolar bir necha tashkil etuvchilardan iborat bo'lishi mumkin. O'lchov qurolining o'lik vaqtga ega bo'lishi tufayli kelib chiqadigan xatolar, o'lchov qurolini energiya va effektivlik bo'yicha darajalashdagi xatolar va boshqalardir. U vaqtda o'lchov qurolining dispersiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\sigma_{o'q}^2 = \sigma_{Eg}^2 + \sigma_{eg}^2 + \sigma_\tau^2 \quad (11.32)$$

yoki o'lchov qurolining kvadratik chetlanishi:

$$\sigma_{o'q}^2 = \sqrt{\sigma_{Eg}^2 + \sigma_{eg}^2 + \sigma_\tau^2} \quad (11.33)$$

bunda σ_{Eg}^2 – o'lchov qurolini energiya bo'yicha darajalashdagi dispersiya, σ_{eg}^2 – o'lchov qurolini effektivlik bo'yicha darajalashdagi dispersiya, σ_τ^2 – o'lchov qurolining o'lik vaqti bilan bog'liq bo'lgan dispersiyasi va hokazo. Bunday hollar tajribaning o'tkazilishi sharoitiga bog'liq ravishda yana davom ettirilishi mumkin.

O'lchov qurollarining dispersiyasini hisobga olgan holda, o'lchash natijalarining dispersiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\sigma_{o'n}^2 = \sigma_{o'q}^2 + \sigma_{o'ks}^2 \quad (11.34)$$

bunda $\sigma_{o'n}^2$ – o'lchash natijalarining dispersiyasi, $\sigma_{o'q}^2$ – o'lchov qurollarining dispersiyasi, $\sigma_{o'ks}^2$ – o'lchanadigan kattalikning statistik xarakteri bilan bog'liq bo'lgan dispersiya.

11.4. O'lchash natijalarini qayta ishlash tartibi

Yuqorida fizik kattaliklar o'lchashlar orqali aniqlanayotganda hisobga olinishi zarur bo'lgan xatolar to'g'risida to'xtab o'tdik. Ushbu paragrafda o'lchash natijalarining aniqligini xarakterlovchi va hisoblanishi zarur bo'lgan ko'rsatkichlarni yakunlab, radioaktivlik o'lchanganda natijalarni qayta ishlash tartibi keltiriladi.

I. O'lchash natijalari bir-biriga taqqoslanganda, boshqa natijalardan keskin farq qiladigan natijalar borligi aniqlansa, bu natijalarda qo'pol xatolarning ta'siri bor yoki yo'qligi quyidagi kriteriyalar yordamida aniqlanadi. O'lchash natijalarining boshqa natijalardan keskin farq qiladigan eng kichik qiymati, $x_{\min}$ uchun:

$$\varepsilon_{\min} = \frac{x_{\min} - \bar{x}}{S_x \sqrt{\frac{n-1}{n}}} \quad (11.35)$$

O'lchash natijalarining boshqa natijalardan keskin farq qiladigan eng katta qiymati, $x_{\max}$ uchun:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{x_{\max} - \bar{x}}{S_x \sqrt{\frac{n-1}{n}}} \quad (11.36)$$

Keltirilgan formulalardan $\bar{x}$ o'lchash natijalarining o'rtacha qiymati, n – o'lchashlar soni, S_x – tanlangan kvadratik chetlanish:

$$S_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \quad (11.37)$$

II. Tajriba o'tkazish sharoitiga, tajriba oldiga qo'yilgan maqsadga bog'liq ravishda o'lchash natijalarining absolyut kvadratik chetlanishi quyidagi ko'rinishlarda aniqlanishi mumkin:

χ^2 taqsimot

$$\chi^2 = (n-1) \frac{S^2}{I/t} \quad (11.38)$$

yordamida o'lchash natijalarining taqsimoti Puasson taqsimoti xarakterida ekanligi aniqlasa, o'lchash natijalari-ning kvadratik chetlanishi faqat radioaktiv yadrolar yemirilishining statistik xarakteri bilan bog'liq deb qaraladi va o'lchash xatolari quyidagicha hisoblanadi:

a) alohida o'lchashdagi sanash tezligining kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma\{I\} = \sqrt{\frac{I_t}{t}} \quad (11.39)$$

b) o'lchashlardagi sanash tezliklarining qiymatini kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma\{\bar{I}\} = \sqrt{\frac{\bar{I}_t}{n \cdot t}} \quad (11.40)$$

(11.40) formulada n – o'lchash soni va t – o'lchash vaqti.

d) agar bir marta o'tkazilgan o'lchashda keraklicha yetarli impuls sanalgan bo'lsa, o'lchash natijalarining kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma\{N\} = \sqrt{N} \quad (11.41)$$

e) aniqlanayotgan kattalik y tajribada o'lchanayotgan kattaliklar $x_1, x_2, x_3, \dots$ ning yig'indisi yoki ayirmasi kabi hisoblansa, y kattalikning kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma_y = \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2 + \sigma_{x_3}^2 + \dots} \quad (11.42)$$

(11.42)da $\sigma_{x_1}^2, \sigma_{x_2}^2, \sigma_{x_3}^2$ lar x_1, x_2, x_3 kattaliklar dispersiyalaridir.

f) aniqlanayotgan kattalik y tajribada o'lchanayotgan x_1 va x_2 kattaliklarning ko'paytmasi kabi hisoblansa y kattalikning kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma_y = x_1 \cdot x_2 \sqrt{\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} + \frac{\sigma_{x_2}^2}{x_2^2}} \quad (11.43)$$

g) y kattalik x_1 va x_2 kattaliklarning bo'linmasi ko'rini-shida aniqlansa, y kattalikning kvadratik fluktuatsiyasi:

$$\sigma_y = \frac{x_1}{x_2} \sqrt{\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} + \frac{\sigma_{x_2}^2}{x_2^2}} \quad (11.44)$$

h) har bir tajriba oldiga qo'yilgan maqsadga muvofiq ravishda (11.39) va (11.44) formuladan tegishlisidan foydalanib hisoblangan y ning qiymati asosida ishonch ehtimoliyatining berilgan qiymatida o'lchash natijasining ishonch xatosi Δ hisoblanadi:

$$\pm \Delta_y = U_\gamma \sigma \quad (11.45)$$

(11.45)da U_γ ning qiymati ishonch ehtimoliyati γ ning berilgan qiymatiga mos ravishda 11.2-jadvaldan olinadi.

11.2-jadval

U_γ	γ	$1-\gamma$	U_γ	γ	$1-\gamma$
0,500	0,383	0,617	1,96	0,9500	0,0500
0,675	0,500	0,500	2,53	0,9900	0,0100
1,000	0,683	0,317	3,00	0,9970	0,0090
1,640	0,900	0,100	4,00	0,9999	0,0001

i) o'lchash natijasining ishonch xatosi:

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \frac{\Delta_\gamma}{I} \\ \delta_\gamma &= \frac{\Delta_\gamma}{N} \\ \delta_\gamma &= \frac{\Delta_\gamma}{y} \end{aligned} \right\} \quad (11.46)$$

ko'rinishda aniqlanadi.

2) a) O'lchov natijalari $\mathcal{J}$ taqsimot yordamida tekshirilganda, natijalarining Puasson taqsimoti xarakterida emasligi aniqlansa, o'lchash natijalarida radioaktiv yadrolar

yemirilishining statistik xarakteri bilan bog'liq bo'lgan xatolardan tashqari, boshqa faktorlar (qurilmaning noto'g'ri ishlashi, bosim va haroratning o'zgarishi kabi faktorlar) tufayli kelib chiqadigan tasodifiy xatolar ta'siri deb qaraladi va o'lchash natijasining o'rtacha kvadratik chetlanishi quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma\{I\} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{n-1}} \quad (11.47)$$

b) o'lchash natijalarining o'rtacha qiymati uchun o'rtacha kvadratik chetlanish quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma\{I\} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{n(n-1)}} \quad (11.48)$$

d) ishonch ehtimoliyati γ ning berilgan qiymatida o'lchash natijalari o'rtacha qiymatining ishonch xatosi quyidagicha hisoblanadi:

$$\pm \Delta_\gamma = \pm t_p \sigma\{I\} \quad (11.49)$$

(11.49) formulada t_p ning qiymati P va f ning berilgan qiymatlaridan olinadi.

Nisbiy ishonch xatosi:

$$\delta = \frac{\Delta_\gamma}{\bar{I}} \quad (11.50)$$

formula bilan aniqlandi.

III. Tajribada aniqlangan kattalik hisoblangan ishonch xatosi bilan birgalikda:

$$\bar{x} \pm \Delta_\gamma \quad (11.51)$$

ko'rinishda beriladi.

Bunda $\bar{x}$ tajriba aniqlangan natijalarning o'rtacha qiymati. x sanash tezligi, impulsar soni yoki tajribada o'lchanadigan boshqa kattaliklar bo'lishi mumkin, ya'ni $\bar{x} = \bar{I}$, $\bar{x} = \bar{N}$ va h.k.

IV. Ishonch xatosini hisoblashda o'lchov quollarining xatosini ham hisobga olish kerak bo'ladi. U vaqtda (11.45) va (11.49) formulalardagi σ quyidagi ko'rinishda aniqlanadi:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{o'n}^2 + \sigma_{o'q}^2} \quad (11.52)$$

(11.52)da $\sigma_{o'n}^2$ – o'lchash natijalarining (11.39), (11.40), (11.41), (11.43), (11.47), (11.48) formuladan tegishlisi bilan aniqlanadigan dispersiyasi, $\sigma_{o'q}^2$ – o'lchov quollarining xossalari bilan bog'liq bo'lgan dispersiya bo'lib, (11.33) formula yordamida aniqlanadi. Xatolarni hisoblashning keltirilgan formulalarida $\mu \approx x$ va $\sigma^2 \approx S^2$ deb qabul qilingan.

ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Альфа-, бета- и гамма спектроскопия. Под ред. Зигман К. – Москва: Атомиздат, 1965.
2. Ahmedova G., Omanov Sh., Salixbayev U.S., Radioaktivlikni o'lchash natijalarini qayta ishlash. O'quv qo'llanma. – Samarqand: SamDU nashri, 1998.
3. Ahmedova G., Omanov Sh. Radioaktivlikni o'lchashda xatoliklarni hisoblash. – Samarqand: SamDU nashri, 1999.
4. Bekjonov R. Yadro fizikasi. O'quv qo'llanma. – Toshkent: O'qituvchi, 1975.
5. Бекжонов Р.Б., Акилов Ф.С. Временная спектроскопия атомных ядер. – Ташкент: Фан, 1972.
6. Вылов Ц., Оманов Ш. и др. Спектры излучений радиоактивных нуклидов. – Ташкент: Фан, 1980.
7. Вылов Ц., Оманов Ш. и др. Спектры радиоактивных нуклидов измеренные с помощью полупроводниковых детекторов. – DDR, 1980 jahr.
8. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. – Харьков: Высшая школа, 1974.
9. Джелли Дж. Черенковское излучение. – Москва: Иностранная литература, 1960.
10. Kalashnikov O.G. Umumiy fizika kursi. Elektr. – Toshkent: O'qituvchi, 1979.
11. Левин В.Е., Хомьянов Л.П. Регистрация ионизирующих излучений. – Москва: Атомиздат, 1973.
12. Omanov Sh., Salixbayev U., Xazratov T. Yadroviy nurlanishlarni qayd qiluvchi yarimo'tkazgichli detektorlar. O'quv qo'llanma. – Samarqand: SamDU nashri, 2000.
13. Salixbayev U.S., Xazratov T., Xushmurodov Sh., Xoliqulov A.B. Yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. Uslubiy qo'llanma. – Samarqand: SamDU nashri, 2000.

Omanov Shavkat Omanovich,
Xushmurodov Shaymon Xolmanovich,
Mamatqulov Orifjon Bahromovich

**YADRO FIZIKASINING
EKSPERIMENTAL USULLARI**
(Uslubiy qoʻllanma)

Muharrir: Rahimova G.
Musahhih: Roʻziyev M.M.
Tex.muharrir: Mamatqulov O.B.

Bodoni MT garniturasida.
388-buyurtma. 8,75 bosma taboq.
Hajmi 60x84 1/16. Adadi 200 nusxa.

SamDU bosmaxonasida chop etildi.
140104, Samarqand sh. Universitet xiyoboni, 15.

