

X. Ş Abdullaev

**NÜVƏ FİZİKASINDAN
LAVORATORİYA İŞLƏRİ**

(DƏRS VƏSAİTİ)

**Azərbaycan Respublikası
Təhsil Nazirliyinin
20.12.02-ci il 1164№-li
əmri ilə təsdiq edilmişdir.**

BAKI-2003

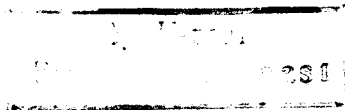
539

A14

Rəyçilər: *prof. Q.H.Binnətli*
prof. E.M.Qocayev

Redaktor: *AMEA müxbir üzvü*
prof. S.Ə.Hacıyev

«İqtisad Universiteti Nəşriyyatı»-2003



ÖN SÖZ

Təklif olunan dərs vəsaiti müasir fizikanın mühüm bölmələrindən biri olan eksperimental nüvə fizikasına həsr olunmuşdur. Bu vəsait praktikum kimi 15 laboratoriya işlərinin təsviri və yerinə yetirilmə qaydalarından ibarətdir.

Əvvəlcə nüvə şüalanmasının əsas növləri, təbiəti və maddə ilə qarşılıqlı təsiri haqda tanışlıq xarakterli qısa məlumat verilir. Aktivlik, doza anlayışları, nüvə şüalanmasının canlı orqanizmə təsiri, müxtəlif şəraitdə yol verilən şüalanma dozaları, həmin şüalanmadan profilaktika qaydaları təsvir olunur. Sonra nüvə şüalanması parametrlərinin dəqiq təyin edilməsi üçün xətlərin riyazi qiymətləndirilməsi üsulları göstərilir.

Praktikumda təsvir olunan laboratoriya işləri nüvə şüalanmasının əsas xassələri ilə tanışlıq və şüalanmanın geniş yayılmış müxtəlif qeyd edilmə üsullarını öyrənmək məqsədilə seçilmişdir. Burada qazboşalma sayğacları, ssintilyasiya, yarımkəçirici detektorların iş prinsipləri və onlarla nüvə şüalarını müxtəlif növ qeyd edilmə üsulları və eləcə də fotoemulsiya üsulları verilmişdir. Eksperimental nüvə fizikasında geniş tətbiq olunan üst-üstə düşmə sxemlərinin tətbiqinə xüsusi yer verilmişdir.

Laboratoriya işlərinin əksəriyyəti sadə cihaz və qurğulardan istifadə olunduğundan asanlıqla təşkil oluna bilər.

Praktikum dərs vəsaiti kimi Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsinin tələbələri, Respublikanın pədaqoji və texniki universitetlərinin n v  fizikası tədris olunan tələbələri   n nəzərdə tutulmuŐdur. Bu vəsait n v  fizikası üzrə xüsusi ixtisaslaŐma tələb olunmayan eksperimental fizikl r   n əhəmiyyətli ola bilər.

Vəsaitin hazırlanmasında müəllif özünün Bakı Dövlət Universitetində  mumi n v  praktikumu üzrə çoxillik iŐ təcrübəsindən istifadə etmiŐdir.

Bu vəsait üzrə qeyd v  təkliflərini bildirən oxuculara müəllif əvvəlcədən  z t Ő kk r n  bildirir.

1. NÜVƏ ŞÜALANMASININ MADDƏ İLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ.

Nüvə şüalanması dedikdə təbii və süni radioaktiv elementlərin parçalanmasından, nüvə reaktorları və yüklü zərrəciklər sürətləndiricilərindən alınan şüalanmalar nəzərdə tutulur.

Nüvə şüalanmasının maddə ilə qarşılıqlı təsirinin xarakteri həmin şüalanmanın növündən və şüalanma yaradan zərrəciklərin əsas xassələrindən asılıdır. Zərrəciklərin əsas xassələri kimi onların E- kinetik enerjisi, m-kütləsi, s-spini və μ -maqnit momentini göstərmək olar.

Ümumiyyətlə, böyük enerjili zərrəciklərdən ibarət şüalanmanın maddədən keçməsi mürəkkəb bir prosesdir. Zərrəciklər müxtəlif orbitdə olan elektronlar ilə toqquşur, nüvənin kulon sahəsindən səpilir və kifayət qədər böyük enerjili zərrəciklər isə müxtəlif nüvə reaksiyaları yarada bilirlər. Bundan başqa, böyük enerjili zərrəciklərin maddədən keçməsi, müxtəlif ikinci effektlərin yaranmasına da səbəb ola bilər. Məsələn, çox böyük enerjili elektronlar ikinci effekt kimi intensiv γ -kvantlar seli yaradırlar ki, bunu nüvə şüalanmasından qoruyucu hazırlanmasında nəzərə almaq lazım gəlir.

Lakin, qeyd etmək lazımdır ki, yüklü zərrəciklər və γ kvantlar maddədən keçərkən əsas rolunu elektromaqnit qarşılıqlı təsiri oynayır. Nüvə qarşılıqlı təsirini nəzərə almaq olar. Bu onunla əlaqədardır ki, nüvə qüvvələri yaxına

təsir qüvvələridir (10^{-12} - 10^{-13})*sm* və maddədə elektronların sayı nüvələrə nisbətən çoxdur.

Nüve şüalanmalarının xassələri eksperimental nüve fizikasında öyrənilir. Bu halda şüalanmanın qeyd olunması onların maddə ilə müxtəlif növ qarşılıqlı təsirinə əsaslanır. Qarşılıqlı təsirin növünə görə nüve şüalanmasını üç qrupa ayırmaq olar.

1) Yüklü zərrəciklər (α -şüalanma, β -şüalanma, protonlar, deytronlar və s.).

2) Elektromaqnit şüalanması (rentgen və γ -şüalanma).

3) Neytral zərrəciklər selindən təşkil olunan şüalanma (neytronlar, neytrinolar, neytral mezonlar və s.).

1. Yüklü zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsiri. Yüklü zərrəciklər maddədən keçərkən öz enerjilərini itirməsinə səbəb onların, atom elektronları və nüvənin kulon sahəsi ilə qarşılıqlı təsiridir. Birinci halda mühitin atomlarının həyəcanlanması və ionlaşması, ikinci halda isə yüklü zərrəciklərin səpilməsi və radiasiya (və ya tormozlanma) şüalanması baş verir.

Yüklü zərrəciyin maddədən keçərkən enerji itkisini adətən $-\frac{dE}{dx}$ -xüsusi enerji itkisi ilə xarakterizə edirlər.

Xüsusi enerji itkisi iki toplanandan $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ -ionlaşma və

$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ radiasiya xüsusi enerji itkilerindən təşkil olunur,

yeni:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$$

burada $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ - atom və molekulların həyəcanlanma və

ionlaşmasına sərf olunan yekun xüsusi enerji itkisidir.

Ağır yüklü hissəciklər (α -zərrəciklər, deytronlar və s.) əsasən öz enerjilərini maddenin atom və molekulların həyəcanlanma və ionlaşmasına sərf edirlər. Enerjinin radiasiya itkiləri kiçik kütləli relyativistik zərrəciklər üçün (elektronlar, pozitronlar, mezonlar) mühüm rol oynayır. Enerjinin kiçik qiymətlərində isə radiasiya itkiləri azalır və yüngül zərrəciklər öz enerjilərini ağır zərrəciklərdə olduğu kimi əsasən həyəcanlanma və ionlaşmaya sərf edirlər.

2. Enerjinin ionlaşma itkiləri. Ağır yüklü zərrəciklərin enerjilərinin ionlaşma itkiləri klassik fizika qanunlarına əsasən Bor tərəfindən hesablanmış və aşağıdakı düstur alınmışdır:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{I(1-\beta^2)} \quad (1)$$

Burada Z-atom sıra nömrəsi, e- zərrəciyin yükü, v- sürəti, n-maddenin 1sm^3 -dəki elektronların sayı, m-elektronun kütləsi, I-isə maddə atomunun orta ionlaşma potensialıdır.

$(\beta = \frac{v}{c}, I = 13,5 ZeV)$. Bu düstur bir qəder dəqiq deyildir.

Nisbətən dəqiq düstur Livingston və Bete tərəfindən kvant nəzəriyyəsinə görə aşağıdakı şəkildə alınmışdır:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{4\pi i Z^2 e^+}{mv^2} B \quad (1')$$

burada $B = \ln \left[\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]$ tormozlanma əmsalı

adlanır. Bu düsturlardan görünür ki, ionlaşma itkiləri nisbətən az sayda fiziki kəmiyyətlərdən – zərreciyin yükü və sürətindən, $1sm^3$ -dəki elektronların sayından və orta ionlaşma potensialından asılıdır. Lakin orta ionlaşma potensialından asılılıq loqarifmikdir, yeni zəifdir. $1sm^3$ -dəki elektronların sayı maddənin sıxlığı ρ - ilə ifadə oluna bilər:

$$n = \frac{Z\rho N_A}{A}$$

burada N_A -Avaqadro ədədi, A -atomun kütləsidir. Ona

görə də $\left(-\frac{dE}{d(\rho x)} \right)$, maddənin sıxlığı ilə düz mütənasıbdır.

Beləliklə, $\left(-\frac{dE}{d(\rho x)} \right)$ ifadəsi bütün maddələr üçün təqribən

eynidir. Bu halda ölçüsü q/sm^2 , olan ρx kəmiyyətini qalınlıq ölçüsü kimi götürmək olar.

İonlaşma itkisi zərrəciyin sürətindən güclü asılıdır, bu asılılıq təqribən $1/v^2$ vuruğu ilə müəyyən olunur. Odur ki, zərrəciyin enerjisi azaldıqca ionlaşma itkiləri artır. Buna görə də zərrəciklərin Vilson kamerasında və fotoemulsiyadakı izləri axıra doğru qalınlaşır.

Yüklü zərrəciklərin mühitdə hərəkəti zamanı vahid yolda yaratdıqları ionlar cütünü ölçməklə, $(-dE/dx)$ enerji itkisini təyin etmək olar. Vahid yoldakı ionlar cütü isə xüsusi ionlaşma adlanır və I_m -lə göstərilir. Zərrəciyin mühitdəki ionlaşdırma qabiliyyəti, bir ion cütünün yaranmasına sərf olunan ω enerjisi ilə xarakterizə olunur. Bu kəmiyyəti, zərrəciyin mühitdə sərf etdiyi enerjinin onun yaratdığı yekun ionlar cütünün sayına olan nisbəti kimi qiymətləndirmək olar. Təcrübə göstərir ki, ω yüklü zərrəciyin növündən, sürətindən və uducu maddənin materialından asılıdır. Xüsusi enerji itkisi ilə xüsusi ionlaşma arasında aşağıdakı əlaqə vardır:

$$-\frac{dE}{dx} = \omega I_m$$

Sıx mühitdə ω təqribən 5 MeV -ə bərabərdir. Qazlarda enerjinin bir hissəsi molekulların dissosiasiyasına sərf olduğundan ω -nın qiyməti nisbətən böyük olur.

Xüsusi ionlaşma enerjisi və ya ionlaşdırma qabiliyyəti müxtəlif növ nüvə şüalanmasının əsas göstəricisidir. Ən böyük ionlaşdırma qabiliyyətinə çoxyüklü ağır nüvə

qəlpələri malikdir. Sonra isə ardıcılıqla α -zərrəcikləri, protonları, mezonları və elektronları göstərmək olar. Məsələn, enerjisi bir neçə MeV olan α -zərrəcikləri havada $1sm$ yolda 30000-ə yaxın ion cütü yaratdığı halda, eyni enerjili elektronlar yalnız on ion cütü yaradırlar.

Cədvəl 1-də müxtəlif mühitlər üçün ω -nın qiymətləri verilmişdir.

Cədvəl 1. Bir ion cütünün yaranmasına sərf olunan enerji.

Qaz	ω, eV	Zərrəciklər	Enerji, MeV
Hava	32,0	/elektron/	0,3
Hava	36,0	/proton/	2,5-7,5
Hava	35,1	α -zərrəcik	7,8
Hava	35,6	α -zərrəcik	5,3
Hidrogen	36,0	α -zərrəcik	5,3
Helium	31,0	α -zərrəcik	5,3

Zərrəciyin öz enerjisini tam itirincəyədək maddədə getdiyi yolun uzunluğuna qaçış məsafəsi deyilir və R ilə işarə edilir. Aydındır ki, qaçış məsafəsi, zərrəciyin $(-dE/dx)$ xüsusi enerji itkisinə görə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{(-dE/dx)}$$

burada E_0 zərrəcik maddəyə düşdükdə malik olduğu başlanğıc enerjidir. Əgər $-\frac{dE}{dx}$ enerji itkisi üçün (1), (1) ifadəsindən istifadə etsək, onda R üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$R = \frac{m}{Z^2} \cdot \Phi(v) \quad (2)$$

burada $\Phi(v)$ funksiyası verilmiş mühit üçün zərrəciyin növündən asılı deyildir. Beləliklə, verilmiş mühitdə sürətləri eyni olan iki zərrəciyin qaçış məsafələrinin nisbəti uyğun $\frac{m}{Z^2}$ ifadələrinin nisbəti kimi olar:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2}$$

Bu münasibətdən istifadə edərək məlum və naməlum zərrəciklər üçün qaçış məsafələrini təyin etmək, $\frac{m}{Z^2}$ parametrlərini hesablamaq olar. Məsələn, protonun kütləsi və qaçış məsafəsini m_p və R_p ilə, naməlum zərrəciyinkini uyğun olaraq m və R kimi işarə etsək, onda:

$$\frac{R_p}{R} = m_p : \frac{m}{Z^2} \text{ və ya } R_p = RZ^2 \frac{m_p}{m}$$

Empirik üsulla protonlar üçün fotoemulsiyada E_p kinetik enerjisi ilə R_p qaçış məsafəsi arasında aşağıdakı münasibət alınmışdır:

$$E_p = \alpha R_p^n \quad (3)$$

burada $\alpha \approx 0,25$; $n \approx 0,58$; $E_p - MeV$, R_p -mikronlarla ölçülür.

Lakin sürətləri eyni olan zərrəciklər üçün:

$$\frac{E_p}{E} = \frac{m_p}{m} \text{ və ya } E = E_p \frac{m}{m_p}$$

olar. Onda R_p və E_p qiymətlərini (3) ifadəsində yerinə yazsaq:

$$E = \alpha \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1-n} Z^{2n} R^n \quad (3')$$

olar. Proton üçün alınan bu münasibət fotoemulsiyada hərəkət edən bütün ağır yüklü zərrəciklər üçün doğrudur.

Ümumiyyətlə, ağır zərrəciklər üçün maddədəki qaçış məsafəsi aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$R = - \int_0^E \frac{dE}{\left(- \frac{dE}{dx} \right)} = aE^{3/2} \quad (4)$$

Bu asılılıq Heyger qanunu adlanır. Bir qayda olaraq, ağır zərrəciklərin maddədəki hərəkət trayektoriyaları təqribən düz xətt olur. Belə ki, zərrəciklərin kütləsi çox böyük olduğundan onlar kulon sahəsində əsaslı səpilməyə uğramırlar. Ona görə də monoenergetik ağır zərrəciklərin maddədəki qaçış məsafələri bir-birindən az fərqlənir.

Monoenergetik zərrəciklərin qaçış məsafələrindəki fərq enerji itirilmə prosesinin statistik xarakteri ilə əlaqə-

dardır. Ekstropolyasiya nəticəsində alınan qiymətlə qaçış məsafəsinin orta qiyməti arasındakı ΔR fərqi qaçış məsafələrinin kənara çıxması adlanır. Bu fərqi qiyməti adətən enerjisi $5 MeV$ olan α -zərrəciklərin tam qaçış məsafəsinin 1 faizini təşkil edir.

3. Yüngül yüklü zərrəciklərin maddədən keçməsi.

Yüngül yüklü zərrəciklərin və əsas etibarilə elektron və pozitronların maddədən keçməsi keyfiyyət etibarilə ağır yüklü zərrəciklərinkindən fərqlənir. Kütləsi kiçik olduğundan maddə daxilindəki hər bir toqquşmada elektronun /pozitronun/ impulsunun dəyişməsi böyük olur. Bu isə bir tərəfdən zərrəciyin öz əvvəlki hərəkət istiqamətindən əsasən meyl etməsinə gətirir, digər tərəfdən isə toqquşma prosesində elektromaqnit kvantlarının yaranmasına səbəb olur. Birinci effekt elektronun maddədə əyrixətli hərəkətinə gətirir, ikinci isə elektronun enerjisinin radiasiya itkiləri hesabına əsaslı azalmasına səbəb olur.

Bundan başqa, düşən elektronların maddə elektronları ilə toqquşmasında zərrəciklərin eyniliyinə görə mübadilə effekti alınır. Lakin mübadilə sırf kvant effekti olduğundan bunun zərrəciklərin maddədən keçməsinə təsiri az olur. Pozitronlar üçün isə mübadilə effektinin əvəzinə anniqilyasiya effekti alınır, lakin bu effekt də nisbətən kiçik olur. Ona görə də elektronlar və pozitronlar üçün maddədə tormozlanma effekti təqribən eynidir.

Elektronlar üçün ionlaşma itkilərinin mexanizmi, ümumiyyətlə ağır zərrəciklərdə olduğu kimi (1) və (1')

düsturları ilə təsvir oluna bilər. Lakin elektronun kütləsinin kiçik olduğunu və yuxarıda qeyd olunan bəzi effektləri nəzərə almaqla ionlaşma itkiləri üçün aşağıdakı şəkildə daha dəqiq düstur almaq olar:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n}{mv^2} \cdot \left\{ \ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \cdot \ln 2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 \right\} \quad (5)$$

burada E – elektronun,

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$$

relyativistik kinetik enerjisidir. Qeyri-relyativistik halda $\beta \ll 1$ və (3) düsturu aşağıdakı şəkili alır:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I} \quad (5')$$

Ultrarelyativistik halda isə $E \gg mc^2$ olur və (5) düsturu aşağıdakı şəkili alır:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n}{mc^2} \left\{ \ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right\} \quad (5'')$$

Ağır zərrəciklərdən fərqli olaraq, elektronlar üçün praktikada hər iki (5') və (5'') sərhəd halları əhəmiyyətlidir. Belə ki, mc^2 sərhəd enerjisi 0.5 MeV olduğundan enerjinin bir neçə MeV qiymətində artıq ultrarelyativistik hal alınır.

İndi isə elektronlar və ağır zərrəciklər üçün ionlaşma itkilərini enerjinin qeyri-relyativistik və relyativistik oblastlarında müqayisə edək.

(1) və (5) düsturlarından görünür ki, loqarifma qarşısındakı hədd bütün zərrəciklər üçün eynidir. Ona görə də sürətləri bərabər olan zərrəciklər üçün itkilər təqribən eynidir. Qeyri-relyativistik oblastda isə enerjinin eyni qiymətində müxtəlif zərrəciklər üçün ionlaşma itkiləri kütlə ilə tərs mütənəsibdir. Ona görə də protonların ionlaşma itkiləri eyni enerjili elektronların ionlaşma itkilərindən təqribən 2000 dəfə böyükdür. Bu isə praktikada, xüsusən zərrəciklərin qeyd olunmasında mühüm faktordur. Məsələn, enerjisi $5 MeV$ olan proton fotoemulsiyada aşkar iz buraxdığı halda, eyni enerjili elektronun izi çox zəif olur. Lakin ultrarelyativistik enerji oblastında vəziyyət dəyişir. Bu halda zərrəciyin v sürəti c işıq sürətinə yaxınlaşdığından (1) və (5'') ifadələrindəki böyük mötərizə qarşısındakı əmsal təqribən sabit olur. Beləliklə, ionlaşma itkilərinin yalnız loqarifma işarəsi altındakı enerjiden asılılığı qalır. Deməli, ultrarelyativistik zərrəciklər üçün ionlaşma itkiləri zərrəciyin enerji və kütləsindən zəif asılı olur. Ona görə də müxtəlif ultra-relyativistik zərrəcikləri fotoemulsiya və ya qeydedici kameralarda buraxdığı izlərinə görə ayırd etmək olmur, onların izlərinin qalınlığı təqribən eyni olur.

Yuxarıda deyilənləri nəzərə almaqla qeyd etmək olar ki, elektron və pozitronların maddədə qaçış məsafəsi ağır

zərrəciklər üçün götürdüyümüz qaçış məsafəsindən əsaslı fərqlənir. Birincilərin maddədə yolu əyrixətli olduğundan qaçış məsafəsi kimi onların maddədə getdiyi həqiqi yolun uzunluğu deyil, onların keçə biləcəyi maddənin qalınlığı götürülür.

4. Radiasiya itkiləri. Elektrodinamikadan məlumdur ki, yüklü zərrəciyin təcilli hərəkətində elektromaqnit dalğaları şüalanır. Ona görə də, yüklü zərrəcik mühitdə hərəkət etdikdə, mühitin nüvələri ilə kulon qarşılıqlı təsiri nəticəsində təcillə hərəkət edir və enerji şüalandırır. Bu şüalanmaya tormozlanma şüalanması, zərrəciyin itirdiyi enerjiyə isə radiasiya itkisi deyilir.

Qeyri-relyativistik hal üçün tormozlanma şüalanmasının intensivliyi (vahid zamanda şüalanan enerji) zərrəciyin \vec{a} təcili ilə aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{Z^2 e^2}{c^3} |\vec{a}|^2 \quad (6)$$

Burada $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ əvəz etsək, tormozlanma şüalanmasının intensivliyinin nüvənin yükünün kvadratı ilə düz və zərrəciyin kütləsinin kvadratı ilə tərs mütənəsib olmasını alarıq. Göründüyü kimi, enerjinin radiasiya itkiləri yalnız yüngül zərrəciklər üçün (məsələn, elektronlar) mühüm rol oynayır. Ağır zərrəciklər üçün (məsələn, protonlar) bu itkini nəzərə almamaq olar. Bundan başqa, əgər ionlaşma itkilərində zərrəciklərin atom elektronları ilə qarşılıqlı

təsiri mühüm rol oynayırdsısa, radiasiya itkiləri isə nüvə ilə qarşılıqlı təsirdə yaranır.

Elektronlar üçün radiasiya itkiləri ətraflı olaraq Bete və Qaytler tərəfindən araşdırılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, radiasiya itkiləri, nüvənin atom elektronları tərəfindən ekranlanmasından ciddi asılıdır. Aşağıda elektronların müxtəlif enerjilərində radiasiya itkiləri üçün düsturlar verilmişdir:

a) $E_e \ll m_e c^2$ (qeyri-relyativistik hal),

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{16}{3} n E_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \quad (7)$$

burada n -mühitin 1sm^3 -dəki atomların sayı,

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \text{ olur.}$$

b) $m_e c^2 \ll E_e \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (ekranlanma nəzərə alınmır).

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n E_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2E_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (7')$$

c) $E_e \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (ekranlanma halı).

(7') düsturundakı loqarifmik asılılığı nəzərə almasaq, radiasiya itkiləri nüvənin Z yükünün kvadratı, atomların n sıxlığı və elektronun E_e enerjisi ilə düz mütənasib olduğunu demək olar:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim nZ^2 E_e$$

Bu düsturu elektronların ionlaşma itkisini göstərən (1) ifadəsini

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \sim nZ$$

şəklində yazaraq müqayisə etsək:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} : \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \sim ZE_e$$

alırıq. Əgər E_e MeV -lərlə ifadə edələrsə, onda

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} : \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \approx \frac{ZE_e}{800}$$

alınar. Buradan görünür ki, məsələn, su üçün $Z=10, E_e=8 MeV$ qiymətində radiasiya və ionlaşma itkiləri bir-birinə yaxın olur. Qurğuşun üçün bu hal $E_e \approx 10 MeV$ qiymətində alınır. Ionlaşma və radiasiya itkilerinin bir-birinə bərabər olduğu enerjiyə kritik enerji deyilir.

Kritik enerjiden böyük qiymətlərdə enerji itkisi əsasən radiasiya şüalanması hesabına olur. Bu halda enerjinin zərreçiyin getdiyi x yolundan asılılığı təqribən eksponensial qanunla ifadə olunur:

$$\bar{E} = E_0 \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right)$$

burada x_0 radiasiya uzunluğu adlanır. Məsələn, hava və su üçün radiasiya uzunluğu təqribən $36q/sm^2$, Al üçün $24q/sm^2$ və qurğuşun üçün $6q/sm^2$ –ə yaxındır.

5. γ -şüaların maddədən keçməsi. γ -şüaları böyük enerjili elektromaqnit kvantları selinə deyilir. Həmin kvantlar γ -kvantlar adlanır. γ -kvantın enerjisi $E = hv$ (v -kvantın tezliyidir), impulsu isə $|\vec{p}| = \frac{E}{c}$ kimi təyin edilir. γ -kvantın spini vahid, sükunət kütləsi sıfırdır. γ -şüaların maddədən keçməsi mahiyyət etibarilə yüklü zərrəciklərdən fərqlənir. γ -kvantlar neytral olduğundan maddənin yüklü zərrəcikləri ilə Kulon qarşılıqlı təsirinə məruz qalmır. Kvant elektrodinamiasından məlumdur ki, γ -şüaların elektronlarla elektromaqnit qarşılıqlı təsir radiusu təqribən 10^{-11} sm-ə yaxın olan oblastda baş verir. Bu isə atomlararası məsafədən üç tərtib kiçikdir. Ona görə də γ -kvantların elektronlar və nüvələrlə toqquşma baş verdikdə γ -kvant ya udulur və ya böyük bucaq altında səpilir. Deməli, yüklü zərrəciklərdən fərqli olaraq γ -kvant ilk toqquşmada dəstədən çıxır. Başqa fərqli xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, γ -kvantın sükunət kütləsi sıfır olduğundan onun sürəti işıq sürətinə bərabərdir. Deməli, γ -kvant maddədən keçərkən yavaşaya bilməz, ancaq udulmaya və səpilməyə məruz qala bilər. Ona görə də γ -kvant üçün qaçış məsafəsi anlayışı ola bilməz. γ -

kvantlar maddədən keçdikdə müxtəlif toqquşmalar nəticəsində dəstənin intensivliyi zəifləyə bilər. Göstərmək olar ki, bu zəifləmə eksponensial qanunla baş verir. Doğrudan da əgər düşən şüanın intensivliyi J_0 olarsa, onda maddənin dx qalınlığında intensivliyin dJ azalmasını aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$dJ = -\mu J dx$$

burada μ -verilmiş mühit üçün sabit kəmiyyətdir. Bu ifadəni inteqrallasaq, intensivliyin zəifləməsini:

$$J = J_0 e^{-\mu x} \quad (8)$$

şəklində alarıq. Burada J_0, γ -şüaların başlanğıc intensivliyidir. μ -kəmiyyəti udulma əmsalı adlanır. γ -şüaların maddədə udulması əsasən üç proseslə əlaqədardır: fotoeffekt, kompton effekti və elektron-pozitron cütünün əmələ gəlməsi.

a). Fotoeffekt. Fotoeffekt hadisəsində γ -kvantın enerjisi tam olaraq atom elektronlarından birinə verilir və elektron atomu tərk edir. Udulan γ -kvantın enerjisi E_γ olarsa, elektronun E_e enerjisini aşağıdakı kimi təyin etmək olar:

$$E_e = E_\gamma - I - E_N$$

burada I -məlum atom örtüyünün ionlaşma potensialı, E_N -nüvənin aldığı təpmə enerjisidir. Lakin nüvənin kütləsi elektronun kütləsinə nisbətən çox böyük olduğundan

təpmə enerjisi γ -kvantın enerjisinə nisbətən çox kiçik olur və onu nəzərə almamaq olar.

Fotoeffektin əsas xüsusiyyətlərindən biri ondan ibarətdir ki, o sərbəst elektronlarda baş vermir. Göstərmək olar ki, bu halda enerji və impulsun saxlanma qanunu eyni zamanda ödənilmir.

Deməli, fotoeffekt üçün mühüm şərtlərdən biri elektronun atomda bağlılığıdır. Elektronun əlaqə enerjisi, γ -kvantın enerjisinə nisbətən nə qədər kiçik olarsa, fotoeffekt ehtimalı da bir o qədər az olar. Ümumiyyətlə, γ -kvantın enerjisinin böyük qiymətlərində effektiv kəsiyin qiyməti (σ_f) kiçikdir, enerji azaldıqca fotoeffektin ehtimalını göstərən σ_f artır. Lakin γ -kvantın enerjisinin atomun K, L, M və s. təbəqələrindəki elektronların əlaqə enerjilərinə bərabər olan qiymətlərində effektiv kəsik sıçrayışla dəyişir. Fotoeffektin ehtimalı nüvənin yükündən də kəskin asılı olur $\sigma_f \sim Z^5$. Bu yenə də atom elektronlarının bağlılığı ilə əlaqədardır. Ona görə də atomun K təbəqəsindəki elektronlar nüvə ilə daha çox bağlı olduğundan fotoeffekt əsasən bu elektronlarda baş verir. L, M və s. təbəqələrdəki elektronlarda fotoeffekt, enerjinin böyük qiymətlərində nəzərə almamaq olar.

Beləliklə, fotoeffektin effektiv kəsiyinin γ -kvantın enerjisindən və nüvənin yükündən aşağıdakı təqribi asılılıqları müəyyən edilmişdir:

$$E_\gamma \gg I_k \quad \text{üçün } \sigma_f \sim Z^5 / E_\gamma$$

$$E_\gamma > I_k \quad \text{üçün } \sigma_f \sim Z^5 / E_\gamma^{7/2}$$

Kvant elektrodinamikasında K təbəqəsindəki elektronlarda fotoeffektin effektiv kəsiyini hesablamaq üçün aşağıdakı ifadələr alınmışdır:

$$1) \sigma_f = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left[13,61 / E_\gamma \right]^2 \text{ sm}^2$$

(E_γ kiçik qiymətləri üçün)

$$2) \sigma_f = 1,34 \cdot 10^{-33} \left[Z^5 / E_\gamma \right] \text{ sm}^2$$

($E_\gamma \gg mc^2$ olduqda)

b). Kompton-effekt. Əgər γ -kvantın enerjisi elektronun əlaqə enerjisindən nisbətən çox-çox böyükdürsə ($E_\gamma \gg I$), onda elektronu sərbəst qəbul etmək olar və bu halda γ -kvantların sərbəst elektronlardan səpilməsinə baxmaq olar. Kompton-effektində enerjisi E_γ olan düşən fotonla bərabər enerjisi $E'_\gamma < E_\gamma$ olan və dəstədən kənara çıxan, səpilən fotonlar də əmələ gəlir. Bu halda γ -kvant qarşılıqlı təsirdə olduğu elektrona $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$ qədər enerji verir.

Enerji və impulsun saxlanma qanunlarını aşağıdakı kimi yazsaq:

$$m_0 c^2 + h\nu = h\nu' + mc^2$$

$$\frac{h\vec{v}}{c} = \frac{h\vec{v}'}{c} + \vec{p}$$

onda kompton s pilmesindeki, dalga uzunluğunun deyişmesi

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta)$$

olar. Burada λ ve λ' uygun olarak düşen ve s pilen

şüanın dalga uzunluğudur. $\lambda_0 = \frac{h}{m_0c}$ elektronun kompton

dalga uzunluđu adlanır, θ - səpilmə bucağıdır. Göründüyü kimi dalga uzunluğunun deyişmesi düşen şüanın dalga uzunluğundan deyil, yalnız səpilmə bucağından asılıdır. Səpilmə prosesinde elektronun aldıđı kinetik enerji /tepme enerjisi/ ařağıdaki kimi təyin olunur:

$$\frac{E_e}{m_0c^2} = \frac{2k^2}{1 + 2k + (1+k)^2 \text{tg}^2\theta}$$

burada $k = \frac{h \cdot \nu}{m_0c^2}$; Demeli, $\theta = 0$ halinde elektronun aldıđı

enerji maksimum olur.

Kompton s pilmesinin differensial effektiv kesiyi   n Kleyn ve Nişin t refinden ařağıdaki düstur alınmıřtır:

$$d\sigma_k = r_e^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \cdot \frac{d\Omega}{(1 + k - k \cdot \cos\theta)^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos\theta)^2(1 + k - k \cos\theta)} \right\} \quad (9)$$

burada $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$. Bu düsturu θ bucağının qiymətlərinə görə inteqrallasaq aşağıdakı şəkildə tam effektiv kəsik almış olarıq:

$$\sigma_k = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2} \left[\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{1}{k} \ln(1+2k) \right] + \frac{1}{2k} (1+2k) - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\}$$

Burada iki xüsusi hala baxmaq olar.

1) $k \ll 1$ olduqda σ_k ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür.

$$\sigma_k = \sigma_T \left(1 - 2k + \frac{2,6}{5} k^2 + \dots \right)$$

burada $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$.

Bu düstur ilk dəfə Tomson tərəfindən verilmiş və γ -şüaların sərbəst elektronlardan koherent səpilməsinin effektiv kəsiyini ifadə edir.

Enerjinin kiçik qiymətlərində ($k \ll 0,05$) kompton səpilməsinin effektiv kəsiyi enerjinin artması ilə xətti olaraq azalır və limit halında σ_T qiymətinə yaxınlaşır.

2) $k \gg 1$ olduqda (8) düsturu aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\sigma_k = \pi r_e^2 \frac{1}{k} \left(\frac{1}{2} + \ln 2k \right)$$

Deməli, kompton səpilməsinin effektiv kəsiyi γ -kvantın enerjisindən tərs mütənasib olaraq dəyişir. Atomda Z sayda elektron olduğundan, hər bir atoma düşən effektiv kəsik Z dəfə böyük olur və

$$\sigma_k \sim \frac{Z}{E_\gamma}$$

şəklində dəyişir.

d) Elektron-pozitron cütünün yaranması. γ -kvantın enerjisinin böyük qiymətlərində ($E_\gamma > 2m_e c^2$) fotoeffekt və kompton-səpilməsi ilə birlikdə γ -kvantın maddə ilə üçüncü növ qarşılıqlı təsiri və ya elektron-pozitron cütünün yaranması prosesi də mümkündür.

Vakuumda bir fotonla cüt əmələ gəlməsi mümkün deyildir. Bu halda enerjinin və impulsun saxlanma qanunu eyni zamanda ödənilmir. Beləliklə, bir fotonla elektron-pozitron cütünün yaranması üçün əlavə olaraq müəyyən bir zərreciyin və ya kulon sahəsinin olması labüddür.

Nüvə sahəsində cüt əmələ gəldikdə nüvənin kütləsi elektron və pozitronun kütləsinə nisbətən çox böyük olduğundan onun aldığı təpmə enerjisi nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olur. Bu halda cüt əmələ gəlməsi üçün γ -kvantın astana enerjisi (minimum enerji)

$$E_0 = 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

olur.

Elektronun kulon sahəsində, cüt yarandıqda isə as-
tana enerjisi

$$E = 4m_e c^2 = 2,04 \text{ MeV}$$

qiymətinə çatır.

Nüvə sahəsində e^-e^+ cütü yaranmasının effektiv kəsiyinin ifadəsi nisbətən mürəkkəbdir. Bunu analitik şəkildə yalnız γ -kvantın enerjisinin məhdud oblastı üçün aşağıdakı kimi ifadə etmək olar.

1) $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ üçün (nüvənin elektronlarla ekranlaşması nəzərə alınmadıqda).

$$\sigma_c = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right)$$

2) $E_\gamma \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ (tam ekranlaşma olduqda)

$$\sigma_c = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right]$$

γ -kvantın enerjisinin başqa qiymətlərində effektiv kəsiyin qiyməti, differensial effektiv kəsiyin inteqrallanmasından alınabilir.

Nəhayət, γ -kvantın maddə ilə qarşılıqlı təsirinə baxdıqda yuxarıda baxılan hər üç prosesi-fotoeffekt, Kompton-effekti və elektron-pozitron cütünün yaranmasını nəzərə almaq lazımdır.

Bu proseslər üçün yekun effektiv kəşik ayrı-ayrı kəşiklərin $\sigma_f, \sigma_K, \sigma_c$ cəminə bərabərdir:

Effektiv kəsiklərin γ -kvantın enerjisi və mühitin yükündən asılılıq xarakterinə görə göstərmək olar ki, müxtəlif enerji oblastlarında bu və ya digər proses üstünlük təşkil edir. Daha doğrusu, kiçik enerji oblastında ($E_\gamma < E_1$) γ -kvantın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin mexanizmi fotoeffekt, orta enerji oblastında $E_1 < E_\gamma < E_2$ -Kompton effekti və böyük enerji oblastında $E_\gamma > E_2$ isə elektron-pozitron cütünün əmələ gəlməsi prosesidir. Burada müxtəlif enerji oblastlarını ayıran E_1 və E_2 sərhəd enerjiləri müxtəlif mühit üçün müxtəlifdir. Məsələn, alüminium üçün $E_1 = 0,05 MeV$ və $E_2 = 15 MeV$ olduğu halda qurğuşun üçün $E_1 = 0,5 MeV$ və $E_2 = 5 MeV$ -dir. Praktik olaraq effektiv kəsiklə bərabər aşağıdakı kimi təyin edilən μ -xətti zəiflətmə əmsalını da göstərmək lazımdır:

$$\mu = N\sigma$$

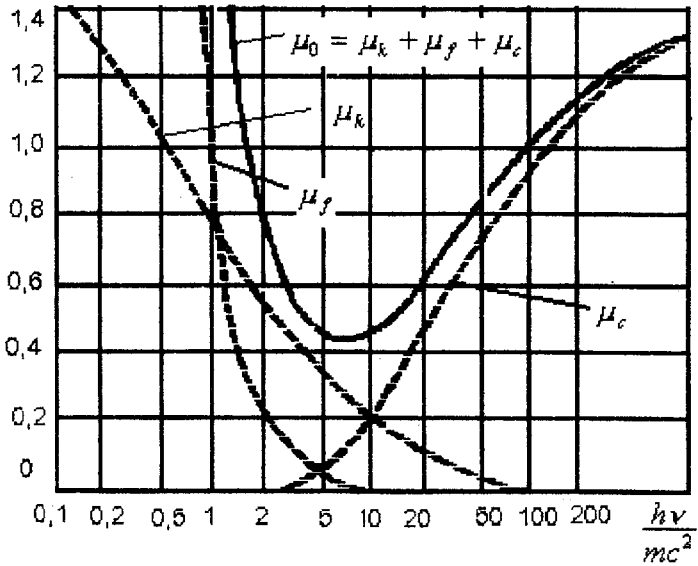
burada N -mühitin $1sm^3$ -dəki atomların sayıdır.

Şəkil 1-də müqayisə məqsədilə qurğuşun üçün xətti zəiflətmə əmsallarının γ -kvantın enerjisindən asılılıqları göstərilmişdir.

Belə qrafiklərdən istifadə etməklə bu və ya digər maddə üçün müxtəlif enerji oblastında bu üç prosedən hansının üstünlük təşkil etdiyini müəyyən etmək olar.

e) Neytronların maddə ilə qarşılıqlı təsiri. Neytronlar maqnit momentinə malik olduğundan onların elektronlarla elektromaqnit qarşılıqlı təsiri məhz maqnit momentlərinin

qarşılıqlı təsiri ilə izah olunur. Lakin bu qarşılıqlı təsir çox zəifdir və $10^{-11} sm$ məsafədə təqribən atomun ionlaşma potensialına yaxınlaşır. Neytronun elektromaqnit qarşılıqlı təsirinin effektiv kəsiyi $10^{-22} sm^2$ tərtibində olur. Lakin neytronun kütləsi elektronun kütləsindən təqribən 2000 dəfə böyük olduğundan bu təsir neytronun maddədəki hərəkətini praktiki olaraq dəyişmir.



Şəkil 1. Pb üçün γ -şüalanmasının xətti zəifləmə əmsalının enerjiden asılılığı.

μ_k (Kompton effekti); μ_g (fotoeffekt); μ_c (cüt yaranma)

Neytronların maddə ilə əsas qarşılıqlı təsiri nüvə ilə güclü qarşılıqlı təsirlə müəyyən edilir. Neytronların nüvəyə

daxil olub-olmamasından asılı olaraq onların nüvə ilə qarşılıqlı təsirini iki sinfə bölmək olar.

1) Nüvəyə daxil olmadan elastiki səpilmə- (n, n)

2) Müxtəlif növ nüvə reaksiyaları- $(n, \gamma), (n, p), (n, \alpha)$ bölünmə reaksiyası və s. hər bir prosesin rolu uyğun effektiv kəsiyin qiymətilə müəyyən edilir. Bəzi yüngül nüvələrdən təşkil olunmuş maddələrdə (C; H₂O; D₂O; Be; ...) elastiki toqquşmanın effektiv kəsiyi daha böyük olur. Bu halda sürətli neytronlar nüvələrlə çox sayda toqquşma nəticəsində öz enerjilərini itirir və nəhayət onların sürətləri maddənin atomlarının istilik hərəkəti sürətlərinə yaxınlaşır. Belə neytronlara istilik neytronları deyirlər. Sonra istilik neytronlarının maddədə yayılması (diffuziya) baş verir və nəticədə neytron nüvə tərəfindən udula bilir.

II. AKTİVLİK, DOZA VƏ RADİASIYA

1. Aktivlik. Radioaktiv preparatın əsas göstəricilərindən biri onun aktivliyidir. Aktivlik preparatda vahid zamanda parçalanan nüvələrin sayına deyilir.

Aktivlik vahidi olaraq kəri qəbul edilmişdir. 1 kəri = $3,7 \cdot 10^{10}$ parçalanma/san-dir. Bu miqdar aktivlik 1q. radium izotopunun özünün məhsul izotopu olan polonium ilə tarazlıq halında olduqda 1 san-də baş verən α -parçalanmaların sayıdır. Lakin 1 kəri aktivlik çox böyük vahid olduğundan praktikada adətən bundan min dəfə kiçik vahid olan 1millikəri= 10^{-3} kəri və milyon dəfə kiçik vahid olan 1mikrokəri= 10^{-6} kəri istifadə olunur. Bəzi hallarda aktivlik vahidi olaraq bir saniyədə 10^6 parçalanma verən preparatın aktivliyi qəbul olunur ki, bu da 1 rezerford adlanır.

2. Şüalanma dozası. İstənilən nüvə şüalanmasının insan orqanizminə təsiri, orqanizmdə yoviverilməz dərəcədə təhlükəli olan dəyişikliklər emələ gətirə bilər. Bunu nəzərə alaraq nüvə şüalanması ilə işləyən hər bir şəxs özünü bu şüalanmadan qorumaq qaydalarını bilməlidir.

Nüvə şüalanmasının maddə ilə və eləcə də orqanizm toxuması ilə qarşılıqlı təsirində əsas nəticə ionlaşma yaranmasıdır. Maddədə ionlaşma yaratma xüsusiyyətinə görə iki növ şüalanmanı nəzərə almaq

lazımdır: birbaşa və dolayı yolla ionlaşma yaradan şüalanmanı.

Birbaşa ionlaşma yaradan şüalanmaya misal olaraq yüklü zərrəciklər dəstəsini, radioaktiv preparatın buraxdığı α və β şüalanmalarını, ağır nüvələrin bölünməsindən alınan qəlpələri və s. göstərmək olar. Dolayı yolla ionlaşma yaradan şüalanmaya misal olaraq γ -şüalanmanı və neytral zərrəcikləri (məs.neytronları) göstərmək olar ki, bunların da maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində yenidən yüklü zərrəciklər (γ -şüalanma ilə elektron və pozitronlar, neytronlar ilə təpmə protonları və s.) yaranır.

Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanmanın yaratdığı əks reaksiya, (canlı toxumadakı kimyəvi və bioloji dəyişikliklər), mühitdə udulan şüalanma enerjisi ilə əlaqədardır və əksər hallarda bu enerji ilə mütənasib olur. Ona görə də ionlaşdırıcı şüalanmanın maddəyə təsir dərəcəsini müəyyən etmək üçün verilən maddənin vahid kütləsinə düşən udulan şüalanma enerjisi götürülür. Bu kəmiyyət maddədə udulan doza adlanır və belə göstərilir:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m}$$

Burada ΔE kütləsi Δm olan maddədə udulan şüalanma enerjisidir.

Vahid zamandakı udulan doza isə doza gücü adlanır və belə təyin olunur:

$$P = \frac{dD}{dt}$$

1957-ci ildə beynəlxalq radiologiya komissiyası yeni udulan doza vahidi təklif etmişdir ki, bu vahid rad adlanır və 1q maddədə udulan 100 erq şüalanma enerjisine bərabərdir. Bu vahid, ixtiyari şüalanmanın (α, β , rentgen, γ neytron və s.) dozasını ölçmək üçün universal vahid hesab olunur.

Dozimetriya praktikasında rentgen və γ -şüalanmasının dozasını ölçmək üçün başqa vahid-rentgen (r) qəbul edilmişdir. Rentgen elə γ -şüalanma dozasıdır ki, bu şüalanma 0,00129 q havada ionlaşma nəticəsində hər iki işarəli bir elektrostatik yük vahidinə bərabər olan yük yaratmış olsun. Havada bir cüt ionlaşma yaratmaq üçün orta enerjinin 34 eV olduğunu bilərək, hava mühiti üçün doza vahidləri olan rad və rentgen arasındakı əlaqəni tapa bilərik:

$$1r = 88 \frac{erq}{q} = 0,88rad$$

Beynəlxalq vahidlər sistemində (BS) D udulma dozası vahidi olaraq 1c/kq, P-doza gücü vahidi olaraq 1vt/kq qəbul etmək lazımdır. BS sistemindəki doza vahidləri ilə sistemdən kənar vahidlər arasındakı əlaqələri aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$1rad = 10^2 erq/q = 10^{-2} c/kq$$

$$1rad/san = 10^{-2} vt/kq$$

$$1r=2,58 \times 10^{-4} \text{ k/kq}$$

$$1r/\text{san}=2,58 \times 10^{-4} \text{ A/kq}$$

Radioaktiv şüalanmanın canlı toxumada yaratdığı ionlaşmanın nəticəsi olaraq, molekullar arasındakı kimyəvi əlaqələrin qırılması və onların təşkil olunduğu radikallara parçalanmasını göstərmək olar. Molekulanın parçalanma məhsulları yüksək dərəcədə kimyəvi aktiv olarsa, onlar başqa molekullarla kimyəvi əlaqəyə girərək canlı toxuma üçün qeyri-məxsus olan yeni birləşmələr əmələ gətirirlər. Bu hadisə maddələr mübadiləsinin pozulması və eləcə də ayrı-ayrı orqanların funksiyasının pozulmasına səbəb olur. Toxumada yaranan dəyişikliklər şüalanma dozasının miqdarı və onun davamətme müddətindən asılı olaraq dönen və dönməyən ola bilərlər (cədvəl 2).

Cədvəl 2. Müxtəlif şüalanma dozalarında yaranan bioloji effekt.

Şüalanma dozası, r	Şüalanmanın təsiri
0-25	Nəzərəçarpan dəyişiklik yoxdur
25-50	Qanda dəyişiklik mümkündür
50-100	Qanda dəyişiklik olur, işçi qüvvəsinin itməsi mümkündür
100-200	Orqanizmin normal vəziyyəti pozulur, ölümle nəticələnə bilər

Toxumada udulan şüalanma dozası qarşılıqlı təsirin bioloji effektini tam ifadə etmir. Müxtəlif şüalanmaların

bioloji təsiri, onların yaratdığı ionlaşma sıxlığı və ya ionlaşma qabiliyyətilə müəyyən olunur. Məsələn, eyni miqdarda udulan doza üçün α -şüalanma ilə γ -şüalanmanı müqayisə etdikdə, α -zərrəciklərin daha güclü bioloji təsirini gözləmək olar. Belə ki, α -zərrəciklərin ionlaşma qabiliyyəti (1 mm havada 300 ion cütü) γ -şüalanmanıninkinə nisbətən (1 sm havada bir neçə ion cütü) çox böyükdür. Ona görə də müxtəlif şüaları onların yaratdığı bioloji effektə görə xarakterizə etmək üçün rentgenin bioloji ekvivalenti daxil edilir (rbe). Rentgenin bioloji ekvivalenti dedikdə ixtiyari şüalanmanın ehtiva etdiyi miqdarı nəzərdə tutulur ki, o canlı toxumada udulduqda bir rentgen miqdarda γ -şüalanmanın yaratdığı qədər bioloji təsir yaratsın.

Daimi şüalanmaya məruz qaldıqda yaranan təhlükəni qiymətləndirmək üçün şüalanmanın keyfiyyət əmsali deyilən K_i əmsali daxil edilir.

Orqanizmin daimi şüalanmasında müxtəlif şüalanmalar üçün K_i əmsallarının qiyməti cədvəl 3-də verilmişdir.

Verilən şüalanmanın yaratdığı bioloji təsire görə, buna ekvivalent olan D_e dozasını almaq üçün həmin şüalanmanın udulma dozası (D), K_i əmsalına vurulmalıdır:

$$D_e = K_i \cdot D$$

Cədvəl 3. Şüalanmanın keyfiyyət əmsalı

Şüalanmanın növü	K_f -keyfiyyət əmsalı
γ -şüalanma	1
β -şüalanma	1
Protonlar və α -zərrəciklər ($E < 10MeV$)	10
Çoxyüklü ionlar və təpmə nüvələri	10
İstilik neytronları	3-5
Sürətli neytronlar	10

Orqanizmin şüalanmasının mümkün xüsusiyyətlərinə görə şüalanmaya məruz qalanlar üç qrupa ayrılır: A-peşəkar şüalanma; B-yanaşı iş yerlərində olan işçilərin şüalanması; C-əhalinin şüalanması. Bu qruplara uyğun olaraq mümkün şüalanmanın üç müxtəlif dərəcəsi müəyyən edilir: həftədə 100(A), 10(B) və 1(C) mber.

A növ şüalananan şəxslər üçün həftədə 100 mber doza həddinə uyğun olan xarici şüalanma sıxlıqları cədvəl 4-də verilmişdir.

Radioaktiv preparatın qamma şüalanma doza gücü preparatın aktivliyi ilə düz, preparatdan olan məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsidir. Bu, eləcə də, bir parçalanma aktında buraxılan qamma kvantların sayından asılıdır. Bu asılılıq K_f qamma sabiti və ya ionlaşma sabiti ilə nəzərə alınır. Qamma şüalanmanın doza gücü $P(r/s)$,

aktivlik A (mkküri) və preparatdan olan məsafə R (sm) ilə belə ifadə olunur:

$$P = \frac{K_{\gamma} \cdot A}{R^2}$$

Cədvəl 4. Xarici radiasiyanın yuxarı hədd sıxlıqları.

Şüalanma növü	Şüalanma enerjisi	Həftədə (40 saat) yol verilən doza
γ , rentqen şüaları	<3 MeV	100 mber
β -zərrəciklər	<10 MeV	$2,5 \cdot 10^6$ hiss./ sm^2
İstilik neytronları	0,025eV	$100 \cdot 10^6$ hiss./ sm^2
Yavaş neytronlar	0,1 eV	$72 \cdot 10^6$ hiss./ sm^2
Sürətli neytronlar	10 MeV	$2,6 \cdot 10^6$ hiss./ sm^2

İstifadə olunan radioaktiv preparatın K_{γ} qamma sabitinin qiyməti həmin preparatın xüsusi pasportunda göstərilir.

III. ÖLÇMƏNİN NƏTİCƏLƏRİNİN RİYAZİ İŞLƏNMƏSİ.

1. Ümumi məlumat. Nüvə şüalanması ilə əlaqədar olan ölçmələrdə bir sıra xətlər buraxıldığından alınan nəticələr həqiqi qiymətlərdən fərqlənməlidir. Təcrübə xətləri iki növ olur: sistematik və təsadüfi xətlər. Xətlər ölçü cihazlarının dəqiqliyi ilə və eləcə də ölçmə üsulu ilə əlaqədar ola bilərlər. Nüvə fizikasında ölçülən kəmiyyətlər statistik xarakter daşdığından, bununla əlaqədar olan fluktuasiyanın nəzərə alınması əlavə çətinlik törədir. Məsələn, radioaktiv parçalanma prosesi statistik xarakter daşıyır. Mənbəin aktivliyi $A = \lambda N$ (λ -parçalanma sabiti, N -radioaktiv nüvələrin sayıdır), heç də hər saniyədə parçalanan nüvələrin həqiqi sayını göstərmir, o bir saniyədə parçalanan nüvələrin orta sayını göstərir. Orta say dedikdə ölçmələr çox sayda təkrar olunduğu halda alınan nəticələrin yaxınlaşdığı limit kəmiyyəti nəzərdə tutulur. Məsələn, aktivliyi təyin etdikdə ölçülən kəmiyyətin sabit qalmadığını nəzərə almaq lazımdır.

Nüvə şüalanmasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri də statistik xarakteri daşıyır. Hadisələrin statistik xarakteri uyğun statistik xətlərin alınmasına səbəb olur ki, bu da təsadüfi xətlərin xüsusi bir halıdır. Sistematik xətlər çox halda ölçmə üsulu ilə əlaqədar olur (cihazların dəqiqliyinin

məhdud olması, onların düzgün cizgilənməməsi, fonun müəyyən hissəsinin nəzərə alınmaması və s.)

2. Ölçmələrin təsadüfi xətalari. Ölçmələrdəki təsadüfi xətlər ehtimal nəzəriyyəsinə əsasən Gauss paylanması ilə təyin edilə bilər.

Gauss paylanmasına əsasən x kəmiyyətinin qiymətinin ölçmə nəticəsində $x; x + dx$ intervalında olma ehtimalı:

$$W(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-\alpha)^2}{2\sigma^2}} dx$$

ifadəsi ilə verilə bilər, burada α -ölçülən x kəmiyyətinin orta (həqiqi) qiyməti ($\alpha = \bar{x}$), σ^2 -ölçülən kəmiyyətin dispersiyası adlanır və adətən $D(x)$ ilə işarə edilir.

Dispersiya dedikdə ölçülən kəmiyyətin həqiqi qiymətdən orta kvadratik kənara çıxması nəzərdə tutulur:

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

Dispersiya eksperimental qurğu və ölçmə üsulunun xarakteristikası olub, ayrı-ayrı ölçmələrin xətasını müəyyən edir. Ölçmələrin dəqiqliyi az olduqca dispersiya böyük olur. $\sigma = \sqrt{D(x)}$ kəmiyyəti orta kvadratik xəta adlanır. Çox hallarda dispersiyanın qiyməti əvvəlcədən məlum olmur və ölçmənin nəticələrinin fərqlənməsinə görə təyin olunur. Təqribi olaraq dispersiyanın qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\sigma^2 = D(x) = \frac{\overline{(x - \bar{x})^2}}{n} = \frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n}$$

burada $\bar{x} = \frac{\sum x_i}{n}$ verilmiş ölçmə seriyasındakı orta qiymət, n -ölçmələrin sayıdır. \bar{x} kəmiyyətinin həqiqi qiymətdən fərqi ayrı-ayrı ölçmələrdəkinə nisbətən az olur. Adətən \bar{x} kəmiyyətinin qiymətləri Gauss paylanması ilə verilir və bu halda dispersiya ayrıca ölçünün dispersiyasına nəzərən n dəfə kiçik olur, yəni:

$$\sigma^2 = D(\bar{x}) = \frac{D(x)}{n}$$

Dispersiyanı bilərək, Gauss paylanmasının köməyiylə ölçmənin hansı dəqiqliklə yerinə yetirildiyini müəyyən etmək olar. Beləliklə, ölçülən kəmiyyətin həqiqi qiymətinin verilən $x - \varepsilon$ və $x + \varepsilon$ intervalında olma ehtimalı (x - ölçmənin nəticəsi, ε -ixtiyari ədəd) belə hesablanır:

$$p(\varepsilon) = \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} W(\xi) d\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} e^{-\frac{(\xi-x)^2}{2\sigma^2}} d\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot p\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right);$$

$$p\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right) = 2 \int_0^{\frac{\varepsilon}{\sigma}} e^{-\frac{z^2}{2}} dz$$

$$\text{İnteqral } p\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right) = 2 \int_0^{\frac{\varepsilon}{\sigma}} e^{-\frac{z^2}{2}} dz \text{ Gaussun xəttəlar inteqralı}$$

adlanır və qiyməti cədvəl şəklində ehtimal nəzəriyyəsi kurslarında verilir. Cədvəl qiymətlərindən alınır ki,

$p(1) = 0,683$; $p(2) = 0,954$; $p(3) = 0,997$. Bu o deməkdir ki, ölçmənin nəticəsinin bir orta kvadratik xəta dəqiqliyi 68,3%, 2 orta kvadratik xəta qədər dəqiqliyi 95,4%, 3 orta kvadratik xəta qədər dəqiqliyi 99,7% və s. ola bilər.

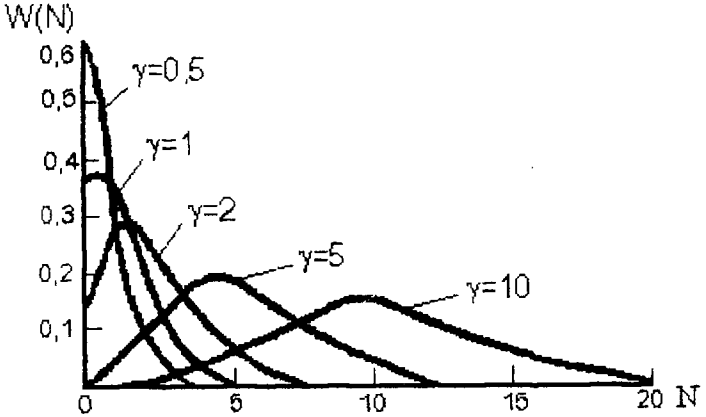
Deyək ki, ölçmələr nəticəsində hər hansı A kəmiyyəti üçün $A = 2,25 \pm 0,04$ qiyməti tapılmışdır (0,04-orta kvadratik xətdir). Bu heç də o demək deyildir ki, ölçmənin nəticəsində 0,04-dən böyük xətaya yol verilməməlidir, daha çox böyük xətanın olma ehtimalı nisbətən çox – 31,7%-dir. Odur ki, adətən ölçmənin nəticəsini ikiqat orta kvadratik xəta ilə verirlər. (bu halda daha böyük xətanın buraxılma ehtimalı az-4,6% olur). Ölçmənin nəticələri orta qiymətdən üçqat orta kvadratik xəta qədər fərqləndikdə həmin nəticələr nəzərə alınmır, belə ki, bu tərtib fərqlənmə ehtimalı 0,3% təşkil edir.

3. Ölçmələrdəki statistik səhvlər. Ölçmələrdə buraxılan təsadüfi xətalər sırasında statistik xətanı fərqləndirmək lazımdır. Bu növ təsadüfi xətalara səbəb ölçü cihazları deyil, fiziki hadisənin özünün statistik xarakter daşmasıdır. Statistik xətalər ölçülən kəmiyyətin orta qiymət ətrafında fluktuasiyasından meydana çıxır. Fluktuasiya maddənin diskret quruluşu ilə əlaqədar olub, qeyd olunan zərrəciklərin sayı az olduqca aşkar özünü göstərir. Nüvə şüaları sayğacları vasitəsilə az sayda zərrəciklər qeyd edildikdə fluktuasiya əsas xəta mənbəi hesab olunur və buna nisbətən başqa təsadüfi xətaləri nəzərə almamaq olar.

Müeyyen fluktuasiyaların paylanma funksiyası meşhur Puasson paylanması ilə verilir. Tutaq ki, vahid zamanda sayğaca düşən nüvə zərrəciklərinin orta sayı γ -dir. Onda N sayda zərrəciyin t zamanda sayğaca düşmə ehtimalı Pusson düsturu ilə verilir:

$$W(N) = \frac{(\gamma)^N}{N!} e^{-\gamma}$$

Müxtəlif γ qiymətləri üçün $W(N)$ -in N -dən asılılığı şəkil 2-də göstərilmişdir.



Şəkil 2. \bar{N} - in kiçik qiymətləri üçün Puasson paylanması.

γ artdıqca əyri hamarlanır və $N = \gamma$ qiymətinə nəzərən simmetrik olur. γ -nin kiçik qiymətlərində isə əyri simmetrik olmur. $W(N)$ -nin ifadəsindən görünür ki, $N(N)$ -nin verilmiş qiyməti üçün N -nin istənilən qiymətləri mümkündür. N, γ -ya yaxın olduqca $W(N)$ ehtimalı artır,

ona göre de ölçülen kemiyetin orta qiymətdən fərqlənməsini təyin etmək lazım gəlir. Bu fərqlənmə $D(N)$ dispersiyası ilə verilə bilər. Bu halda dispersiya N kemiyətinin $\bar{N} = \mu$ orta qiymətə nəzərən orta kvadratik fərqi kimi hesablanır:

$$D(N) = \sum (N - \bar{N})^2 W(N)$$

Bunu aşağıdakı kimi hesablayaq:

$$(\overline{N - \bar{N}})^2 = \overline{N^2} - \bar{N}^2$$

Onda,

$$(\overline{N^2}) = \sum N^2 W(N) = \sum [N(N-1) + N] W(N)$$

$$\bar{N} = \sum N W(N) = \mu$$

$$\sum N(N-1) W(N) = (\mu)^2$$

Bunları nəzərə alsaq, nəticədə

$$D(N) = \bar{N}$$

alırıq.

Beləliklə, müəyyən zaman intervalında sayğaca düşən zərrəciklər sayının dispersiyası, həmin intervala düşən orta sayə bərabərdir. Həqiqi orta qiymət məlum olmadığından $D(N) = N$ qəbul olunur. Onda orta kvadratik xəta

$$\sigma = \sqrt{D(N)} = \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{\mu} \quad \text{olur.}$$

Çox sayda zərrəciklər üçün Puasson paylanması Gauss paylanmasına yaxınlaşır. $\bar{N} = \mu$ orta say artdıqca

orta kvadratik xətanın mütləq qiyməti artır, lakin nisbi xəta, ölçülən zərrəciklərin kvadrat kökü ilə mütenasib olaraq azalır, yeni δ nisbi xəta:

$$\delta = \frac{\sigma}{N} \quad \text{olur.}$$

Buradan, verilən dəqiqliklə tələb olunan zərrəciklər sayını tapmaq olar:

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

Beləliklə, zərrəciklərin orta sayını 10% dəqiqliklə tapmaq üçün zərrəciklərin sayını 10^2 -yə çatdırmaq lazımdır.

4. Ən kiçik kvadratik yaxınlaşma üsulu ilə ölçmənin nəticələrinin işlənilməsi. Nüvə fizikasında çox hallarda ehtəmələrə rast gəlinir ki, bu məsələni ifadə edən funksiyanın aşkar şəklində məlum olmur, lakin təcrübə olaraq alınan qiymətlərə və bunların eksperimental xətalara görə funksiyanı təyin etmək tələb olunur.

Tutaq ki, verilmiş fiziki y kəmiyyətinin başqa fiziki kəmiyyətdən asılılığını tədqiq etmək üçün təcrübə aparılır. Fərz edək ki, bu kəmiyyətlər $y = \varphi(x)$ funksional asılılığı ilə bağlıdır və bu funksiyanı tapmaq tələb olunur. Təcrübədə y_i, x_i nöqtələr çoxluğu tapılır ($i = 1, 2, 3, \dots, n$). Bu halda y_i qiymətləri təsadüfi qiymətlər olub, heçqiqi qiymətdən $\varepsilon_i = y_i - \varphi(x_i)$ təsadüfi xətası qədər fərqlənir.

$y = \varphi(x)$ asılılığı müəyyənləşdirmək üçün onu aşağıdakı çoxhədli şəklində axtarırlar:

$$y = \varphi(x) = B_0 + B_1x + B_2x^2 + B_3x^3 + \dots + B_mx^m \quad (10)$$

Ən kiçik kvadratik yaxınlaşma üsulunun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, ən münasib asılılıq o əyri hesab olunur ki, bütün xətlərin kvadratları cəmi minimum olsun, yəni:

$$F = \sum \varepsilon_i^2 = \min \quad (11)$$

Bu ifadə müsbət olduğundan, $\sum |\varepsilon_i|$ -də minimum olmalıdır və bu halda münasib əyri eksperimental nöqtələrə daha yaxın olmalıdır. Bütün təcrübi x, y qiymətlərini (10) tənliyində yerinə yazsaq n sayda başlanğıc tənliklər sistemi alarıq:

$$\begin{aligned} B_0 + B_1x + B_2x^2 + B_3x^3 + \dots + B_mx^m - y_i &= \varepsilon_i \\ i &= 1, 2, 3, \dots, n \end{aligned}$$

Bu sistemin həlli üçün $n \gg (m+1)$ olmalıdır. Sistemdə məlum olmayan B_0, B_1, \dots, B_m əmsallarını tapmaq üçün (11) şərtindən istifadə olunur, yəni variasiya üsulundan istifadə olunur. Bu o deməkdir ki, B_i əmsallarına görə xüsusi törəmələr alıb sıfıra bərabər edilməlidir:

$$\frac{\partial F}{\partial B_0} = 0; \frac{\partial F}{\partial B_1} = 0; \frac{\partial F}{\partial B_m} = 0 \quad (12)$$

Bu tənliklər sistemi $(m+1)$ sayda naməlum B əmsallarına görə xəttidir və həmin əmsallar $(m+1)$ sayda tənliklər sisteminin həllindən tapılır. Bir çox praktiki hallar

üçün (12) münasibətlərindən alınan xətti tənliklər sistemini asanlıqla həll etmək olur.

5. Ölçmələrin səhv sayma ilə əlaqədar olan müntəzəm xətası. Ölçmələrin müntəzəm xətası heç bir qanunauyğunluğa tabe olmur və hər bir xüsusi halda əlavə öyrənilməlidir. Müntəzəm xətaya misal olaraq sayğacın ölü vaxtı ilə əlaqədar olan səhv saymanı göstərmək olar. Bu halda alınan müntəzəm xəta say sürətindən və qeydedici cihazın parametrlərindən asılı olur.

Ölü vaxtı τ olan sayğac yalnız o halda düşən zərrəcikləri səhv saymaz ki, ardıcıl düşən zərrəciklər arasındakı vaxt intervalı τ zamanından böyük olsun ($t > \tau$). Əks halda ikinci zərrəcik qeyd edilməyəcəkdir.

Deyək ki, T zaman müddətində sayğaca düşən zərrəciklərin orta sayı $\bar{N} = nT$ -dir. (n -vahid zamanda sayğaca düşən zərrəciklərin orta sayılır). Bunlardan yalnız $\bar{M} = mT$ sayda zərrəcik qeyd olunacaqdır (m -çığışda vahid zamanda qeyd edilən impulsların sayıdır). Onda qeyd edilməmiş zərrəciklərin orta sayı $\bar{L} = m\bar{M}\tau$ olar. ($\bar{M}\tau = t$ isə ölü vaxtı τ olan sayğacın düşən zərrəciklərin qeyd etmədiyini tam zaman intervalıdır). Sayğacın düşən zərrəciklərin tam orta sayı, $\bar{N} = \bar{L} + \bar{M}$ olduğundan, vahid zamanda sayğaca düşən zərrəciklərin heqiqi sayı:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

olar.

Sayğaca düşən zərrəciklərin kiçik intensivliyində $m\tau \ll 1$ və $n = m(1 + m\tau)$ olar. Böyük intensivlikdə isə $m\tau \approx 1$ və ya $m\tau \gg 1$ olar ki, bu da səhv saymanı artırır.

Praktiki olaraq sxemin ölü vaxtı ən böyük ölü vaxtı olan sxem elementi ilə müəyyən olunur. Adətən belə element, ölü vaxtı $\tau = (0,5 \div 2) \cdot 10^2 \text{ san}$ olan mexaniki sayğac hesab olunur.

Sistemin ölü vaxtının nüvə zərrəciklərinin intensiv dəstəsinin düzgün ölçməyə imkan vermir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq üçün impulsların sayını "yadda" saxlayan və mexaniki qeydediciyə yalnız müəyyən sayda impuls-lardan, birini, məsələn, hər hansı k -cı impulsu verən radiotexniki sxemlərdən istifadə olunur. Bu halda k say əm-salı adlanır.

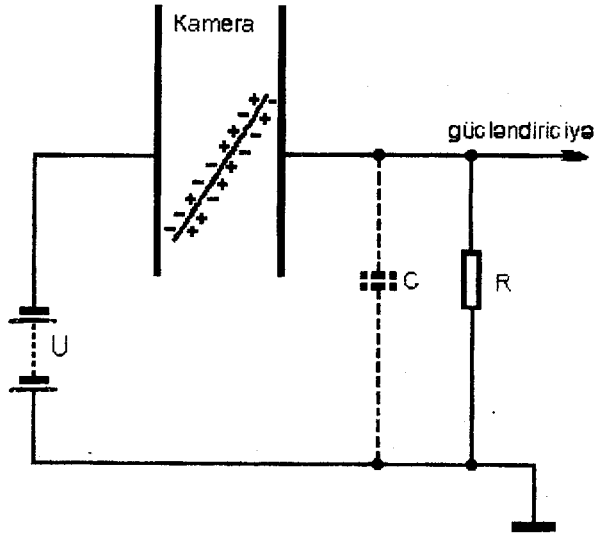
Xüsusi sayma qurğularının köməyi ilə sayğacın daha effektiv istifadə olunması mümkün olur. Bu halda bütün say sisteminin ayırdetmə qabiliyyəti yüksəlir.

IV.LABORATORİYA İŞLƏRİ

İş №-1. İmpulsu ionlaşma kamerası.

Ümumi məlumat. İonlaşma kamerası qazlarda yüklü zərəciklər vasitəsilə emələ gələn ionlaşmanı qeyd etməyə əsaslanan detektorlardan biridir.

Həmin kamera hər hansı p təzyiqinə qədər təsirsiz qazla doldurulmuş, hermetik korpusda yerləşdirilmiş iki elektrodun ibarətdir (şəkil 3).



Şəkil 3. İonlaşma kamerasının impuls rejimində birləşmə sxemi.

Kameranın elektrodlarına e \ddot{u} U potensiallar f \ddot{e} rq \ddot{u} verilir ki, \ddot{u} alanmanın qazda yaratd $\ddot{ı}$ q \ddot{u} b \ddot{u} t \ddot{u} n ionları elektrodlara toplaya bilsin.

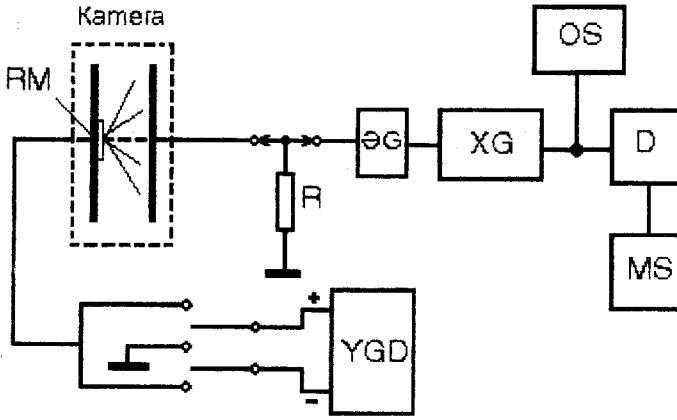
C \ddot{e} r \ddot{e} yan rejimində i \ddot{s} l \ddot{e} y \ddot{e} n ionla \ddot{s} ma kamerasından f \ddot{e} rqli olaraq (bu halda i \ddot{s} qi rejimində \ddot{e} m \ddot{e} l \ddot{e} g \ddot{e} l \ddot{e} n yekun ionla \ddot{s} ma effekti qeyd edilir) \ddot{u} alanmanı daha \ddot{e} trafl $\ddot{ı}$ t \ddot{e} dqi \ddot{q} etm \ddot{e} k \ddot{u} q \ddot{u} n (seld \ddot{e} ki z \ddot{e} r \ddot{r} ecikl \ddot{e} r \ddot{e} n say $\ddot{ı}$, enerjisi v \ddot{e} s.) ionla \ddot{s} ma kamerasını impuls rejimində t \ddot{e} nziml \ddot{e} yirl \ddot{e} r. Bu halda \ddot{c} ıxı \ddot{s} da alınan impulsların sayına g \ddot{e} r \ddot{e} kameraya daxil olan z \ddot{e} r \ddot{r} ecikl \ddot{e} r \ddot{e} n sayını v \ddot{e} impulsun \ddot{o} l \ddot{c} us \ddot{u} n \ddot{e} g \ddot{e} r \ddot{e} h \ddot{e} r z \ddot{e} r \ddot{r} eci \ddot{y} in uy \ddot{q} un ionla \ddot{s} ma enerjisini t \ddot{e} yin etm \ddot{e} k olar .

Kamera impuls rejimində i \ddot{s} l \ddot{e} dikd \ddot{e} ona daxil olan z \ddot{e} r \ddot{r} ecikl \ddot{e} r \ddot{e} n say $\ddot{ı}$ m \ddot{e} hdud olmalıdır. Bel \ddot{e} ki, kameranın bu rejim \ddot{d} e i \ddot{s} l \ddot{e} m \ddot{e} si \ddot{u} q \ddot{u} n d \ddot{u} \ddot{s} en z \ddot{e} r \ddot{r} ecikl \ddot{e} r arasındak $\ddot{ı}$ zaman interval $\ddot{ı}$ kamerada y \ddot{u} kl \ddot{e} r \ddot{e} n (elektronların v \ddot{e} ionların) elektrodlara topla \ddot{s} ma vaxtından xeyli b \ddot{o} y \ddot{u} k olmalıdır. Ayrı-ayrı z \ddot{e} r \ddot{r} ecikl \ddot{e} r \ddot{e} n \ddot{e} m \ddot{e} l \ddot{e} g \ddot{e} tirdiyi ionla \ddot{s} ma effekti ki \ddot{c} ik oldu \ddot{q} undan ad \ddot{e} t \ddot{e} n xarici d \ddot{o} vred \ddot{e} ki c \ddot{e} r \ddot{e} yan impulsu g \ddot{e} rginlik impulsuna \ddot{c} evrilir v \ddot{e} onun qiym \ddot{e} ti x \ddot{u} susi x \ddot{e} tti g \ddot{u} cl \ddot{e} ndiricil \ddot{e} r vasit \ddot{e} sil \ddot{e} artırılır.

İmpulsu ionla \ddot{s} ma kamerasının birl \ddot{e} sm \ddot{e} blok sxemi \ddot{s} ekil 4-d \ddot{e} verilmi \ddot{s} dir.

Enerjisi E olan y \ddot{u} kl \ddot{u} z \ddot{e} r \ddot{r} ecik kameradan ke \ddot{c} er \ddot{e} k \ddot{e} n i \ddot{s} qi h \ddot{e} cmd \ddot{e} \ddot{o} z enerjisinin ΔE hiss \ddot{e} sin \ddot{e} ni qazın ionla \ddot{s} masına s \ddot{e} r \ddot{f} edir (qa \ddot{c} ı \ddot{s} m \ddot{e} saf \ddot{e} si tamamil \ddot{e} kamerada yerl \ddot{e} ş \ddot{e} rse, onda z \ddot{e} r \ddot{r} ecik enerjisini tam itir \ddot{e} r). Bu halda

emələ gələn ion cütlerinin sayı $N_0 = \frac{\Delta E}{I}$ olar (I - bir cüt ion yaranması üçün lazım olan enerjidir.



Şəkil 4. İmpulsu ionlaşma kamerasının blok-sxemi.

Yaranan ionlar və elektronlar elektrik sahəsinin təsiri ilə müxtəlif istiqamətlərdə elektrodalara doğru hərəkət edirlər ki, bu da dövredə cərəyan emələ gəlməsinə səbəb olur.

Kamerada axan J cərəyan şiddəti kameranın yığıcı elektrodunun yerə nəzərən C ekvivalent tutumunu yükləyir. Şəkil 3-də qırıq xətlərlə göstərilən C tutumu kameranın, montajın (quraşdırmanın) və gücləndiricinin giriş tutumlarından ibarətdir. C tutumu axma müqaviməti adlanan R müqaviməti vasitəsilə boşalır. Həmin müqavimət ele seçilir ki, kameraya yeni zərrəcik daxil olana qədər C tutumu tamamilə boşalmış olsun. Bunun

nəticəsində C tutumunda $U(t)$ gərginlik impulsu yaranır. Bu impulsun forması və amplitudu əsasən ekvivalent tutumun yüklənmə və boşalma sürətlərindən asılıdır.

Tutumun yüklənmə sürəti elektrik sahəsində hərəkət edən yük daşıyıcıların dreyf sürətindən asılı olub, yüklərin elektroda toplanma zamanı ilə tərs mütənəsidir, boşalma sürəti isə kameranın dövrəsindəki RC sabiti ilə təyin olunur. Odur ki, impulsun forması və ölçüsü $\frac{RC}{t}$ münasibətindən asılı olur. Ümumi halda t zamanında impulsun forması aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$U(t) = \frac{1}{C} e^{-\frac{t}{RC}} \int_0^t e^{\frac{t}{RC}} [J_+(t) + J_-(t)] dt$$

burada $J_+(t)$ və $J_-(t)$ müsbət və mənfi yükdaşıyıcıların dreyfi nəticəsində yaranan cərəyan impulslarının formasıdır. İmpulsun amplitudu q_0/C nisbət ilə ($q_0 = eN_0$) mütənəsidir olduğu halda, onun forması zərrəciyin trayektoriyasının vəziyyətindən və kameradakı elektrik sahəsinin konfigurasiyasından asılıdır. $RC \gg T_+$ şərti ödənilirdi halda (T_+ -kiçik sürətli ionların elektroda toplaşma vaxtıdır) impulsun amplitudu enerji itkisi ΔE ilə düz mütənəsidir.

$RC \gg T_+$ şərti, eləcə də, kameranın say sürətini məhdudlaşdırır. Buradan görünür ki, bir-birinin ardınca gələn iki zərrəciyin qeyd olunması üçün vaxt intervalı

(kameranın ayırdetmə vaxtı) böyük olmalı və deməli kameranın vaxta görə ayırdetmə qabiliyyəti az olmalıdır.

Bezi hallarda, təcrübənin şərtinə görə impulsun amplitudu ilə enerji itkisi arasında birqiymətli asılılıq olmazsa, elə R müqaviməti daxil edirlər ki, RC hasilı tərtib etibarilə ionların toplanma vaxtına bərabər olsun. Bu halda impulsun davametmə vaxtı xeyli qısalmır və uyğun olaraq vaxta görə kameranın ayırdetmə qabiliyyəti artır.

Elektronların dreyf sürəti ionlarından çox böyük olduğundan (bir-iki tərtib) onların elektroda toplanma vaxtı ionlarından çox kiçik $T_e \ll T_{ion}$ olur. Ona görə də RC/T nisbəti elektronlar və ionlar üçün kəskin fərqlənir. Bunun nəticəsində RC hasilini T_e tərtibində seçməklə impulsun ion komponentini praktiki olaraq nəzərə almırlar. Kamera adətən elektromüsbət (müsbət ionlar yaranan) qazla, məsələn, arqonla doldurulur. Ayırdetmə qabiliyyətini daha da artırmaq üçün işçi qaza (arqon) 5-10% hər hansı başqa qaz əlavə edirlər. Adətən bu məqsədlə karbon oksidi və ya azot qatışıqından istifadə olunur. Belə qatışıqda elektronların CO_2 və ya N_2 molekulları ilə qeyri-elastik toqquşması nəticəsində onların orta enerji itkisi azalır və sərbəst yollarının uzunluğu artır (Ramzauer effekti). Bu effekt elektronların dreyf sürətlərinin bir neçə dəfə artmasına gətirir.

İmpulsu ionlaşma kameraları adətən güclü ionlaşma verən zərəcikləri (α -zərrəcik, yavaş protonlar, ağır

nüvələrin bölünməsindən alınan qəlpələri və s.) qeyd etmək üçün tətbiq olunur. Həmin zərrəciklərin qaçış məsafəsi kamera daxilində, demək olar ki, tam yerləşir.

Hazırkı laboratoriya işində elektron toplayıcı impuls- lu ionlaşma kamerası öyrənilir və həmin kameranın α - preparatların aktivliyinin ölçülməsi üçün yararlı olması yoxlanılır.

Laboratoriya qurğusu. İonlaşma kamerası diametri 40 mm və aralarındakı məsafə 15 mm olan iki müstəvi metal lövhədən ibarətdir. Elektrodların yerləşdiyi hermetik korpus ventillər vasitəsilə sorma və qazla doldurma sisteminə birləşmişdir. Bu sistemin köməyi ilə kamera təmiz arqonla və ya azot qatışıqı olan arqonla müəyyən təzyi qədər doldurulur. Elektrodlardan biri üzərində nazik lay şəklində Pu_{94}^{239} preparatı olan metal lövhə bərkidilmişdir. Elektrodlara gərginlik düzləndiricisindən təqribən 2 kV tərtibində gərginlik verilir. Gərginlik düzləndiricisinin qütblərindən biri kameranın yüksək gərginlik elektroduna, digər qütbü isə yerlə birləşdirilir.

Ekvivalent C tutumunu azaltmaq üçün toplayıcı elektrodan alınan impuls- lar gücləndirmə əmsalı $k = 10^5$ olan xətti gücləndiriciyə (XG) birbaşa deyil, elektrodun çıxışının tam yaxınlığında qurulmuş katod təkrarlayıcısı (KT) vasitəsilə verilir. Axma müqavimətinin impulsun forma və amplituduna təsirini öyrənmək üçün həmin müqaviməti dəyişmək nəzərdə tutulmuşdur.

Xətti gücləndiricinin çıxışında diskriminasiya səviyyəsi U_g dəyişilə bilən D amplitud diskriminatoru yerləşmişdir. Diskriminatorun çıxışındakı impulsları saymaq üçün xüsusi sayğac qurğusu (MS) vardır. Xətti gücləndiricinin çıxışında impulsun formasını müşahidə etmək üçün gözləmə rejimində işləyən OS ossilloqrafından istifadə olunur.

Kamerada işçi gərginliyin seçilməsi. İmpulsların amplitudlarındakı sıçrayışlar az olsun deyə maksimum R axma müqaviməti daxil edib, preparat yerləşən elektrodu gərginliyin mənfi qütbünə birləşdirmək lazımdır.

Xətti gücləndiricidə maksimal K güclənmə əmsalı qoymalı. Kamerada V gərginliyini tədricən artıraraq, ossilloqrafda müşahidə aparmaqla ehtimal gərginlik oblastını müəyyən etməli ki, impulsların amplitudları praktiki olaraq gərginlikdən asılı olmasın (doyma rejimi).

Ossilloqrafda impulsun qalxma və enmə vaxtlarını təyin etməli. Xətti gücləndiricinin güclənmə əmsalını dəyişməklə impulsun təhrif olmayan formasını almalı.

İmpulsun forma və amplitudunun R axma müqavimətindən asılılığı. Təcrübənin şəraitini dəyişməməklə, müxtəlif R müqavimətləri daxil edərək ekranda impulsun formalarını kalka kağızına çəkməli. Optimal müqavimət kimi ehtimal R müqavimətini qeyd etməli ki, impulsun qalxma və enmə vaxtları təqribən bərabər olsun. R müqavimə-

tinin sonraki azalması impulsun amplitudunun kəskin azalmasına gətirməlidir.

α -preparatın aktivliyinin ölçülməsi. Xətti gücləndiricinin gücləndirmə əmsalını ələ seçmək lazımdır ki, onun çıxışındakı impulsların amplitudları diskriminatorun işçi diapazonunda yerləşmiş olsunlar. Diskriminatorun astana gərginliyinin bir neçə qiymətində sayğac qurğusu vasitəsilə impulsların sayını tapmalı. Ölçmə vaxtını ələ seçmək lazımdır ki, kameranın işçi gərginliyində statistik xəta 3%-dən çox olmasın.

Yüksək gərginlik elektrodunda V gərginliyinin işarəsini dəyişməli (uyğun olaraq xətti gücləndiricinin girişində də impulsun işarəsini dəyişmək lazımdır). Bu hal üçün impulsların sayının diskriminatorun astana gərginliyindən U_g asılılığını tapmalı.

Ölçmənin nəticələrinin işlənilməsi. Xətti gücləndiricinin çıxışında impulsun amplitudunun qiymətini və k gücləndirmə əmsalını bilərək toplayıcı elektrodada impulsun amplitudunun qiymətini təyin etməli. Amplitudun U_{\max} qiymətinə görə α -zərrəciklərin enerjisini qiymətləndirməli (yərə nəzərən kameranın toplayıcı elektrodunun tutumu verilir).

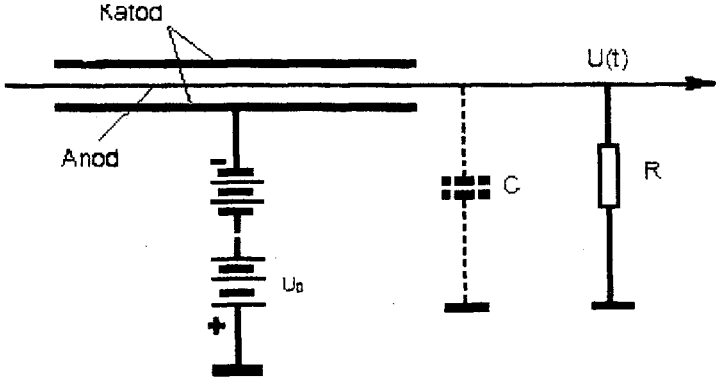
İmpulsların ossilloqrafın ekranından çəkilmiş sxemlərdən istifadə edərək onların amplitudları, qalxma və enmə vaxtlarının R axma müqavimətindən asılılığını qurmalı. Alınan nəticələri izah etməli.

Yüksək gerginlik elektroduna verilən müsbət və mənfi gerginliklər üçün impulsların sayının U_g astana gerginliyindən asılılığını eyni bir qrafikdə qurmalı. İşçi variant seçməli.

İnteqral paylanmanın "horizontal" hissəsini (yayla) ordinat oxunu kəsincəyə qədər ekstraployasiya edərək bir saniyədə preparatdan buraxılan α -zərrəciklərin sayını tapmalı. Preparatın aktivliyini mikrokürilərlə hesablamalı.

İş №-2. Heyger-Müller sayğacı.

Ümumi məlumat. Heyger-Müller sayğacının prinsiplial qoşulma sxemi şəkil 5-də göstərilmişdir.



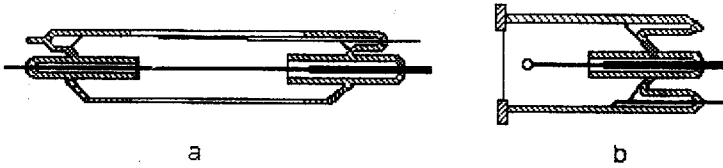
Şəkil 5. Heyger-Müller sayğacının qoşulma sxemi.

Həmin sayğac qazda sərbəst elektrik boşalmasına əsaslanan və diametri katodun diametrindən çox kiçik olan metal tel şəkilli anodu olan qurğudur.

Yüksək həssaslıq, müxtəlif növ şüalanmaların qeyd edilə bilməsi və çıxış impulsunun amplitudunun nisbətən böyük olması bu sayğacın geniş istifadə olunmasına səbəb olmuşdur.

Adətən α və β şüalanmaları qeyd etmək üçün Heyger-Müller sayğacının xüsusi növündən istifadə olunur. Bu, bir tərəfdən silindrin oxuna paralel kəsilmiş və nazik üzvü pərdədən və ya slyudadan zərrəciklərin

keçməsi üçün pəncərə hazırlanmış oturacaqlı sayğac növüdür.(şəkil 6).



Şəkil 6. Heyger-Müller sayğacının müxtəlif növləri: a-silindrik, b-dibli.

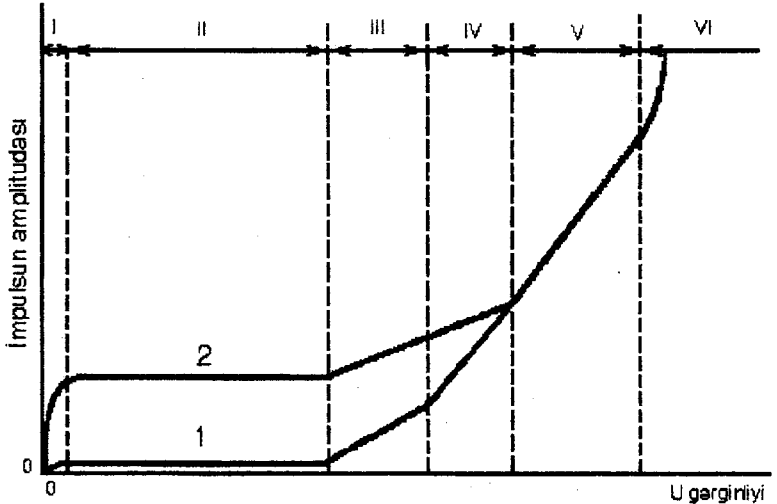
İonlaşma kamerasından fərqli olaraq Heyger-Müller sayğacına yüksək gərginlik düzləndiricisindən daha yüksək V_0 gərginliyi verilir və sayğacın işçi həcmində aşağıdakı kimi təyin olunan elektrik sahəsi yaranır.

$$E = \frac{V_0}{\ln \frac{r_k}{r_a}} \frac{1}{r}$$

burada r_k, r_a -uyğun olaraq katod və anodun (telin) en kəsiyinin radiusları, r -anod telinin mərkəzindən verilən nöqtədək məsafədir ($r_k > r > r_a$). Sayğaclarda çox nazik anod teli istifadə olunduğundan ($\sim 10^{-3} sm$) həmin tel yaxınlığında elektrik potensialının böyük qradienti yaranır.

Heyger-Müller sayğaclarının iş xüsusiyyətlərini aydın təsəvvür etmək üçün, ümumiyyətlə, bu tip qazla doldurulmuş sayğaclarda gedən prosesləri bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

Deyək ki, ionlaşdırıcı zərəcik sayğacın işçi həcmine daxil olmuş və qazda n sayda ion və elektronlardan ibarət cüt yaratmışdır. Sahenin təsirlərlə elektronların anoda və müsbət ionların katoda doğru əks istiqamətdə hərəkəti baş verir, sayğacın çıxışında gərginlik impulsu yaranır. Şəkil 7-də həmin gərginlik impulsunun amplitudunun detektorun elektrodları arasındakı gərginlikdən asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 7. Sayğacın volt-ampere xarakteristikası.

Bu əyriyə sayğacın volt-ampere xarakteristikası adlanır. 1 və 2 əyriyə uyğun olaraq elektron və α -zərəciklə əlaqədar olan əyriyədir (α -zərəcəyin qazda yaratdığı birinci ion cütü elektronunkuna nisbətən $10^2 + 10^3$ dəfə çoxdur). Göründüyü kimi həmin əyriyə

esasən beş oblasta bölmək olar. I oblastında bir-birinin konkurenti olan iki hadisə: elektron və ionların elektrodlara toplanması və onların yenidən birləşməsi (rekombinasiya etməsi) baş verir. Elektrodlar arasındakı sahənin qiymətini artırdıqca ionların sürəti artır və rekombinasiya ehtimalı azalır. II oblastında sayğacda yaranan bütün ionlar praktiki olaraq elektrodlara çatır (rekombinasiya nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olur). Bu oblast ionlaşma kamerasının işləmə oblastıdır.

Gərginliyin sonrakı böyük qiymətlərində birinci ionlaşmada yaranan elektronlar sürətlənərək toqquşmada yeni neytral qaz atomlarını ionlaşdırı bilirlər. Beləliklə, əlavə elektron-ion cütləri yaranır ki, bu da qaz güclənməsi adlanır. Bu halda III oblastında impulsun amplitudu gərginliyin qiymətinə mütənasib olaraq artır, yeni qaz güclənməsi əvvəlki ionlaşmadan asılı olmur. Həmin III oblastında mütənasib sayğaclar işləyir. Gərginliyin sonrakı artmasında III mütənasiblik oblastı IV məhdud mütənasiblik oblastı ilə əvəz olunur. Nəhayət V oblastında elektrodlara toplanan elektrik yükü birinci ionlaşmadan asılı olmur. Güclü qaz gücləndirməsi nəticəsində elektrodlara toplanan yükün miqdarı yalnız kameranın və xarici dövrənin parametrləri ilə məhdud olunan qiymətə çatır. Məhz həmin oblast Heyger-Müller oblastı və bu oblastda işləyən sayğaclar Heyger-Müller sayğacları adlanır. Adətən, $r_a \ll r_k$ olduğundan gərginliyin ~ 1000 qiymətində zərbə ilə ionlaşma əvvəlcə yalnız anod telinin yaxınlığında baş

verir. Gərginliyin artması ilə zərbə ilə ionlaşma anod telindən daha çox kənar oblastı da əhatə edir.

Birinci ionlaşma baş verdikdən sonra qaz güclənməsinə görə ionların sayı sürətlə artır. Belə ki, ikinci proseslərdə yaranan elektronlar da öz növbəsində sürətlənərək yenidən zərbə ilə ionlaşma yarada bilir. İonlaşmanın bu qayda ilə leysan şəkilli artması Taunsend leysanı adlanır. Birinci leysan, onunla əlaqədar olan elektronlar elektroda (anoda) çatdıqdan sonra qurtarmış olur. Lakin, adətən, əlavə tədbir görülmədikdə birinci leysan öz növbəsində bir sıra leysanlar yaradır ki, bu da nəhayət sərbəst qaz boşalmasına gətirir.

Sonrakı leysanların əmələ gəlməsi çox güman ki, sayğac həcmində fotonlar buraxılması ilə əlaqədardır. İonlaşma ilə toqquşmada alınan həyəcanlanmış atomların buraxdığı ultrabənövşəyi fotonlar sayğacın divarlarında fotoelektronlar yarada bilir və bunlar da öz növbəsində əlavə leysanların əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bu halda, tək bir elektron-ion cütünün əmələ gəlməsi qaz boşalmasının bütün sayğac oblastını əhatə etməsinə səbəb ola bilər və bu işə, deyildiyi kimi, sərbəst qaz boşalmasına gətirə bilər.

Əlavə leysanların əmələ gəlməsinə başqa səbəb olaraq müsbət ionların neytrallaşması prosesində yaranan fotonları göstərmək olar. Bundan əlavə müsbət ionlar katoda çatdıqda katod materialı ilə qarşılıqlı təsirdə, yene də, əlavə elektronlar yarana bilər. Ona görə də qaz bo-

şılması sayğaclarında əsas məsələ birinci leysandan sonra sərbəst boşalmanın söndürülməsidir.

Sayğacın normal işləməsi üçün geniş yayılmış üsulardan biri əsas qaza boşalmanı söndürə biləcək qaz qatışıqlarının əlavə olunmasıdır. Belə qatışıqla doldurulmuş sayğaclar öz-özünə sönən sayğaclar adlanır. Əsas qaza qatışıq kimi adətən ionlaşma potensialı aşağı olan üzvi maddələrin çoxatomlu buxarları əlavə edilir. Bu məqsədlə spirt, etilen, metilal və s. buxarlarından istifadə olunur.

Üzvü çoxatomlu molekulların əsas xüsusiyyətləri ondan ibarətdir ki, ultrabənövşəyi şüalanma üçün onlar geniş udulma spektrinə malikdir. Bu halda ehlə üzvü maddələr seçilir ki, onların ionlaşma potensialı əsas qaz molekullarının ionlaşma potensialından aşağı olsun. Beləliklə, qatışıq kimi istifadə olunan çoxatomlu qaz molekulları sayğac həcmində yaranan ultrabənövşəyi və digər şüalanmanı udur və beləliklə əlavə leysanların yaranması kəsilmiş olur, yəni boşalma sönür. Bu, eləcə də, onunla izah oluna bilər ki, həyəcanlanmış üzvü molekulların yenidən foton şüalandırma ehtimalı onların dissosiasiyasına nisbətən az olur. Beləliklə, praktiki olaraq bütün həyəcanlandırma enerjisi üzvü molekullarda kimyevi əlaqələrin qırılması və sərbəst radikalların yaranmasına sərf olunur və foton şüalanması aradan qalxır.

Boşalmanı söndürmək məqsədilə üzvü maddələrdən başqa hallogen maddəsindən (Cl_2, Br_2, J_2) də geniş istifadə olunur. Hallogen molekulları üzvü maddə molekulları

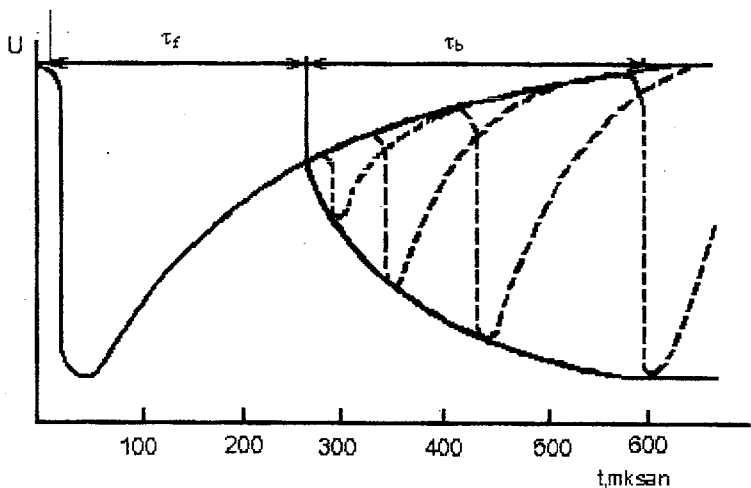
larının yuxarıda göstərilən xüsusiyyələri ilə bərabər bəzi üstünlüklərə də malikdir. Hallogenlərin atom nömrəsi böyük olduğundan onların ultrabənövşəyi şüaları udma effektivliyi yüksək olur. Ona görə də əsas qaza az miqdar hallogen qatışıqı, yeni $0,1 \div 0,2\%$ kifayət edir (üzvü qatışıq isə $10 \div 15\%$ olur). Bundan başqa dissosiasiya olunmuş hallogen molekulları üzvü molekullardan fərqli olaraq yenidən birləşə bildiyindən, sayğacın iş qabiliyyəti bərpa olunur. Belə sayğacların xidmət müddəti daha çox olur.

İndi də çoxatomlu qaz qatışıqı olmayan öz-özünə sönməyən sayğaclar üçün süni sönmə şərtlərini nəzərdən keçirək. Yuxarıda göstərilənlərə uyğun olaraq qeyd etmək lazımdır ki, sayğacda boşalma baş verdikdən sonra anod tel ətrafında intensiv müsbət ionlar buludu yaranır və sayğac müəyyən müddət yüklü zərrəcikləri qeyd etmək üçün həssas olmur. Bu müddət sayğacın fəaliyyətsiz vaxtı (τ_j) adlanır. Yeni boşalma söndükdən sonra sayğacın elektrodları arasındakı potensiallar fərqi yanma gərginliyi adlanan V_j gərginliyindən aşağı olur və sayğacda sərbəst boşalma mümkün olmur. Müsbət ionların katoda hərəkətilə əlaqədar sayğacın potensialı bərpa olunmalıdır və ionlar anod teldən müəyyən r_j məsafəsinə çatdıqda potensial V_j qiymətini almalıdır. Əgər bu anda sayğaca yüklü zərrəcik düşərsə sərbəst boşalma mümkün olar. Lakin bu halda boşalma aşağı potensialda olduğu üçün impul-

sun amplitudu da işçi potensial olduğu hala nisbətən kiçik olmalıdır. Deməli sayğacın τ_f fealiyyətsiz vaxtı müsbət ionların anod telindən hər hansı r_j məsafəsinə qədər keçdiyi vaxtla təyin edilir. τ_f vaxtından sonra sayğacda artıq sərbəst boşalma üçün şərait yaranmış olur. Lakin impulsun amplitudu özünün maksimum qiymətini yalnız müsbət ionların katoda çatıb neytrallaşdıqdan sonra alır. Müsbət ionların r_j məsafədən katoda çatıncaya qədər sərf olunan vaxta işçi potensialın bərpa olunma vaxtı deyilir τ_b . Bərpa olunma vaxtı sayğaclarda, adətən 10^{-4} san tərtibində olur.

Sayğacın fealiyyətsiz τ_f və bərpa olunma τ_b vaxtlarını ossilloqraf vasitəsilə qiymətləndirmək olar. Əgər sayğacın çıxışını gözləmə rejimində işləyən ossilloqrafa birləşdirsək və sayğacı intensiv nüvə şüalanması ilə şüalandırsaq (sayğacın yükünü artırısaq), onda ossilloqrafın ekranında şəkil 8-də göstərilən formada menzərə almış olarıq.

Burada absis oxu üzrə boşalma başladığı andan keçən vaxt, ordinat oxu üzrə isə sayğacın anodunda alınan potensial verilir. Şəkildən göründüyü kimi, başlanğıcdan keçən τ_f vaxtında impuls müşahidə olunur və τ_f -dən böyük vaxtlarda amplitud get-gedə artaraq $\tau_f + \tau_b$ müddətində maksimuma çatır.



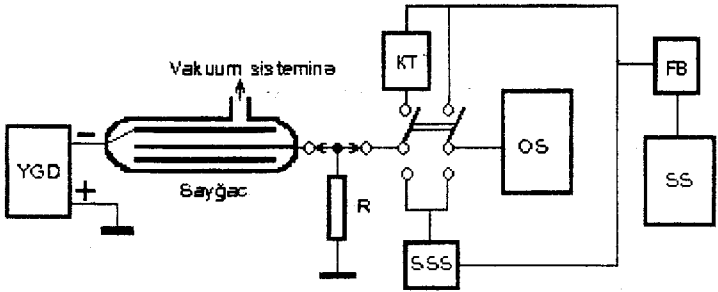
Şəkil 8. Sayğacın fəaliyyətsiz və bərpa olunma vaxtları.

Sayğacın sönməsini, dövrəyə böyük R müqaviməti daxil etməklə də təmin etmək olar. Belə sayğacları öz-özünə sönməyən sayğacları adlanır. Onda, sayğacın $\tau = RC$ (C sayğacın effektiv tutumudur) vaxt sabiti müsbət ionların hərəkət vaxtından heç olmazsa iki tərtib böyük olduqda sərbəst boşalma söner. Sayğacın effektiv tutumu $C \approx 10^{-11} F$ olur. Onda $R \approx 10^9 Om$ olduqda $\tau \approx 10^{-2} san$ olar. R müqavimətini elə seçirlər ki, birinci leysanın əmələ gəlməsi vaxtı həmin müqavimətdə yaranan gərginlik düşgüsü hesabına sayğac Heyger oblastından çıxsın. Bu halda yaranan bir neçə leysandan sonra sayğac söner. Bu sxem ən sadə süni sönmə sxemidir. Sayğacın τ_b bərpa olunma vaxtını qısaltmaq,

yeni sayğacın ayırdetmə qabiliyyətini artırmaq üçün xüsusi radiotexniki süni sönmə sxemlərindən istifadə olunur.

Bu işdə məqsəd öz-özünə sönməyən sayğacları üçün sayğacın fəaliyyətsiz və bərpa olunma vaxtlarını qiymətləndirmək, R -axma müqavimətinin işçi gərginlik oblastına təsirini sadə süni sönmə sxeminin məcburi sönmə yaratması prosesinə təsirini və impulsların amplitudunun sayğaca verilən gərginlikdən asılılığını öyrənməkdir.

Laboratoriya qurğusu. Sayğacın doldurulma blok-sxemi şəkil 9-da göstərilmişdir.



Şəkil 9. Heyger-Müller sayğacının doldurulma sxemi.

Bu halda Heyger-Müller sayğacı elektrodları şüşə boruda yerləşdirilmiş metal silindrik katoddan və bu silindrin oxu boyunca dartılmış nazik ($50 \div 100 \text{ mkm}$) metal tel şəkilli anoddan ibarətdir.

Sayğacın elektrodlarına gerginlik YGD yüksek gerginlik düzləndiricisindən verilir.

Çıxışındakı impulsu OS ossilloqrafında müşahidə etmək üçün iki variantda birləşmə aparılır:

1) Sayğacın telindən alınan impuls katod təkrarlayıcısı vasitəsilə dəyişdirici bloka (FB) və oradan da say sistemine (SS) verilir.

2) İmpuls süni sönmə sxemi (SSS) vasitəsilə yenə də dəyişdirici bloka və say sistemine verilir. Dəyişdirici blokun vəzifəsi sayğacdən gələn impulsları təhrif etmədən elə formaya salmaqdır ki, bu impulslar say sistemində qeyd oluna bilsinlər.

Katod təkrarlayıcısından əvvəl R axma müqavimətini dəyişmək nəzərdə tutulmuşdur.

İmpulsları müşahidə etmək üçün gözləmə rejimində işləyən ossilloqraftan (OS) istifadə olunur.

İşin görülmə qaydası. Bütün cihazları dövrəyə qoşmalı. $R \approx 10^9 Om$ olan axma müqaviməti daxil etməli və az intensivlikli γ -kvant mənbəyinin sayğacın yaxınlığında yerləşdirməli.

Sayğaca verilən V_0 gerginliyini tədricən artırmaqla elə V_g gerginliyi tapılır ki, sayğac işləməyə başlasın. Radioaktiv mənbəni uzaqlaşdırıb, yaxınlaşdırmaqla sayğacın γ -kvantları qeyd etdiyinə inanmalı (bu halda say dəyişməlidir).

Sayğacın fəaliyyətsiz və bərpa olunma vaxtlarının qiymətləndirilməsi. Əvvəlcə sayğacın say xarakteristikasını almaq və gərginliyin V_i işçi qiymətini (işçi nöqtə) təyin etmək lazımdır. Bunun üçün sayğacın çıxışındakı impulsar sayının sayğaca verilən V_0 gərginliyindən asılılığını alıb, qrafik qurmalı. Qrafikin yayla hissəsinin təqribən orta nöqtəsi V_i işçi gərginliyi qəbul edilməlidir.

Sayğacın işçi V_i gərginliyində γ -kvantlar mənbəni sayğaca yaxınlaşdırmaqla qeyd edilən zərrəciklərin sayını artırmalı. Onda elə vəziyyət alınmalıdır ki, anod telində yaranan impulsar arasındakı vaxt müsbət ionların T_i toplanma vaxtından kiçik olsun. Bu halda impulsarın çox hissəsi τ_b bərpa olunma müddətində yarandığından onların amplitudu normal (maksimal) qiymətdən kiçik olmalıdır. Onda gözləmə rejimində işləyən ossilloqrafın ekranında şəkil 8-də göstərilən mənzərə alınmalıdır. Ossilloqrafda vaxt bölgüsü generatorundan istifadə etməklə τ_f və $\tau_f + \tau_b$ vaxtlarını qiymətləndirmək lazımdır.

Axma müqavimətinin işçi gərginlik oblastına təsiri. Radioaktiv mənbəni elə seçmək lazımdır ki, γ -kvantlar hesabına olan say sürəti nəzərə çarpacaq qədər (iki-üç dəfə) kosmik şüalanma, ətraf cisimlərin aktivliyi, sayğacın katodunun radioaktiv çirklənməsi və s. ilə əlaqədar olan fondan çox olsun.

Say sürətini ölçükdə statistik xəta 3%-dən çox olmamalıdır. Sayğacın gərginliyini hər dəfə 10v artırmaqla n say sürətinin V_0 gərginliyindən asılılığını (sayğacın say xarakteristikası) tapmalı.

Sayğacdən yüksək gərginliyi yox edib, axma müqavimətini $5 \cdot 10^8 Om$ -a qədər azaltmalı və bundan əvvəlki ölçməni təkrar etməli. Bundan sonra say xarakteristikasını $R \approx 10^8 Om$ üçün də təkrar ölçməli.

İmpuls amplitudunun sayğacın gərginliyindən asılılığı. Sayğaca $10^9 Om$ tərtibində axma müqaviməti daxil etməli. γ -kvant mənbəini sayğaca elə yaxınlaşdırmalı ki, ossilloqrafda sayğacdən alınan impulslar aydın görünsün. Ossilloqraf vasitəsilə V_0 gərginliyinin bir neçə qiymətində impulsun amplitudunu ölçməli.

Sönmə sxeminin yoxlanması. Sayğaca $R \approx 10^5 Om$ tərtibində kiçik axma müqaviməti daxil etməli. Sayğaca işıq gərginlik oblastının təqribən orta qiyməti olan U_0 gərginliyini verib, düşən zərrəciklərin qeyd edilmədiyinə inanmalı (bu halda sayğacda sərbəst boşalma getməlidir). Sayğacdən U_0 gərginliyini yox etməli və sayğacın telini sönmə sxeminə birləşdirməli. Sayğaca verilən gərginliyi az-az artırmaqla say xarakteristikasını almalı.

Ossilloqrafın ekranında müşahidə aparmaqla U_s gərginliyinin bir neçə qiyməti üçün sönmə sxeminin verdiyi impulsun amplitudunun elə kiçik U_s qiymətini tap-

maq lazımdır ki, həmin gərginlik sayğacın sönməsinə kifayət etsin (sərbəst boşalma başladıqda impuls yox olmalıdır).

Sayğaca işçi gərginliyi verməli. İmpulsları ossilloqrafda müşahidə etməklə sönmə impulsunun uzanma vaxtını təkrar boşalma oluncaya qədər azaldaraq müsbət ionların dreyf vaxtını qiymətləndirməli.

Nəticələrin işlənilməsi. Sayğacın axma müqavimətinin bir neçə qiyməti üçün alınan say xarakteristikalarını bir qrafikdə qurmali. Əlavə olaraq, sönmə sxemi üçün alınan say xarakteristikasını qurmali.

İmpulsların U_{\max} amplitudlarının V_0 gərginliyindən asılılıq qrafikini qurmali. Həmin qrafikdə sönmə sxemi ilə alınan impulsların ən kiçik qiymətlərinin gərginlikdən asılılığını göstərməli. Alınan nəticələri izah etməli.

İş №-3. Bir kristallı ssintilyasiya qamma - spektrometri.

Umumi məlumat. Ssintilyasiya sayğacı yüklü zərəciklərin təsirilə işıq parıltıları yaranan ssintilyator maddəsindən və işıq impulslarını elektrik impulslarına çevirən fotoelektron gücləndiricisindən (FEG) ibarətdir.

Sayğacın iş prinsipi və xarakterik xüsusiyyətlərini başa düşmək üçün ssintilyatorlarda və FEG-də gedən prosesləri bir qədər ətraflı nəzərdən keçirək.

Məlum olduğu kimi, yüklü zərrəcik maddəyə düşdükdə onun enerjisi maddə atomlarının ionlaşması və heyecanmasına sərf olunur. Lyuminessent maddələrdə isə enerjinin bir hissəsi işıq parıltısı şəklində şüalandıra bilər. Bəzi maddələrdə, məsələn, ZnS kristalında α -zərəciklərin yaratdığı parıltı adi gözle belə görünür.

Ssintilyasiya sayğaclarının Heyger-Müller sayğaclarına nisbətən bir sıra üstünlükləri vardır. Bu sayğaclar yüklü zərəcikləri və γ -kvantları qeyd etmək üçün yüksək effektivliyə malikdir. Yüksüz zərəciklər isə onların yaratdığı ikinci yüklü zərəciklərin köməyiylə: γ -kvantlar yaranan ikinci elektron və pozitronlarla, neytronlar təpmə protonları və ya nüvə reaksiyalarının məhsulları vasitəsilə qeyd olunur. Ona görə də qeyd olunma effektivliyi ikinci məhsul zərəciklərin yığıldığı maddə həcmnin ölçüsündən asılı olur. Ssintilyator maddəsinin ölçülərini isə nisbətən

böyük götürmək mümkündür. Ssintilyatorun qalınlığı yalnız öz məxsusi şüalanmasına az da olsa, qeyri-şəffaf olması ilə məhdudlaşır.

Ssintilyasiya sayğacının çıxışındakı impulsların uzanma vaxtı çox kiçik olur. Bu, ssintilyatorun işıq şüalandırma vaxtı ilə müəyyən olunur və bəzi hallarda 10^{-9} *san* tərtibində olur. Bu fakt həmin sayğacların yüksək ayırdetmə qabiliyyətini təmin edir.

Ssintilyasiya sayğaclarının əsas üstünlüklərindən biri də onların spektrometr kimi istifadə olunmasıdır. Bu onunla əlaqədardır ki, sayğacın çıxışındakı impulsun amplitudu ssintilyatora düşən zərreciyin enerjisindən asılı olur. Odur ki, amplitud analizatorunun köməyi ilə sayğac spektrometr kimi istifadə oluna bilər.

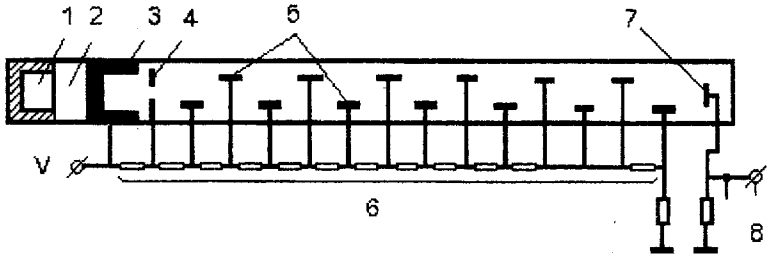
Ssintilyatorlar əsasən üç parametrlə xarakterizə olunur. Konversiya effektivliyi (χ), şüa buraxma vaxtı (və ya işıq parıltısının davam etmə vaxtı) (τ) və qeydetmə effektivliyi (η).

Konversiya effektivliyi dedikdə ssintilyatora düşən zərreciyin enerjisinin işıq parıltısına çevrilən hissəsi nəzərdə tutulur.

İşıq parıltısının davam etmə vaxtı ssintilyasiya prosesinin mexanizmindən çox asılıdır. Bu mənada ssintilyatorları iki növə bölmək olar, üzvi və qeyri-üzvi ssintilyatorlar. Monokristallar (antrasen, stilben, naftalin və s.) maye və bərk məhlullar şəklində istifadə olunan üzvi

ssintilyatorlar üçün $\tau : 10^{-9} \div 10^{-9}$ san tərbində olur. Qeyri-üzvi ($NaJ(Tl)$, $CsJ(Tl)$ və s.) ssintilyatorlar üçün $\tau : 2 \div 3$ tərtib üzvi ssintilyatorlarınkindən böyük olur. Lakin sayğacın effektivliyi ssintilyatoru təşkil edən elementlərin sıra nömrəsindən (Z) asılı olduğundan, bu parametrlər qeyri-üzvi ssintilyatorlarda daha böyükdür.

Ssintilyasiya sayğacının ikinci əsas hissəsi olan FEG-ni nəzərdən keçirək. Şəkil 10-da ssintilyasiya sayğacının qoşulma sxemi verilmişdir.



Şəkil 10. Sintilyasiya sayğacının FEG ilə qoşulma sxemi: 1- sintilyator, 2-ışıqötürücüsü, 3-fotosensitiv təbəqə, 4-diafraqma, 5-dinodlar, 6-gərginlik bölücüsü, 7- anod, 8-çıkış.

FEG böyük güclənmə əmsali olan cərəyan gücləndiricisi xassələrini özündə cəmləşdirməklə, fotokatod, diafraqma, dinodlar (və ya emitterlər) və anoddan ibarətdir. Bütün sistem elektronların hərəkətini təmin etmək üçün yüksək vakuum yaradılmış şüşə balonda yerləşdirilir. FEG-də elektrodlara yüksək sabit gərginlik verilir və elektrodların potensialı katoddan anoda doğru artır. Bu, xüsusi gərginlik bölücüsü vasitəsilə əldə edilir.

Ssintilyatorda alınan işıq impulsunun təsirilə fotokatoddan elektronlar (fotoelektronlar) qopur. Fotoelektronlar elektrik sahəsinin təsirilə yönələrək diafraqmadan keçib birinci dinod üzərinə düşürlər. Bu halda elektrik sahəsi elektronları sürətləndirir və onların enerjisi dinodun səthindən ikinci elektronlar qoparmağa (emissiya etməyə) kifayət edir. Bu qayda ardıcıl dinodlara keçdikcə elektronlar seli çoxalır və leysan əmələ gətirir. Hər bir elektronun dinoddan qopardığı ikinci elektronların sayına (σ) ikinci emissiya əmsalı deyilir. Bu əmsal dinodlar arasına verilən V sürətləndirici potensiallar fərqiindən aşağıdakı kimi asılı olur:

$$\sigma = A V e^{\frac{V}{V_0}},$$

burada A və V_0 -dinod maddəsinin xassəsilə təyin edilən sabitlərdir. Onda, dinodların sayı n olarsa, FEG-in k gücləndirmə əmsalı

$$k = \sigma^n,$$

FEG -in çıxışındaki elektronların tam sayı isə:

$$Z = \gamma N \eta k$$

olar, burada γ -fotokatodun kvant çıxışı (fotoelektronların sayının fotokatoda düşən fotonların sayına nisbəti), N -fotokatoda düşən fotonların sayı, η -fotoelektronların birinci dinoda yığılma əmsalıdır.

Ssintilyasiya sayğacı üçün işçi gərginliyinin müəyyən oblastında anoda çatan elektronların sayı ilə fotokatoda

düşən elektronların sayı arasında xətti asılılıq vardır. Məhz bu xüsusiyyət sayğacın spektrometr kimi istifadə olunmasına imkan verir. Lakin işıq parıltısı intensivliyinin geniş diapazonda istifadə olunması FEG-in güclənmə əmsalına müəyyən məhdudiyət qoyur. Güclənmə əmsalını həm də FEG-in qaranlıq cərəyanı məhdud edir. Qaranlıq cərəyanı dedikdə, fotokatoda işıq təsiri olmadıqda anod dövrəsində yaranan cərəyan nəzərdə tutulur. Bu cərəyanın yaranmasına səbəb olaraq fotokatod və dinodların termoelektron emissiyası, anod və dinod izolyatorlarından baş verən axma cərəyanı, qalıq qazın yaratdığı ion tərs əlaqəni, FEG-in daxilindəki maddələrin lyuminessensiyası ilə əlaqədar olan optik tərs əlaqəni və s. göstərmək olar.

Ssintilyasiya sayğaclarının Heyger-Müller sayğaclarına nisbətən yuxarıda göstərilən mühüm üstünlüklərlə bərabər, həmin sayğacların praktiki olaraq istifadə olunmasında bir sıra çətinlikləri də qeyd etmək lazımdır. Birincisi - bu sayğaclar konstruksiya etibarilə bir qədər mürəkkəb olub, həm də nisbətən mürəkkəb radiotexniki qurğu ilə əlaqədar olur. İkincisi - ssintilyasiya sayğaclarlarında FEG-in nəinki xarici işıq təsirindən, həm də elektromaqnit sahəsinin təsirindən ekranlanması tələb olunur. Belə ki, xarici elektromaqnit sahəsi elektronların fokuslanmasını poza bilər. Nəhayət, FEG-in yuxarıda göstərilən məxsusi fonu (qaranlıq cərəyanı) da, sayğacın geniş tətbiqinə bir qədər məhdudlaşdırır.

Lakin göstərilən çətinliklərə baxmayaraq ssintilyasiya sayğacı müasir eksperimentlərin aparılmasında istifadə olunan ən əlverişli detektorlardan biri hesab olunur.

İndi də ssintilyasiya sayğacının γ -kvantlar spektroskopiyasında spektrometr kimi istifadə olunması prinsipini nəzərdən keçirək.

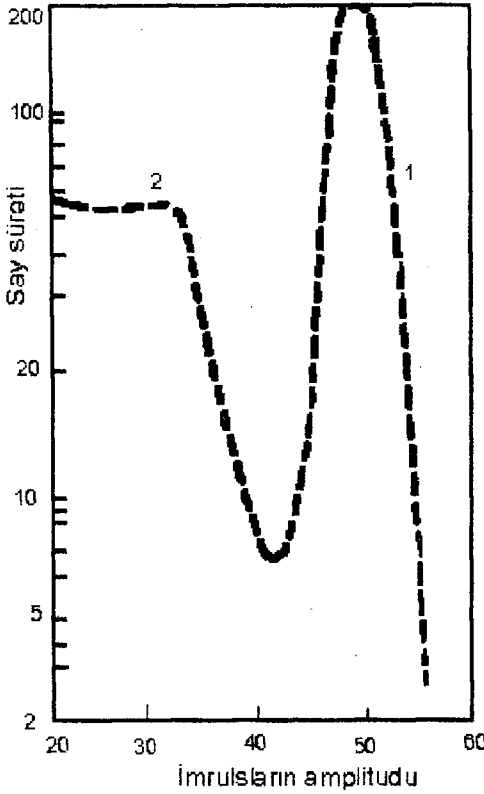
Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, γ -kvantların spektroskopiyası maddədə əmələ gələn ikinci elektronların (fotoeffekt, kompton effekt və cüt əmələ gəlməsinə görə) enerjilərinin ölçülməsinə əsaslanır. γ -kvantların ssintilyator maddəsi ilə qarşılıqlı təsirindən yaranan elektronlar və pozitronlar, öz növbəsində, intensivliyi həmin zərrəciklərin enerjinə mütənasib olan işıq parıltıları yaradır. Fotoelektron gücləndiricisinin çıxışında alınan elektrik impulsunun amplitudu isə ssintilyator da alınan işığın intensivliyi ilə mütənasib olur. Beləliklə, çıxışdakı impulsları amplitudlara görə təhlil etməklə detektora düşən γ -kvantların enerjisini müəyyənləşdirmək olar. Lakin impulsun amplitudu γ -kvantın enerjisindən mürəkkəb şəkildə asılıdır. Sadə halda, monoxromatik γ -şüalanmaya baxdıqda belə, impulsların amplituda görə paylanmasında fotoelektronlara aid olan əyri bir neçə maksimumlu (fotopik) və kompton elektronlarına uyğun olan əyri isə kəsilməz paylanma verir. Əgər γ -kvantların enerjisi cüt əmələ gəlməsinə kifayət edirsə ($h\nu \geq 1,02MeV$) onda amplitud paylanması daha mürəkkəb olur.

Kompton effektində səpələn γ -kvantların bir hissəsi yenidən ssintilyator maddəsində udula bilər və bunun nəticəsində emələ gələn impulsun amplitudu γ -kvantın tam enerjisinə uyğun gəlməlidir. Aydındır ki, ssintilyatorun ölçüsü böyük olduqca bu növ proseslərin ehtimalı da çox olar. γ -kvantların udulmasında əsas rolu fotoeffekt oynadığından, bu halda alınan fotopikə tam udulma piki deyilir.

Ayrıca götürülmüş γ -xətləri üçün impulsların amplituda görə paylanmasının forması ssintilyatorun xassələrindən (üzvi və ya qeyri-üzvi), hündürlüyü ölçülərindən və həm də şüalanma şəraitindən asılı olur. Monoxromatik (eyni enerjili) γ -kvantların müxtəlif kristallardan (üzvi və qeyri-üzvi) səpilməsini qeyd etdikdə fotopikin vəziyyəti müxtəlif olur və fotopikin əhatə etdiyi sahənin kompton paylanmasına uyğun olan sahəyə nisbəti dəyişir.

Əyanilik üçün şəkil 11-də Cs_{55}^{137} izotopunun γ -xətti üçün ($E_\gamma = 0,661MeV$) impulsların amplitud paylanması göstərilmişdir. (burada 1-fotopik, 2-kompton səpilməsidir).

Spektrometrin əsas xarakteristikalarından biri də iki bir-birinə yaxın yerləşən xətlərin ayırd edilməsidir, yeni enerjiyə görə ayırd etmə qabiliyyətidir. Adətən, bunun ölçüsü olaraq fotopik xəttinin yarımhündürlüyündəki Δ eni götürülür.



Şekil 11. Cs¹³⁷ izotopunun NaJ(Tl) kristalı vasıtasıle ölçülmüş γ -şüalanma spektri.

Xetlin bu şerti eninin γ -kvanın uygun E_γ enerjisine

nisbätinin faizle ifadesi $\left(\frac{\Delta}{E_\gamma}, \%\right)$ spektrometrin enerjiye

göre ayırdetme qabiliyyetini gösterir. Xetlin eninin artmasına, yeni ayırdetmenin pislşmesine esas sebeb fotokatoddan buraxılan fotoelektronların sayının statistik de-

yişməsidir. Bu səbəb spektrometrin ayırdetmə qabiliyyətinin sərhəddini müəyyən edir.

Δ -kəmiyyətinin artmasının başqa səbəbi isə ssintilyator maddəsinin daxili qeyri-bircinsliliyi və buna görə də məxsusu şüalanma intensivliyinin müxtəlif olmasıdır. Bunun nəticəsində, ssintilyatorun müxtəlif hissələrindən fotokatoda gələn fotonların sayı müxtəlif olur. Bu xüsusiyyət isə əsas etibarilə böyük ölçülü ssintilyatorlara aid olur. Ayırdetməyə təsir edən səbəblərdən biri də "kənar" effekt adlanan faktordur. Bunun mahiyyəti odur ki, γ -kvant ssintilyator maddəsinin kənar hissəsində udulduqda alınan elektron öz enerjisini tamamilə itirmədən ssintilyatordan kənara çıxıb bilər. Bu isə, aydındır ki, enerjiyə görə ayırdetməni azaltmalıdır.

Nəhayət, xəttin genişlənmə səbəblərindən biri kimi fotokatodun qeyri-bircinsliliyini, yeni onun ayrı-ayrı hissələrinin müxtəlif kvant effektivliyinə malik olmasını göstərmək olar. Bütün bu faktorlar çıxışdakı impulsun amplitudunun elektronların enerjisinə mütənasib olmasını pozur.

Hal-hazırda təcrübədə alınan ən yaxşı ayırdetmə, $NaJ(Tl)$ kristallı spektrometrində, Cs^{137} izotopunun enerjisi $E_\gamma = 0,661MeV$ olan γ -xətti üçün 6% olmuşdur.

Bu işdə aşağıdakılar yerinə yetirilməlidir:

1. Müəyyən üzvi və qeyri-üzvi ssintilyatorlardan istifadə edərək γ -kvantlar üçün impulsların amplitudaya görə paylanmasının araşdırılması.

2. Müxtəlif γ -kvantlar mənbələrinin müəyyən-ləşdirilməsi.

Laboratoriya qurğusu. Mənbədən alınan γ -kvantlar dar deşikli kollimatordan nazik dəstə şəklində keçərək ssintilyasiya kristalına düşür. Ssintilyasiya kristalı fotoelektron gücləndiricisi (FEG) ilə birlikdə işıq buraxmayan örtüyün içərisində yerləşdirilmişdir. Münasib parametrlərinə uyğun kristal seçmək üçün, müqayisə məqsədilə müxtəlif növ (üzvi və qeyri-üzvi) kristallardan istifadə etmək lazımdır. Yüksək gərginlik düzləndiricisindən FEG-nin elektrodlarına gərginlik verilir (məs. BC-22). Ssintilyasiya detektorunun çıxışında alınan mənfə işarəli impuls katod təkrarlayıcısından keçərək güclənmə əmsalı 10-100 olan xətti gücləndiriciyə verilir. Gücləndiricinin çıxışında alınan impuls amplitud analizatoruna və müşahidə üçün ossilloqrafa verilir.

Işın görülme qaydası. Bütün cihazları dövrəyə qoşmalı və 10–15dəq müddətində qızdırmalı. FEG-in fotokatuodu qarşısına ən böyük olan kristal qoymalı. FEG-in elektrodlarına pasportda göstərilən miqdarda yüksək gərginlik verməli.

γ -kvantlar mənbəni spektrometrə daxil etməli (bu halda xətti gücləndiricidə güclənmə əmsalını ehtiva etməli)

lazımdır ki, maksimal amplitud analizatorun işçi diapazonunu keçməsin).

Müxtəlif ssintilyatorlar ilə impulsların amplitud paylanmasının tədqiqi. Verilən γ -kvantlar mənbəi üçün impulsların amplitud paylanmasını almalı. Ölçü vaxtını seçmək lazımdır ki, fotopikin maksimumuna uyğun olan statistik səhv 3%-dən çox olmasın.

İşçi rejimini dəyişmədən ölçməni eyni növlü kiçik ölçülü kristal üçün təkrar etməli.

Uyğun ölçməni başqa növ (üzvi və qeyri-üzvi) kristal üçün də təkrar etməli.

Bütün nəticələr üçün impulsların sayının analizatorun kanal nömrəsindən və ya amplituddan (vaxtlarla) asılılıq qrafikini qurmalı. Ölçü aparılan kristallar üçün ayır-detmə qabiliyyətini və γ -kvantları qeyd etmə effektivliyini qiymətləndirməli. Ən yaxşı göstəricisi olan kristalı seçməli.

γ -kvant mənbələrinin müqayisə edilməsi. Bu halda ssintilyasiya detektoru spektrometr kimi istifadə olunur. Əvvəlcə enerjisi məlum olan iki mənbə ilə spektrometri dərəcələmək lazımdır. Bunun üçün kollimator kanalı qarşısında ardıcıl olaraq iki məlum mənbələr yerləşdirməklə amplitud asılılıqlarını çıxarmalı. Eyni əməliyyatı naməlum mənbə üçün də etməli.

Dinod maddəsinin V_0 sabitinin təyini.

Ossilloqrafın ekranındakı impulsun A amplitudu

$A = CV^n e^{-\frac{n}{V_0}V}$ şəklində verilə bilər. S-sabit kəmiyyətədir. Buradan: $\ln A = \ln C + n \ln V - \frac{n}{V_0}V$ və ya

$$Z = a - \frac{n}{V_0}V \text{ yazmaq olar.}$$

Burada: $Z = \ln A - n \ln V$, $a = \ln C$

Z funksiyasının V potensialından xətti asılılığından qrafik üsulla $\frac{n}{V_0}$ kəmiyyətini və dinodların məlum n sayına görə V_0 sabitini təyin etməli.

Ölçmənin nəticələrinin işlənilməsi. Dərəcələmə qrafikini qurmalı. Dərəcələmə qrafikindən istifadə edərək naməlum mənbənin E_γ enerjisini təyin etməli.

Spektrometrin enerjiyə görə ayırdetmə qabiliyyətini təyin etməli və $\frac{\Delta}{E_\gamma}$ -nin E_γ -dən asılılıq qrafikini qurmalı.

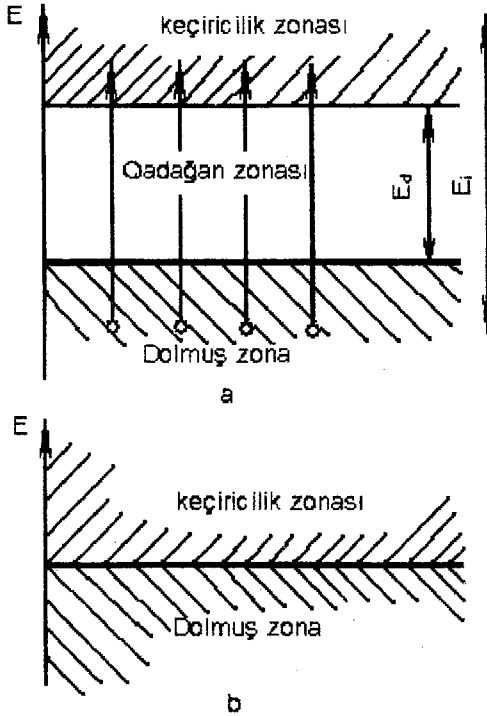
İş №-4. Yarımkeçirici detektorun tədqiqi.

Ümumi məlumat. Yarımkeçirici sayğaclar kristal sayğaclarının bir növü olub, işləmə prinsipinə görə impulsu ionlaşma kamerasına yaxındır. Ionlaşma kamerasında olduğu kimi yarımkeçirici sayğaclar da işçi oblastın elektrik müqaviməti hədsiz dərəcədə böyük olur. Yüklü zərrəciklər və γ -kvantların qeyd olunmasında və spektrometriyasında belə detektorlardan geniş istifadə olunur.

Ionlaşma kamerasında yüklü zərrəciklərin qazla qarşılıqlı təsirində ionlaşma nəticəsində sərbəst elektronlar və müsbət yüklü ionlar əmələ gəlmiş halda, kristallik detektorlarda işçi maddə olaraq bərk cisim götürülür və ionlaşmada sərbəst elektronlar və deşiklər (vakant elektron səviyyələri) yaranır. Lakin yarımkeçirici (və ümumiyyətlə kristal) sayğaclar ionlaşma kamerasına nisbətən bir sıra mühüm üstünlüklərə malikdir. Bərk cisimlərin sıxlığı qazlara nisbətən min dəfələrlə böyük olduğundan, yüklü zərrəciklərin qeyd edilmə effektivliyi də uyğun olaraq böyük olar. Kristallik detektorlarda elektrodlar arasındakı məsafənin az və yükdaşıyıcıların yürüklüyü çox olduğundan elektronların yığılma vaxtı azdır. Bu isə həmin detektorların vaxta görə yüksək ayırdetmə qabiliyyətini təmin edir. Detektorlarda alınan impulsun amplitudu ionlaşmanın

baş verdiyi yerdən praktiki olaraq asılı olmadığından, enerjiyə görə yüksək ayırdetmə qabiliyyəti olmalıdır. Nəhayət, bir sıra kristallarda bir cüt yükdaşıyıcının yaranmasına sərf olunan orta enerji (ω) qazlarındakından təqribən bir tərtib azdır. Məsələn, germanium kristalında $\omega = 2,94eV$, silisiumda $\omega \approx 3,53eV$ olur (müqayisə məqsədilə yada salmaq lazımdır ki, hava üçün $\omega \approx 35eV$). Bu isə düşən zərrəciyin verilmiş enerji itkisi üçün ionlaşma effektinin çoxalması, bununla əlaqədar olaraq impulsun amplitudunun böyüməsi və nəticədə enerjiyə görə ayırdetmənin artmasına gətirir. Əvvəlcə kristallarda (o cümlədən də yarımkeçiricilərdə) sərbəst yükdaşıyıcıların yaranma mexanizmini nəzərdən keçirək. Kristallarda çox sayda atomların bir-birilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində atom enerji səviyyələri parçalanır, yaranmış alt səviyyələr yenidən qruplaşaraq zonalər əmələ gətirir. Elektronlarla dolmuş bu zonalər bir-birindən müəyyən energetik məsafə ilə və ya qadağan olunmuş zonalərlə ayrılır. (şəkil 13 a). Xarici təsir nəticəsində elektronlar bir zonadan o birinə keçə bilər. Öz atomları ilə zəif bağlı olan ən yüksəkdə yerləşən zona valent zonası adlanır. Bu zonanın səviyyələri elektronlarla dolmuş olur. Valent zonasından yuxarıda keçiricilik zonası yerləşir. Elektron qadağan olunmuş zonanı keçmək üçün kifayət qədər enerji aldıqda valent zonadan keçiricilik zonasına keçir. Qadağan olunmuş zonanın eninə görə kristallar üç

qismə bölünür: metallar, dielektriklər və yarımkəçiricilər.



Şəkil 13. Yarımkəçiricilərdə enerji zonalarının paylanması. a- yarımkəçiricidə, b- metalda.

Metallarda valent və keçiricilik zonaları bir-birini örtür. Ona görə də metallarda çox sayda $\sim 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ sərbəst elektronlar olur. Dielektriklərdə qadağan olunmuş zonanın eni böyükdür ($5 \div 10 \text{ eV}$). Odur ki, elektronların keçiricilik zonasına keçməsi çətindir.

Yarımkəçiricilərdə qadağan olunmuş zonanın eni dielektriklərə nisbətən azdır (məsələn, germaniumda $0,78eV$, silisiumda isə $1,15eV$). Ona görə də yarımkəçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların əmələ gəlmə ehtimalı dielektriklərə nisbətən böyükdür.

Hal-hazırda nüvə şüalanması sayğacları üçün əsasən iki maddədən: germanium və silisiumdan istifadə olunur. Germaniumun xarici valent örtüyündə 4 elektron vardır ki, bunlar atomun kimyəvi xassələrilə birlikdə kristallarda daxili əlaqələri təmin edir. Kristalda hər bir atom başqa dörd atomla rəbitəli olur və hər bir rəbitə isə qonşu atomlara məxsus olan elektronla yaradılır.

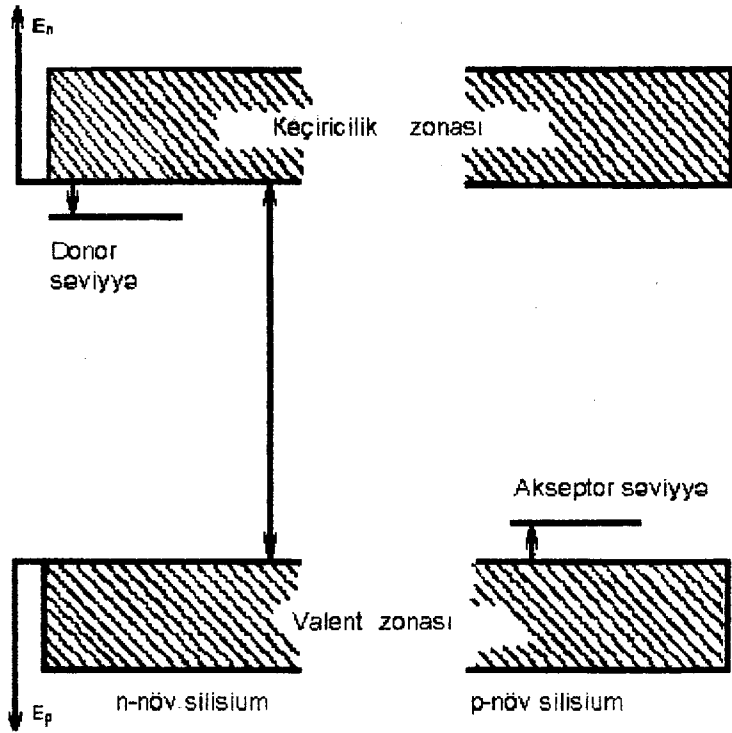
Real şəraitdə (məsələn, otaq temperaturunda) kristallarda istilik hərəkəti nəticəsində bəzi elektronların öz əlaqəsini itirməsi nəticəsində sərbəst elektronlar əmələ gəlir. Həmin elektronların əvvəlki yerləri boş qalır ki, buna deşiklər deyilir. Deşiyə qonşu rəbitədəki elektron keçməsi ilə həmin deşik yükdaşıyıcısı kimi öz yerini dəyişə bilər. Beləliklə, istilik hərəkəti nəticəsində kristalda mənfi və müsbət yükdaşıyıcılar yaranır. Lakin real kristallarda müəyyən mərkəzlər olur ki, bunlar ya elektronları, ya da deşikləri tutur və sərbəst halda yalnız müsbət və ya yalnız mənfi yükdaşıyıcılar qalır. Bu halda yükdaşıyıcıların sayı kristalın temperaturundan kəskin asılı olur:

$$n = Ae^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

burada n -kristalın vahid həcmindəki yükdaşıyıcıların sayı, A -verilmiş kristala aid olan əmsal $\left(A \sim T^{3/2}\right)$, ΔE -qadağan olunmuş zonanın enidir.

Yarımkəçirici kristalların keçiriciliyi başqa kimyəvi element aşqarının olmasından çox asılıdır. Mendeleyevin dövrü sistemindeki beşinci qrup elementləri silisiumda elektron keçiriciliyi, üçüncü qrup elementləri isə dəşik keçiriciliyi yaradırlar. Belə ki, beşinci qrup atomu kristalda silisium atomlarından birini əvəz etdikdə həmin beşvalentli atomun 4 elektronu daxili əlaqələrin yaranmasında iştirak edir, bir elektron isə təqribən sərbəst qalır (həmin elektronun kristalda əlaqəsi $0,01eV$ yaxın olur). Zona nəzəriyyəsinə görə 5-ci elektron keçiricilik zonasının çox yaxınlığında yerləşir (şəkil 14a) və həmin zonaya keçmək üçün çox az enerji tələb olunur. Ona görə də istilik hərəkətində alınan enerjiyə görə, praktiki olaraq beşvalentli aşqarların bütün sərbəst elektronları keçiricilik zonasına keçərək silisiumun elektron keçiriciliyini təmin edir. Bu növ aşqarlar donor və elektron keçərəciliyinə malik olan yarımkəçiricilər n - yarımkəçiricilər adlanır. Bunun kimi də, üçüncü qrup aşqar elementlərinin dəşik keçiriciliyi yaratmasını göstərmək olar. Bu halda zona nəzəriyyəsinə görə aşqar atomda alınan deşiyin enerji

səviyyəsi silisiumun valent zonasının yuxarı kənarına yaxın yerləşir (şəkil 14b). Beləliklə, valent elektronlarından birinin dəşiyə keçməsi asanlaşır. Deşik keçiriciliyi yaradan aşqarlar akseptor və deşikli yarımkəçiricilər isə p - növ yarımkəçiricilər adlanır.



Şəkil 14. Aşqarlı yarımkəçiricilərdə enerji zonalarının paylanması.

Elektronlar istilik hərəkətinin təsiri ilə asanlıqla keçiricilik zonasına keçib, əlavə elektron keçiriciliyə emələ gətirir. Belə qatışıq olan n -növ silisium elektrik

cərəyanını başlıca olaraq elektronların hərəkəti hesabına keçirir.

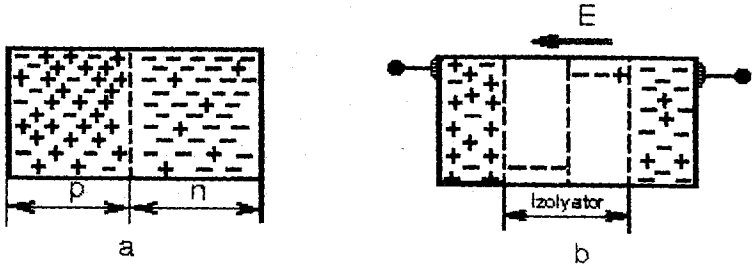
Silisiyuma az miqdarda üçvalentli element qatışıq, məsələn, bor əlavə etsək (akseptor qatışıq) onda p -növ silisium alınır. Bu halda qatışıq (akseptor) səviyələr valent zonasının yaxınlığında yarandığından, oradan elektronları zəbt edir və beləliklə əlavə dəşik konsentrasiyası əmələ gətirirlər. Belə p -növ tipli silisium elektrik cərəyanını əsasən dəşiklərin hesabına keçirir.

Qadağan olunmuş zonada yaranan hər iki n və p növlü enerji səviyyələri (bunlar lokalizə edilmiş mərkəzlər də adlanır) yalnız qatışıqlar hesabına deyil, həm də kristallik qəfəsdəki defektlər hesabına yararır. Defektlərlə yaranan mərkəzlər yükdaşıyıcılar üçün bir növü tələ rolunu oynayır, yəni onlar müəyyən vaxta qədər həmin mərkəzlər tərəfindən tutulur, sonra uyğun zonalara qaytarılır və yenidən elektrik-keçirmədə iştirak edirlər. Bundan başqa mərkəzlərdə elektron və dəşiklərin bir hissəsi rekombinasiya edə bilər.

Tarazlıqda olan sərbəst yükdaşıyıcıların çox olması əslində sayğacın keyfiyyətini aşağı salır. Belə ki, xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə həmin yükdaşıyıcılar qaranlıq cərəyanı yaradar, bu isə sayğacın əlavə fonu deməkdir. Ona görə də sayğac üçün istifadə olunan ən keyfiyyətli yarımkeçirici tarazlıqda olan

sərbəst yükdaşıyıcıların az olduğu və ya böyük ρ xüsusi müqaviməti olan yarımkeçiricidir. Real kristallarda həmişə az miqdarda başqa aşqarlar olduğundan onların xüsusi müqaviməti böyük olmaya bilər. Eləcə də, təmiz yarımkeçiricilərin xüsusi müqaviməti az olur. Məsələn, germanium üçün otaq temperaturunda $\rho \sim 600m \cdot sm$ -dir.

Nüvə şüalanması sayğaclarında istifadə etmək üçün yarımkeçiricilərdə xüsusi müqaviməti böyük olan oblast yaradılır. Hal-hazırda belə oblast $p-n$ -keçidləri yaratmaqla alınır. Bunun mahiyyətini təsəvvür etmək üçün fərz edək ki, iki germanium kristalı: n -germanium və p -germanium vardır. Əgər bu kristalları bir-birinə sıx birləşdirsək (şəkil 15a), onda toxunma səthində elektronların n -germaniumdan p -germaniuma və deşiklərin p -germaniumdan n -germaniuma diffuziyası baş verir. Bu isə müsbət donor ionlarının n -oblastında və mənfi akseptor ionlarının p -oblastında çoxalmasına səbəb olar. Onda $n-p$ oblastlarının sərhəddində yaranan kontakt potensialları fərqi yükdaşıyıcıların diffuziyasına əks təsir göstərir və potensialın müəyyən qiymətində diffuziya tam kəsilir. Beləliklə, sərhəddin yaxınlığında yükdaşıyıcılardan təmizlənmiş müəyyən oblast (buna bağlayıcı qat da deyilir) yaranır ki, bu oblastın xüsusi müqaviməti nisbətən çox böyük olur (şəkil 15 b).



Şekil 15. pn keçiddə yoxsullaşmış oblastın alınması. a- birləşmə anına qədər, b-birləşmədən sonra.

Geniş yayılmış detektorlardan biri pn keçidli silisium detektorlarıdır. Bu detektorlar donor atomlarının p -növ kristala diffuziyası ilə alınır. pn keçidləri sərhəddində hər növ yükdaşıyıcılar (elektronlar və deşiklər) qonşu oblasta diffuziya etməyə çalışır ki, bu da p oblastından n oblastına cərəyan axmasına səbəb olur. Bu halda sərhəddə 0,5V tərtibində kontakt potensiallar fərqi əmələ gəldiyindən cərəyan praktiki olaraq kəsilir.

Əgər kristalı xarici elektrik mənbəinə birləşdirsək, onda mənbənin V gərginliyi praktiki olaraq tamamilə bağlayıcı qata verilir. Adətən bu gərginliyə sürüşmə gərginliyi deyilir və V_c ilə işarə edilir. Burada iki hal ola bilər.

1. elektrik mənbəinin müsbət qütübü p -laya birləşir
2. elektrik mənbəinin müsbət qütübü n -laya birləşir.

Birinci halda xarici sahə (V) daxili sahənin (V_0) əksinə yönələr, onu zəiflədər və keçiddəki yekun sahə:

$$V_1 = V_0 - V$$

olar. Keçidin belə birləşməsi düzünə birləşmə adlanır və bu halda keçidin eni azalmalıdır:

$$l = l_0 \sqrt{\frac{V_0 - V}{V_0}}$$

və $V \geq V_0$ olduqda keçid yox ola bilər.

İkinci halda xarici və daxili sahələr eyni istiqamətdə təsir edir, yekun sahə:

$$V_1 = V_0 + V$$

olur və bunun nəticəsində $p-n$ keçidi genişlənməlidir. Belə birləşmə tərsinə birləşmə adlanır və bu halda keçidin eni aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$l = l_0 \sqrt{\frac{V_0 + V}{V}}$$

$V \gg V_0$ olduqda isə keçidin eni çox böyük olar.

pn keçidli yarımkəçirici detektorlarda xarici sahə həmişə tərsinə birləşdirilir və beləliklə keçidin tutumu azalır. Bu çox mühüm şərtidir. Belə ki, zərrəciyin yaratdığı impulsun amplitudu tutumdan asılı olur:

$$U_c = \frac{Q}{C}$$

burada Q -elektrik yükünün miqdarıdır.

Yüklü zərrəcik yoxsullaşmış oblasta (bağlayıcı

qata) düşdükdə öz yolunda çox sayda yükdaşıyıcılar – elektron və deşiklər yaradır. Zərrəciklərin enerjisinin təyin edilməsindəki statistik xəta yaranmış yükdaşıyıcıların N sayından asılıdır (statistik xəta $N^{-1/2}$ -a bərabərdir, bax III), deməli, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, yarımkeçirici detektorlarda energetik ayırdetmə qabiliyyəti başqa detektorlarınkına nisbətən çox yüksək olmalıdır.

Yüklü zərrəciyin əmələ gətirdiyi sərbəst yükdaşıyıcıları xarici elektrik sahəsinin təsirilə uyğun elektrodlara toplanır. Yüklərin tam yığılmasında cütlərin rekombinasiyası prosesi də nəzərə alınmalıdır. Bu proses xüsusilə, güclü ionlaşdırıcı zərrəciklər - protonlar, α -zərrəciklər, bölünmədən alınan qəlpələr üçün mühüm rol oynayır. Belə ki, bu halda yaranan cütlərin sıxlığı adətən çox yüksək olur (təqribən 10^{16} - 10^{19} cüt/sm³). Zəif ionlaşdırıcı zərrəciklər üçün isə yükdaşıyıcıların vakant mərkəzlər (tələlər) tərəfindən tutulması əsas prosesdir. Lakin bu proseslər nəzərə alınmasa, onda elektrodlara yığılan yükün miqdarı $Q = Ne$ (N -əmələ gələn yükdaşıyıcılar cütünün sayı; e -elektronun yüküdür) düşən zərrəciyin enerjisi ilə mütənasib olar.

Yoxsullaşmış oblastın ℓ -eni, yarımkeçiricinin ρ -xüsusi müqaviməti və pn keçidinin deşilmə gərginliyi ilə məhdudlaşır. Ona görə də monoenergetik zərrəcikləri qeyd etdikdə keçiddəki V_c sürüşmə gərginliyini

artırdıqca ℓ eni artır və impulsun amplitudu böyüyür. ℓ eni zərrəciyin qaçış məsafəsinə bərabər olduqda V_c sürüşmə gərginliyinin sonrakı artması ilə amplitud artmır və V_c gərginliyindən asılı olaraq doyma halına keçir. Ona görə də siqnalı gücləndirmək üçün həssas gücləndirici önlüyündən istifadə edirlər. Onda detektorda əmələ gələn elektrik yükünün qiyməti ancaq düşən zərrəciyin enerjisindən asılı olduğundan, gücləndirici önlüyündən alınan siqnalın amplitudu girişə verilən yükün qiymətilə mütənasib olmalıdır.

Yükdaşıyıcıların detektorun elektroduna yığılma vaxtı $\tau = \frac{l}{\mu E}$ (μ -yükdaşıyıcının yürüklüyü, E-yoxsullaş-

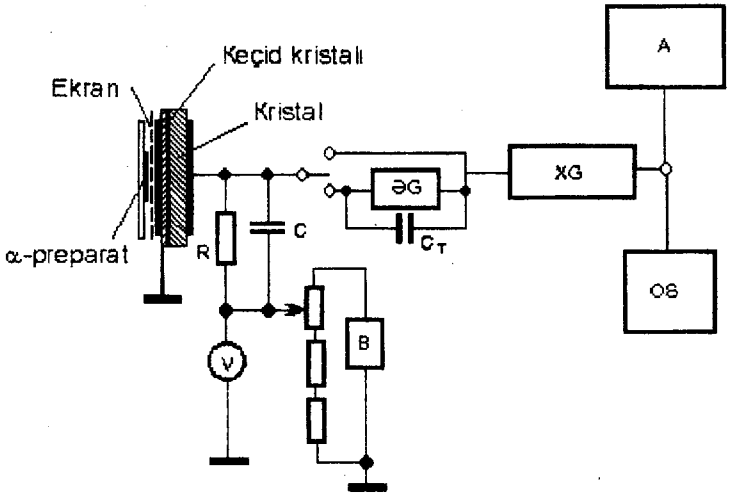
mış oblastda elektrik sahəsinin intensivliyidir) siqnalın artma müddətini təyin edir. Xarakter hal üçün $l = 100mk$, $\mu = 10^3 \frac{sm}{\delta \cdot san}$, $E = 10^3 \frac{B}{san}$ olduqda τ vaxtı 10^{-8} - 10^{-9} san tərtibində alınır.

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, yarımkəçirici detektor və gücləndirici önlüyündən ibarət sistemin enerjiyə görə ayırdetmə qabiliyyəti bir neçə faktordan asılıdır. Bunlardan, ölçmənin statistik dəqiqliyini, kristalın yoxsullaşmış oblastında və gücləndirici önlüyündə əmələ gələn müxtəlif fon elektrik siqnallarını, yükün yığılmasındakı fluktusiyanı və s. göstərmək olar. Məsələn, enerjisi $5MeV$ olan α -zərrəcik üçün ən yaxşı energetik ayırdetmə $10-12KeV$ tərtibində, yeni təqri-

bən 0,2% olacaqdır.

Bu işdə məqsəd np və ya pn keçidli yarımkeçirici detektorun spektrometrik rejimdə işləməsini tədqiq etməkdir.

Laboratoriya qurğusu. Qurğunun blok-sxemi şəkil 16-da göstərilmişdir.



Şəkil 16. Yarımkeçirici detektorun qoşulma blok-sxemi.

Tədqiq olunan detektorla metal altlıq üzərinə nazik lay şəklində çökdürülmüş Pu_{94}^{239} -preparatı biri-birindən çox kiçik məsafədə (2-3 mm) elə yerləşdirilir ki, bunların arasına qoruyucu ekran daxil etmək mümkün olsun. Qoruyucu ekran (nazik metal lövhə) detektor üzərinə α -zərrəciklərin ancaq iş prosesində düşməsini təmin edir və ona görə iş zamanı kənar

edilir.

Detektorun elektrodlarına quru qalvanik batareyadan gərginlik bölücüsü vasitəsilə V_c sürüşmə gərginliyi verilir. Bölücü vasitəsilə gərginliyin qiyməti dəyişdirilə bilər və detektora verilən gərginlik V voltmetri vasitəsilə ölçülür.

Detektordan alınan impulslar birbaşa və ya yükə görə tərs əlaqəsi olan xüsusi əlavə gücləndirici (ƏG) vasitəsilə gücləndirmə əmsalı 10^3 tərtibində olan xətti gücləndiriciyə verilir. Birinci halda xətti gücləndiricinin

girişindəki impulsun amplitudu $U = \frac{Q}{C}$ nisbəti kimi təyin

edilir (burada Q -keçid oblastında qeyd olunan zərreçiyin yaratdığı yük, C -yığıcı elektrodun yerə nəzərən tutumu və ya praktiki olaraq detektorun C_D tutumudur).

İkinci halda isə əlavə gücləndiricinin çıxışında impulsun amplitudu k dəfə girişindəkindən böyükdür. (k -tərs əlaqəsi olmayan qurğunun gücləndirmə əmsalıdır).

Ona görə də Q yükü C_t tərs əlaqə tutumu ilə yığıcı elektrodun tutumu arasında $k:1$ nisbətində paylanır. k kifayət qədər böyük olduğundan ($k = 100 \div 1000$) tərs əlaqəli əlavə gücləndiricinin çıxışında impulsun amplitudu $C \approx C_t$ tutumu ilə deyil, tərs əlaqənin C_t

tutumu ilə təyin olunur və $U_{\max} = \frac{Q}{C_t}$ olur. Xətti güclən-

diricinin çıxışında alınan impulslar kanallarının sayı

50 ÷ 100 olan amplitud analizatoruna verilir. İmpulsları müşahidə etmək üçün xətti gücləndiricinin çıxışına paralel olaraq ossilloqraf birləşdirilir. Detektorun tutumunu ölçmək üçün standart tutumölçəndən istifadə olunur.

İşin görülmə qaydası. Bütün cihazları dövrəyə, yığıcı elektrodu isə xətti gücləndiricinin girişinə qoşmalı. Qoruyucu ekranı kenar etməli. Detektora işçi sürüşmə gərginliyi verməli (bu gərginlik detektorun pasportunda göstərilən miqdarda olmalıdır). Xətti gücləndiricinin güclənmə əmsalını az-az artırmaqla impulsun amplitudunu ehtiyatla qiymətə çatdırmaq lazımdır ki, bu impuls ossilloqrafın ekranında müşahidə edilsin (ossilloqraf gözləmə rejimində olmalıdır).

Bu halda impulsun artma və davamətme vaxtlarını qiymətləndirməli. İmpulsun formasına uyğun olaraq xətti gücləndiricinin vaxt parametrlərini düzəltməli.

İmpulsun amplitudunun detektorun sürüşmə gərginliyindən asılılığı. Detektora verilən sürüşmə gərginliyinin bir neçə qiyməti üçün impulsların amplituda görə paylanmasını ölçməli. Ölçmə vaxtını ehtiyatla seçmək lazımdır ki, paylanmanın maksimum qiymətinə uyğun olan statistik xəta 3%-dən çox olmasın. V_c -sürüşmə gərginliyinin həmin qiymətləri üçün detektorun C_d -tutumunu ölçməli.

Əlavə gücləndirici olduğu halda impulsun amplitudunun detektorun sürüşmə gərginliyindən asılılığı. Qurğuya, yükə görə tərs əlaqəsi olan əlavə gücləndirici daxil etməli. Bu hal üçün detektorun sürüşmə gərginliyinin bir neçə qiyməti üçün impulsların amplituda görə paylanmasını ölçməli.

Nəticələrin işlənilməsi. Birinci variant üçün (əlavə gücləndirici olmadığı hal) impulsların amplitud paylanması əyrisinin maksimumuna və xətti gücləndiricinin uyğun gücləndirmə əmsalına əsasən müxtəlif sürüşmə gərginliklərindən impulsun amplitud qiymətini hesablamaq. İmpulsun amplitudunun detektorun V_C sürüşmə gərginliyindən asılılıq əyrisini qurmaq. Keçidin potensial çəpərinin V_0 xüsusi hündürlüyünü qiymətləndirməli. Detektor maddəsinin müqavimətini bilərək müxtəlif V_C sürüşmə gərginlikləri üçün keçid oblastının qalınlığını qiymətləndirməli.

${}_{94}\text{Pu}^{239}$ - preparatın buraxdığı α -zərrəciklərin yaratdığı impulsun gözlənilən amplitud qiymətini hesablamaq. Amplitudun gözlənilən qiymətinin detektorun sürüşmə gərginliyindən asılılıq əyrisini qurmaq və uyğun eksperimental əyri ilə müqayisə etməli.

Birinci və ikinci variant birləşmələr üçün (ikinci variantda əlavə gücləndiricinin k gücləndirmə əmsalı verilir) impulsların amplitudlarını müqayisə etməli və tərs əlaqənin C_T tutumunu qiymətləndirməli. Tərs

elaqə sxemi olduğu üçün (ikinci variant) impulsların amplitudunun detektorun V_c sürüşmə gərginliyindən asılılıq əyrisini qurmalı. Hər iki variant üçün $V = f(V_o)$ asılılığını müqayisə etməli.

İkinci variant sürüşmə gərginliyinin işçi qiymətində impulsların amplitudlarının paylanma əyrisini qurmalı və detektorun enerjiyə görə ayırdetmə qabiliyyətini qiymətləndirməli.

İş №-5. Üst-üstə düşmə sxeminin tətqiqi.

Ümumi məlumat. Nüvə hadisələrinin öyrənilməsində vaxt münasibətlərinin müəyyən edilməsi vacib məsələlərdən biridir. Vaxt analizi vasitəsilə başqa üsullarla öyrənilməsi mümkün olmayan mühüm faktlar müəyyən edilir. Burada ən sadə hal üst-üstə düşmə sxeminin köməyi ilə eyni vaxtda baş verən hadisələrin seçilməsidir. Üst-üstə düşmə sxeminin vasitəsilə, eləcə də, müəyyən nüvə reaksiyası nəticəsində bu və ya digər zərrəciyin yaranması, bir-birindən asılı olaraq zərrəciklərin, bucağa görə paylanması, müəyyən istiqamətdə zərrəciklərin alınması və s. bu kimi faktları öyrənmək olur. Hal-hazırda, nüvə fizikasında demək olar ki, heç bir eksperiment üst-üstə düşmə sxemi tətbiq edilmədən aparılmır.

Üst-üstə düşmə sxemi tətbiq olunan qurğu, bir neçə girişi və bir neçə çıxışı olan elektron cihazıdır. Cihazın girişlərinə nüvə şüalanmasını qeyd edən sayğaclarlardan elektrik impulsları verilir. Çıxış impulsu yalnız giriş impulslarının eyni vaxtda və ya müəyyən vaxt intervalında (gecikmə vaxtı) daxil olduğu halda alınır. İmpulsların eyni vaxtda alınması bir qədər şərti xarakter daşıyır. Belə ki, hətta eyni bir zərrəcik iki detektordan keçdikdə belə, onların qeyd edilmə vaxtı müxtəlif olmalıdır. Bu, bir tərəfdən zərrəciyin detektorlar arasındakı məsafəni keçmə vaxtı, digər tərəfdən isə hər bir detektorda impulsların formalaşma vaxtı (elektronların anoda doğru yürüş vaxtı)

ilə əlaqədardır. Bundan başqa detektorlarda alınan impulsar üst-üstə düşmə sxeminde müxtəlif gecikməyə uğrayırlar. Ona görə də üst-üstə düşmə sxemi sırf eyni vaxtda alınan impulsarı deyil, biri-birinə nisbətən müəyyən qədər gecikən siqnalları qeyd edir. Beləliklə, impulsaların maksimal gecikmə vaxtı τ_0 olarsa, həmin impulsların qeyd olunması üçün üst-üstə düşmə sxeminin ayırd etmə vaxtı $\tau_c \geq \tau_0$ olmalıdır. Lakin τ_c vaxtının böyük olması sxemin təsadüfi impulsarı qeyd etmə ehtimalını artırır. Bundan başqa sayğaclarla tədqiq olunan zərrəciklərdən əlavə τ_c vaxtına uyğun gələn təsadüfi zərrəciklərin düşmə ehtimalı da vardır. Bəzi hallarda təsadüfi impulsaların sayı əsas effektdən çox da ola bilər. Ona görə də təcrübədə təsadüfi zərrəciklərin impulslarını əsas effektə əlaqədar olan impulslardan fərqləndirmək lazım gəlir. Bunun üçün göstərmək olar ki, əgər ikiqat üst-üstə düşmə sxeminin girişlərinə daxil olan impulsların tezliyi n_1 və n_2 olarsa və bu impulsar zamana görə statistik paylanmışsa, onda vahid zamandakı təsadüfi üst-üstə düşmələrinin sayı

$$n_T = 2n_1n_2\tau_c$$

olar. τ_c sxemin ayırdetmə vaxtıdır. Buradan görünür ki, sxemin vaxtının təyin edilməsi vacib məsələdir.

Əgər sxemin girişinə müəyyən formalı və sabit amplitudlu impulsar daxil olarsa, onda τ_c vaxtı asanlıqla təyin edilə bilər. Bunun üçün cüt impulsar verən genera-

tordan üst-üstə düşmə sxeminin girişinə müəyyən impuls- lar verib və impuls- lar arasındakı gecikmə vaxtını çıxışdakı impuls- lar sayı yox oluncaya qədər artırmaq lazımdır. Onda impuls- ların sxemdə qeyd olunduğu maksimal vaxt τ_c -yə bərabər olacaqdır.

Lakin sxemin girişlərinə impuls- ları formalaşmadan, yeni detektorlardan birbaşa verdikdə, τ_c vaxtının təyin olunması çətinlik törədir. Bu halda müəyyən bir τ_c vaxtından danışmaq olmaz. Belə ki, τ_c vaxtı sxemin girişinə daxil olan impuls- ların forma və amplitudasından asılı olacaqdır. İmpuls- ların uzanma vaxtı və amplitudasının artması adətən sxemin τ_c vaxtının artmasına gətirir. Bu halda sxemin orta τ_c vaxtı yuxarıdakı düsturun köməyi- lə təyin edilə bilər. Düstura uyğun olaraq ayrı-ayrılıqda n_T təsadüfi üst-üstə düşmələrin sayı, n_1 və n_2 say sürətləri təyin edildikdən sonra τ_c hesablanır.

τ_c -nin təyin edilməsinin ən universal üsulu gecikmə üst-üstə düşmə əyrisinin çıxarılmasıdır. Bunun üçün giriş kanallarından birinə gecikmə xətti daxil edilir və gecikmə vaxtından asılı olaraq üst-üstə düşmə say sürətlərinin asılılığı alınır. Alınan asılılıq əyrisinin yarım-hündürlüyünün eni $\overline{\tau_c}$ kimi qəbul edilir (bu fiziki ayırdetmə vaxtı adlanır).

Bu laboratoriya işində gecikmə əyrisinin alınması, müxtəlif üsullarla üst-üstə düşmə sxeminin fiziki və elektrik ayırdetmə vaxtlarının təyin edilməsi tələb olunur.

Laboratoriya qurğusunun təsviri. Üst-üstə düşmə sxemini tədqiq etmək üçün tələb olunan laboratoriya qurğusu tədqiq olunan üst-üstə düşmə sxemindən, köməkçi impulsar generatorundan, standart say qurğusundan, gözləmə rejimində işləyən ossilloqrafdan ibarətdir.

Üst-üstə düşmə sxemi kimi diod variantında olan Qarvin sxemindən istifadə olunur. Sxemin çıxışından impulsar diod diskriminatoruna və sonra da gücləndiriciyə verilir. Diod diskriminatoru üst-üstə düşmə impulsarını amplitudu nisbətən kiçik olan başqa impulsarlardan seçmək üçündür. Diodun bağlama gərginliyini potensiometr vasitəsilə dəyişdirmək olar. Gücləndiricinin çıxışından impulsar say sistemine daxil olur. Üst-üstə düşmə sxeminin girişində detektordan gələn impulsarın formasını dəyişmək üçün xüsusi sxem nəzərdə tutulmuşdur. Bu sxem impulsarın amplitudunu sabit saxlamaqla uzanma vaxtını qısaltmağa imkan verir.

Üst-üstə düşmə sxeminin kanallarından birinə idarə oluna bilən gecikmə xətti adlanan dövrə hissəsi daxil edilmişdir. Həmin dövrə hissəsinin köməyiylə sxem üçün gecikmə əyrisi çıxarılır. Sxemin girişlərinə impulsar ssintilyasiya sayğaclarından və ya impulsar generatorundan verilə bilər.

Ölçmə qaydası. Qurğu ilə tanış olmalı. Cihazları qoşub 10 dəqiqə qızdırmalı. Ossilloqrafa köməkçi generatorundan sinxronlayıcı impuls verməli. Ossilloqrafı amplituda görə kalibrovka etməli. Sayğaclarla yüksək işçi gərginliyi verdikdən sonra aşağıdakı işləri görmək lazımdır.

1. Üst-üstə düşmə sxeminin elektrik parametrlərinin öyrənilməsi. Sxemin girişini köməkçi generatora, çıxışını isə ossilloqrafa qoşmalı. Girişdəki impulsların uzanma vaxtını 1 mksan etməli. İmpulsar arasındakı vaxt sürüşməsinə dəyişməklə (0-dan 1,5 mk san qədər) ossilloqraf vasitəsilə üst-üstə düşmə sxeminin işini nəzərdən keçirməli.

Üst-üstə düşmə və düşməmə halında impulsların uyğun olaraq A_1 və A_2 amplitudalarını ölçməli və

$$\rho = A_1 / A_2 \text{ seçmə əmsalını hesablamalı.}$$

Diskriminasiya səviyyəsini $U_g = 2 \div 3A_2$ tertibində qoymalı və sonra dəyişməməli.

Sxemin τ_c ayırdetmə vaxtını təyin etmək üçün sxemin çıxışını say sistemine qoşmalı. Köməkçi generatorundan girişlərə impulslar verməklə və impulsların uzanma vaxtını dəyişməklə, impulsun hər bir uzanma vaxtı üçün sxemin ayırdetmə vaxtını təyin etməli. Bu halda τ_c vaxtı üst-üstə düşmə saylarının kəsildiği gecikmə vaxtı

kimi götürülmüşdür. Alınan nəticələri cədvəl şəklində yazmalı.

2. Üst-üstə düşmə sxeminin fiziki parametrlərinin öyrənilməsi. Sxemin girişlərini ssintilyasiya detektorlarına qoşmalı. Kanalların birində yerləşdirilmiş gecikdirici xəttin köməyiylə giriş impulslarının müxtəlif uzanma vaxtları üçün sxemin gecikmə əyrilərini çıxarmalı. Gecikmə üst-üstə düşmə əyrilərindən sxemin vaxtlarını təyin etməli və alınan qiymətləri uyğun elektrik parametrləri ilə müqayisə etməli.

Giriş impulslarının uzanma vaxtından asılı olaraq gecikmə əyrilərinin formasının dəyişməsinə izah etməli.

3. Təsadüfi üst-üstə düşmələrin tədqiqi. Əvvəlki ölçmələrə uyğun olaraq sxemin ayırdetmə vaxtını müəyyən etməli. Kanallardan birinə ayırdetmə vaxtına nisbətən böyük gecikmə vaxtı verməli və həqiqi üst-üstə düşmələri aradan qaldırmalı. Sayğacların yükü böyük olmadıqda heç bir təsadüfi üst-üstə düşmə sayları olmamalıdır.

Əlavə radioaktiv mənbə daxil etməklə sayğaclarla düşən zərrəciklərin sayını artırmalı. Sayğacların n_1 və n_2 say sürətlərini təsadüfi üst-üstə düşmə say sürətlərini ölçməli. Təsadüfi üst-üstə düşmə say sürətinin τ_c ayırdetmə vaxtından asılılığını tapıb $n_T = f(\tau_c)$ qrafikini qurmalı.

*İş №-6. Nazik preparatların beta
aktivliyinin təyini.*

Bu işdə preparatların β -aktivliyinin oturacaqli qaz-boşalma sayğacları vasitəsilə ölçülməsindən bəhs olunur. β -aktivliyin nazik və qalın preparatlarda dəqiq təyin olunması üçün lazımi düzəlişlərin verilmə üsulları təsvir olunur.

a) Məlum izotopdan ibarət olan nazik preparatın aktivliyi. Beta şüalanma mənbəyinin aktivliyini ölçmək üçün ən geniş yayılmış və dəqiq üsullardan biri oturacaqli sayğac vasitəsilə ölçmə üsuludur. Bu məqsədlə adi silindrik sayğaclardan istifadə etmək əlverişli deyildir. Belə ki, həmin sayğacların divarları qalın olduğu üçün β -şüalanmasının yumşaq komponenti əsasən udulur və bunu dəqiq nəzərə almaq mümkün olmur.

Oturacaqli sayğac vasitəsilə β -preparatın tam aktivliyini təyin etmək üçün həmin preparat sayğacın pəncərəsi qarşısında müəyyən məsafədə yerləşdirilir. Preparatın şüalanması ilə sayğacda alınan impulslar say sisteminə ölçülür. Lakin sayğac preparat tərəfindən buraxılan bütün β -zərrəcikləri qeyd etmir. Belə ki, sayğacın işçi

həcminə yalnız sayğacın pəncərəsinin sahəsi ilə hüdudlanmış cisim bucağı daxilində buraxılan zərrəciklər düşə bilər. Bu zərrəciklərin bir hissəsi yoldakı hava qatında və sayğacın nazik slyuda pəncərəsində udulur. Digər tərəfdən sayğaca düşən zərrəciklərin intensivliyi elə olsa ki, ardıcıl zərrəciklər arasındakı vaxt intervalı sayğacın fəaliyyətsiz vaxtından az olsun, bunlar bir zərrəcik kimi qeyd olunur. Preparat qalın olduqda isə buraxılan zərrəciklərin bir hissəsinin preparatda udulma və səpilməsi baş verir. Bundan əlavə, sayğac təkə preparatdan düşən zərrəcikləri deyil, həm də kosmik şüaları, yerin və ətraf əşyaların verdiyi qamma şüalanmasını da qeyd edir.

Yalnız nazik hesab edilən preparat üçün lazımi düzəlişləri verməklə mütləq aktivliyi nisbətən dəqiq təyin etmək olar. Nazik preparat isə, şərti olaraq, qalınlığı məxsusi beta şüalanmasını yarımudma qalınlığından təqribən 200 dəfə az olan ($d < 200\Delta$) preparat hesab olunur. Belə preparatın daxilində udulma 1%-dən az olur və onu nəzərə almamaq olar.

Nazik preparatın aktivliyini təyin etdikdə sayğacın fəaliyyətsiz (ölü) vaxtına, cisim bucağına, fona, beta zərrəciklərin havada və sayğacın pəncərəsində udulmasına

və zərrəciklərin preparatın yerləşdiyi altlıqda əks olunmasına düzəlişlər vermək lazımdır.

Sadə spektrli, yalnız bir β -radioaktiv izotoplardan ibarət olan nazik preparatın aktivliyinin ölçülməsi üçün düzəlişlərin verilmə üsullarına baxaq.

Heyger-Müller sayğaclarının ayırdetmə vaxtı nisbətən böyük olduğundan ($3 \cdot 10^{-4}$ san), həmin vaxta düzəliş vermək lazımdır. Bu halda məlum τ ayırdetmə vaxtı və qeyd edilən N say sürətinə görə sayğacın işçi həcminə düşən zərrəciklərin N_o say sürətini təyin etmək olar:

$$N_o = \frac{N}{1 - N\tau}$$

Say sürəti təqribən 100 imp./san-dən kiçik olduqda ayırdetmə vaxtına düzəliş verməmək olar. Böyük say sürətlərində isə bu düzəlişi vermək lazımdır.

Başqa sayğaclarında olduğu kimi, oturacaq qazboşalma sayğacları da müəyyən fona malikdir. Sayğacın fonu – preparat olmadıqda sayğacın qeyd etdiyi say sürətidir ki, bu da kosmik şüalar, yerin, laboratoriyanın divarlarının və ətraf əşyaların buraxdığı γ -şüalarla əlaqədardır. Sayğacı, divarının qalınlığı 4–5 sm olan qurğuşun evciyə daxil etdikdə fon iki-üç dəfə azalır. Evciyin di-

varlarından beta və qamma şüalarının sèpilməsini azaltmaq üçün divarların daxili səthi alüminium və ya pleksiqlas təbəqəsi ilə örtülür.

Beta zərrəciklərlə birlikdə γ -kvantlar buraxan preparatlar üçün γ -kvantların bir hissəsinin qeyd edilməsi nəticəsində sayğacın fonu artmış olur. Ümumi fonu təyin etmək üçün preparatla sayğac arasında β -zərrəciklərini tam udan və γ -şüalanmanı isə təqribən zəiflətməyən müəyyən qalınlıqlı alüminium və ya pleksiqlal lövhəsi qoyulur və N_f say sürəti ölçülür. Onda, vahid zamanda sayğacın işçi həcminə düşən beta zərrəciklərin sayı:

$$N_\beta = N_o - N_f \text{ olar.}$$

Cisim bucağına düzəliş kimi sayğacın işçi həcmi istiqamətində buraxılan zərrəciklərin N_o sayının bütün istiqamətlərdə buraxılan N_t tam sayı nisbəti götürülür:

$$\omega = \frac{N_o}{N_t}$$

Adətən, radioaktiv preparatlar müəyyən disk şəklində hazırlanır və ya dairəvi lay şəklində altlığın üzərinə çökdürülür. Belə preparatlar üçün (preparatın mərkəzi sayğacın oxu üzərində və səthi həmin oxa perpendikulyar

olduqda) cisim bucağına düzəliş (ω) cədvəl 5-dən götürülür.

Cədvəl 5. Cisim bucağına verilən düzəlişlər (r_0 -sayğacın pəncərəsinin radiusu, r_p -preparatın radiusu, h -preparatla sayğacın pəncərəsi arasındakı məsafə).

$\frac{r_p}{r_0 - h}$	0,0	0,25	0,50	0,75	1,0	1,25	1,5
0,0	0,500	0,500	0,500	0,500	0,500	0,320	0,227
0,1	0,450	0,449	0,445	0,428	0,419	0,286	0,213
0,2	0,402	0,400	0,392	0,364	0,345	0,253	0,187
0,4	0,314	0,312	0,300	0,264	0,240	0,197	0,159
0,5	0,276	0,273	0,262	0,230	0,206	0,175	0,145
0,6	0,246	0,242	0,229	0,190	0,181	0,158	0,133
0,8	0,188	0,185	0,176	0,155	0,143	0,127	0,112
1,0	0,146	0,145	0,138	0,122	0,115	0,102	0,0870
1,25	0,144	0,143	0,0985	0,0960	0,0874	0,0800	0,0635
1,5	0,0810	0,0809	0,0778	0,0750	0,0700	0,0647	0,0584
2,0	0,0527	0,0525	0,0511	0,0501	0,0466	0,0448	0,0424
2,5	0,0354	0,0353	0,0348	0,0332	0,0326	0,0320	0,0302
3,0	0,0256	0,0255	0,0250	0,0242	0,0240	0,0238	0,0230
3,5	0,0197	0,0196	0,0190	0,0188	0,0186	0,0180	0,0174
4,0	0,0150	0,0149	0,0146	0,0145	0,0143	0,0142	0,0140
5,0	0,0098	0,0097	0,0097	0,0095	0,0095	0,0094	0,0092

Bu düzəlişin qiymətini təyin etmək üçün preparatın r_p radiusunun sayğacın pəncərəsinin r_o radiusuna nisbətini (cədvəlin sütununu göstərir) və preparatla sayğacın pəncərəsi arasındakı h məsafəsinin r_o radiusuna nisbətini (cədvəlin sətrini göstərir) təyin etmək lazımdır.

Udulmaya verilən k düzəlişi kimi sayğacın pəncərəsi istiqamətində buraxılan N_β zərrəciklər sayının sayğaca çatan N_ω zərrəciklər sayına nisbəti götürülür:

$$k = \frac{N_\omega}{N_\beta}$$

β -şüalanmanın spektral tərkibi məlum olduğu halda udulmaya verilən k düzəlişini hesablamaq mümkündür. Belə ki, β -şüalanmasının maddədə udulma qanununa görə:

$$N_\beta = N_\omega \cdot 2^{-\frac{\rho d}{\Delta}}$$

yazmaq olar. Burada ρd - preparatla sayğac arasındakı mühitin mq/sm^2 -larla qalınlığı, Δ -yarım udulma qalınlığıdır. Onda,

$$k = N_\omega / N_\beta = 2^{\frac{\rho d}{\Delta}}$$

Məlum izotop üçün (beta spektrin sərhəd enerjisi məlum olan izotop) *Al* elementində müxtəlif sərhəd enerjiləri üçün Δ -yarımudulma qalınlığının qiyməti cədvəl 6-də verilmişdir.

Cədvəl 6. Beta spektrin müxtəlif sərhəd enerjiləri üçün alüminiumda beta zərrəciklərin yarımudulma qalınlıqları.

E, MeV	Δ , mq/sm ²	E, MeV	Δ , mq/sm ²	E, MeV	Δ , mq/sm ²
0,01	0,1	0,28	6,3	2,3	159
0,02	0,3	0,30	7,0	2,4	168
0,03	0,5	0,35	9,0	2,5	173
0,04	0,7	0,40	11,7	2,6	180
0,05	0,8	0,45	14,6	2,7	190
0,06	1,0	0,50	17,5	2,8	195
0,07	1,3	0,6	24	2,9	200
0,08	1,5	0,7	30	3,0	210
0,09	1,6	0,8	37	3,1	218
0,10	1,8	0,9	45	3,2	223
0,11	2,0	1,0	53	3,3	230
0,12	2,2	1,1	62	3,4	238
0,13	2,3	1,2	70	3,5	244
0,14	2,5	1,3	78	3,6	250
0,15	2,6	1,4	87	3,7	260
0,16	2,8	1,5	97	3,8	265
0,17	3,0	1,6	107	3,9	270
0,18	3,3	1,7	117	4,0	280
0,19	3,6	1,8	121	4,2	290
0,20	3,9	1,9	130	4,4	305
0,22	4,5	2,0	140	4,6	320
0,24	5,0	2,1	147	4,8	335
0,26	5,6	2,2	150	5,0	350

Uducu layın ρd qalınlığı isə aşağıdakı kimi təyin oluna bilər:

$$\rho d = \rho_h d_h + \rho_s d_s$$

burada $\rho_h d_h$ -preparatla sayğac arasındakı hava qatının qalınlığı, $\rho_s d_s$ sayğacın pəncərəsində olan slyudanın qalınlığıdır.

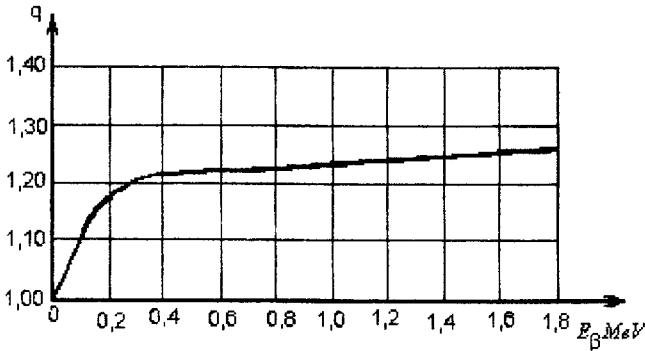
Yuxarıda göstərilənləri nəzərə alsaq, preparatın vahid zamanda bütün istiqamətlərdə buraxdığı β -zərrəciklərin sayını göstərən ifadə aşağıdakı kimi verilir:

$$N_o = \frac{N_\beta k}{\omega}$$

Lakin bu ifadə preparatın yerləşdiyi altlığın çox nazik olduğu hal üçün doğrudur. Altlıq nazik olduqda (yeni altlığın qalınlığı $1mq/sm^2$ -dən kiçik olduqda) β -zərrəciklərin həmin altlıqdan əks olunmasını nəzərə almamaq olar. Altlıq kifayət qədər qalın ($1mq/sm^2$ -dan çox) olduğu halda isə yuxarıda göstərilən düzəlişlərdən əlavə, altlıqdan əks olmaya da düzəliş vermək lazımdır.

Altlıqdan əks olmaya verilən q düzəlişi dedikdə altlıq olduğu halda preparatdan sayğacın pəncərəsinə doğru buraxılan zərrəciklərin sayının altlıq olmadığı haldakı zərrə-

cikler sayına nisbətı nəzərdə tutulur. q -düzəlişinin qiyməti altlığın qalınlığı, onun maddəsinin atom nömrəsi və beta spektrin sərhəd enerjisinin qiymətindən asılıdır. Altlığın qalınlığı artdıqca q də artır və qalınlıq beta zərrəciklərin qaçış məsafəsinin təqribən 0,2 hissəsinə bərabər olduqda doyma qiymətinə çatır. Şəkil 17-də qalın alüminium altlığı üçün ($d > 0,5mm$) q əmsalının beta spektrin sərhəd enerjisindən asılılığı qrafiki verilmişdir.



Şəkil 17. Al altlığı üçün əksolunmaya düzəliş.

Bunu nəzərə aldıqda preparatdan vahid zamanda buraxılan beta zərrəciklərin sayı aşağıdakı kimi olar:

$$N_o = N_{\beta} k / \alpha q$$

Beta zərrəciklər üçün oturacaq sayğacların effektivliyi 100%-ə yaxın olduğundan effektivliyə düzəliş verilmir. Əgər preparatdan yalnız radioaktiv parçalanmadan

alınan beta zərrəciklər buraxılırsa (konversiya elektronları iştirak etməsə), onda preparatın A aktivliyi N_0 qiymətilə üst-üstə düşür. Konversiya elektronları iştirak etdiyi halda isə A aktivliyini təyin etmək üçün N_0 sayına əlavə düzəliş vermək lazımdır.

Aktivliyin ölçülməsi 1% statistik xəta ilə olmalıdır (bax III). Əgər beta zərrəciklərin sayı fona nisbətən təqribən iki tərtib böyük olarsa, onda fonu bir tərtib az statistik xəta ilə ölçmək olar.

Bu işdə məqsəd ${}_{27}\text{Co}^{60}$ izotopundan ibarət olan nazik preparatın beta aktivliyini ölçməkdir. Radioaktiv ${}_{27}\text{Co}^{60}$ izotopu, diametri 10 mm olan nazik ləkə şəklində, diametri 20 mm olan alüminium disk üzərinə çökdürülmüşdür. Bu izotop üçün elektron zəbtinin olmaması və daxili konversiyanın az almasına görə aktivliyin təyində əlavə düzəliş verilməyə bilər və aktivliyin qiyməti olaraq, $A = N_0$ hesab etmək olar.

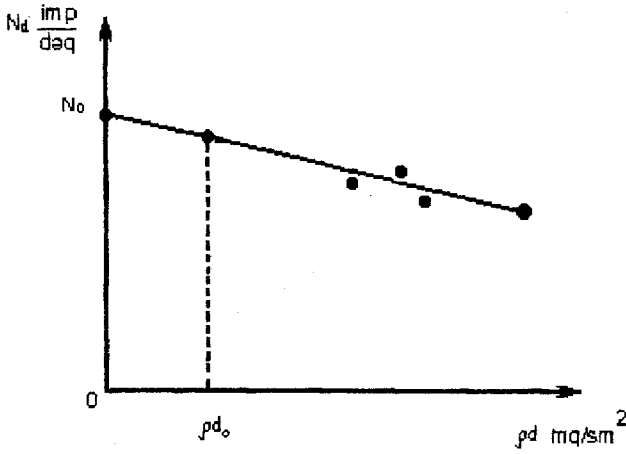
İşin görülmə qaydası. Oturacaqlı sayğaca yüksək gərginlik verməli. İşçi gərginliyin qiymətini sayğacın say xarakteristikasından təyin etməli (bax iş 2).

Aktivliyi təyin olunacaq preparatı sayğacın pəncərəsindən 2 – 3sm məsafədə yerləşdirməli.

1% statistik xəta ilə fonla birlikdə tam N_o və ayrıca N_f fon sayı sürətlərini (fonu ölçmək üçün preparatla sayğac arasına alüminium lövhə yerləşdirməli) ölçməli.

Yuxarıda təsvir edilən düzəlişləri verməklə preparatın beta aktivliyini təyin etməli.

b) Naməlum izotopdan ibarət nazik preparatın beta aktivliyi. Naməlum izotoplu nazik preparatların aktivliyini ölçdükdə sayğacın ayırdetmə vaxtına, fona, cisim bucağına veriləcək düzəlişlər işin a) bəndində olduğu kimi verilir. Lakin beta spektrin sərhəd enerjisi məlum olmadığından, beta zərrəciklərin udulmasına olan düzəlişi hesablama üsulu ilə vermək olmaz. Bu halda β -zərrəciklərin havada və slyudada udulmasına düzəlişi eksperimental üsulla, udulma əyrisinin başlanğıcını almaq və onu sıfırıncı qalınlığa ekstrapolyasiya etməklə verirlər. Bu məqsədlə preparatla sayğacın pəncərəsi arasına slyuda vərəqləri yerləşdirməklə sayğacın say sürətinin həmin vərəqlərin qalınlığından asılılığı ölçülür. Vərəqlər olmadıqda uducu lay olaraq sayğacın slyuda pəncərəsinin və hava qalınlığı götürülür (şəkil 18).



Şəkil 18. β -zərrəciklərin havada və sayğacın şlyuda pəncərəsində udulmasına düzəliş.

Bu işdə məqsəd nazik naməlum izotoplu preparatın aktivliyini təyin etməkdir. Altıq nazik olduğundan altıqdan əks olmaya q düzəlişi verilmir. İşin görülmə qaydası əsasən a) bəndində olduğu kimidir.

Bu bənddə əlavə olaraq udulma əyrisi qurulur. Uducunun əvvəlki qalınlığı olaraq $\rho d_o = \rho_h d_h \rho_s d_s$ götürülür.

Udulma əyrisini sıfırıncı qalınlığa ekstrapolyasiya etməklə uyğun say sürəti tapılır. Fona və cisim bucağına düzəliş verməklə aktivlik aşağıdakı kimi hesablanır:

$$A = N_o = (N_t - N_f) / \omega .$$

İş №-7. Qalın preparatların beta aktivliyinin təyini.

Ümumi məlumat. Çox hallarda praktikada, qalın preparatların zəif beta aktivliyini təyin etmək lazım gəlir. Belə preparatlara (nümunələrə) misal olaraq dağ süxurları, torpaq, qida məhsulları nümunələrini göstərmək olar.

Qalın preparatların β aktivliyinin təyin edilməsi nazik preparatlara nisbətən dəqiq deyildir. Bunun səbəbi odur ki, yuxarıda nazik preparatlar üçün göstərilən düzəlişlərdən əlavə (bax iş N-6) qalın preparatlarda öz-özünə udulma və öz-özünə səpilməyə də düzəliş vermək lazım gəlir. Öz-özünə udulma və səpilmə dedikdə preparatın buraxdığı şüalanmanın bir hissəsinin preparatın özündə udulma və səpilməsi anlaşılır.

Deməli qalın preparatların beta aktivliyini təyin etmək üçün aktivliyin yuxarıda göstərilən ifadəsinə öz-özünə udulma və səpilməsini nəzərə alan s düzəlişini əlavə etmək lazımdır, yeni aktivlik

$$N_n = N_\beta \cdot k / \omega \cdot q \cdot s \quad (13)$$

münasibətindən təyin edilməlidir.

Lakin preparatlarda beta şüalanmasının öz-özünə udulma və səpilməsini (s əmsalını) dəqiq hesablamaq çətindir. Bu onunla izah olunur ki, həmin effekt beta şüalanmanın enerjisi, preparatın qalınlığı, cisim bucağı,

preparatın və altlığın effektiv atom sıra nömrəsi kimi bir çox faktorlardan asılıdır. Qalınlığı 3Δ -dan kiçik olan preparatlar üçün öz-özünə udulma eksponensial qanunla baş verir. Lakin bu halda öz-özünə səpilməni nəzərə almadıqda verilən düzəliş dəqiq olur.

Adətən, öz-özünə səpilmə və udulmaya düzəliş eksperimental üsulla verilir.

Qalın preparatların aktivliyinin təyin edilməsi üçün ən dəqiq üsullardan biri nisbi ölçmə üsuludur. Bu üsulla ölçmə aparmaq üçün aktivliyi məlum olan etalon preparat tələb olunur. Ölçülən və etalon preparatların forma, ölçü və kütlələri eyni olmalı, onların tərkibində eyni radioaktiv izotop (və ya izotoplar) olmalıdır. Onda bu preparatlar üçün bütün düzəlişlər eyni olmalıdır və ölçülən preparatdan beta zərəciklərin N_β sayının etalon preparatdan olan N_e sayına nisbəti uyğun A_β və A_e aktivliklərin nisbətinə bərabər olar:

$$N_\beta / N_e = A_\beta / A_e$$

və buradan aktivlik üçün:

$$A_\beta = A_e N_\beta / N_e$$

alınar.

Etalon preparat hazırlanması mümkün olmadığı halda aktivliyi "sonsuz qalın" (qalınlığı $\ell > 3\Delta$ olan preparat) layda ölçmə üsulundan istifadə etməklə tapmaq olar. Bu halda öz-özünə udulma və səpilməyə verilən s

düzəlişi aşağıdakı təqribi empirik düsturdan hesablanıla bilər:

$$s = 1,5\Delta / \ell$$

bu düstur $\pm 9\%$ dəqiqliklə $\omega = 0,04 \div 0,05$ steradian cisim bucaqları üçün alınmışdır. Başqa cisim bucaqları üçün aktivliyin təyin edilməsində buraxılan xəta artmalıdır. Preparatın qalınlığı $\ell > 3\Delta$ olduqda, altlıqdan əks olmaya düzəliş verməmək olar. Beləki, altlıqdan əks olan zərəciklər praktik olaraq preparat tərəfindən udulur. Bu halda aktivliyin təyini üçün (13) münasibəti aşağıdakı şəkildə olar:

$$N_T = N_\beta k \ell / 1,5\omega\Delta$$

Onda, kütləsi $m(q)$, sahəsi $s(\text{sm}^2)$ və qalınlığı $\ell(q/\text{sm}^2)$ olan preparatın xüsusi aktivliyi (1q nümunəyə düşən aktivlik) aşağıdakı kimi tapılar:

$$N_x = \frac{N_T}{m} = \frac{N_T}{\rho s \ell} = \frac{N_\beta k \ell}{1,5\omega\Delta \rho s \ell} = \frac{N_\beta k}{1,5\omega\Delta \rho s} \text{ parç} \cdot \text{san} \quad (14)$$

burada ρ verilmiş preparatın sıxlığıdır.

Hazırkı işdə təbii kaliumun xüsusi aktivliyini təyin etmək tələb olunur. Kalium təbiətdə ən çox yayılmış radioaktiv elementlərdən biridir. Təbii kaliumun beta aktivliyi ${}_{19}\text{K}^{40}$ izotopu ilə əlaqədardır.

Kalium preparatının aktivliyini ölçdükdən sonra insan bədənində olan kaliumun aktivliyini təyin etmək olar.

Bunun üçün adamın orta çəkisi 70 kq və kaliumun miqdarı 0,2% qəbul edilir. Onda, insan orqanizmində kaliumun aktivliyi:

$$N_a = N_x m_a \cdot 0,002 = 140 N_x \quad (14a)$$

olar, burada m_a - adamın kütləsidir. Laboratoriyada ölçmə üçün kalium-xlorid maddəsindən istifadə olunur.

İşin görülmə qaydası. Cihazları işə saldıqdan sonra kalium-xlorid preparatın sayğacın pəncərəsindən təqribən 2sm məsafədə yerləşdirməli, preparatdan olan say sürətini və fonu 3% qədər statistik xəta ilə ölçməli.

Cədvəldən istifadə edərək ω və k düzəlişlərini təyin etməli. (14) münasibətindən KCl duzunun xüsusi aktivliyini tapmalı və təbii kaliumun xüsusi aktivliyini hesablamalı.

(14a) münasibətinə görə insan bədənində olan kaliumun beta aktivliyini hesablamalı. Nəticələri münasib cədvəl şəklində verməli.

İş №-8. Aktivliyin üst-üstə düşmə üsulu ilə təyini.

Ümumi məlumat. Əgər preparatda parçalanma sxemi məlum olan yalnız bir radioaktiv izotop varsa və beta parçalanma bir və ya bir neçə qamma-kvantların buraxılması ilə müşayiət edilirsə, onda belə preparatın aktivliyi beta-qamma üst-üstə düşmə üsulu ilə təyin edilə bilər. Bu məqsədlə preparat ikiqat üst-üstə düşmə sxemində qoşulmuş iki sayğac arasında yerləşdirilir. Sayğaclardan biri beta zərrəcikləri, ikinci sayğac isə γ -kvantları qeyd etməlidir. Əgər preparatın aktivliyi A , beta zərrəciklərin qeyd edilmə ehtimalı β olarsa, onda birinci kanalda N_β say sürəti:

$$N_\beta = \beta A \quad (15)$$

olar. Uyğun olaraq qamma kvantların ikinci sayğacda qeyd olunma ehtimalı γ olarsa, ikinci kanalda N_γ say sürəti:

$$N_\gamma = \gamma A \quad (16)$$

olar. Beta zərrəciklərin birinci sayğacla, qamma kvantların isə ikinci sayğacla eyni vaxtda qeyd olunma ehtimalı, ehtimalların hasili teoreminə görə, $\beta\gamma$ olar. Onda beta-qamma üst-üstə düşmələrin $N_{\beta\gamma}$ say sürəti:

$$N_{\beta\gamma} = \beta\gamma A$$

olar və (15 və 16) ifadələrindən A aktivliyi aşağıdakı kimi təyin edilə bilər:

$$A = N_{\beta}N_{\gamma} / N_{\beta\gamma} \quad (17)$$

Deməli, preparatın A aktivliyini təyin etmək üçün ayrı-ayrılıqda N_{β} , N_{γ} və $N_{\beta\gamma}$ say sürətlərini ölçmək lazımdır. Bu halda oturmaqlı sayğac üsulundan fərqli olaraq (bax iş N-6), çətin ölçülən və xüsusi təyin edilən və bir sıra düzəlişlər verməyə ehtiyac qalmır. Odur ki, sadəliyi və dəqiqliyinə görə üst-üstə düşmə üsulu aktivliyin təyini üçün ən əlverişli üsullardan biri hesab olunur.

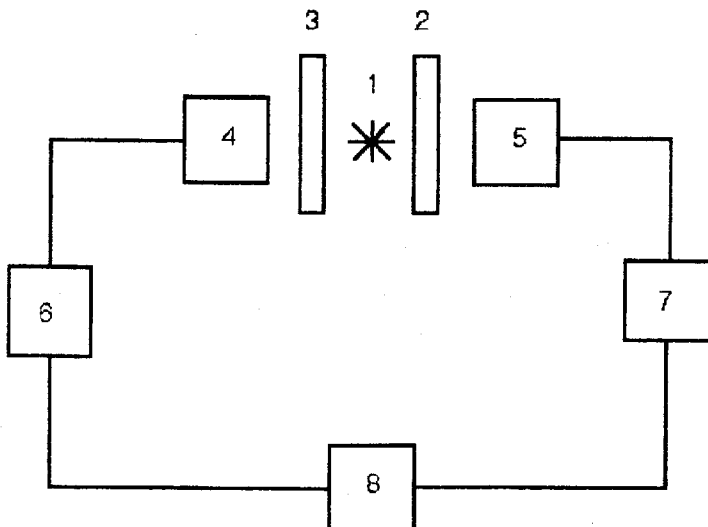
Bu üsulla, adətən, düzəliş kimi yalnız N_T təsadüfi üst-üstə düşmə say sürətini (fonu) nəzərə almaq tələb olunur. N_T say sürəti isə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$N_T = 2N_{\beta}N_{\gamma}\tau \quad (18)$$

burada τ sxemin ayırdetmə vaxtıdır. Ona görə də N_T fon say sürətinin $N_{\beta\gamma}$ effekt say sürətinə nisbətən kiçik alınması üçün sxemin τ ayırdetmə vaxtı kiçik olmalıdır.

Bu işdə ${}_{27}\text{Co}^{60}$ izotopunun tam aktivliyini təyin etmək tələb olunur. Həmin izotopun hər bir β -parçalanması enerjiləri $E_1 = 1,17\text{MeV}$ və $E_2 = 1,33\text{MeV}$ olan qamma kvantlar buraxılması ilə müşayiət edilir. β -zərrəciklər detektoru kimi oturmaqlı Heyger-Müller sayğacı, qamma kvantlar detektoru kimi NaJ kristallı ssintilyasiya sayğacından istifadə olunur. Hər bir detektordan ayrı-ayrılıqda və hər iki detektordan birlikdə daxil olan impulsları xüsusi ikiqat üst-üstə düşmə qurğusu vasitəsilə qeyd edirlər.

İşin görülme qaydası. Qurğunun blok-sxemi şekil 19-da göstərilmişdir. Cihazları dövrəyə qoşmalı. Sayğaclarla pasport göstəricilərinə uyğun olaraq işçi gərginliklər verməli. Radioaktiv izotopu sayğaclar arasında yerləşdirməli. Bu halda preparatın aktiv ləkəsi oturacaqqlı sayğaca doğru yönəlməlidir.



Şəkil 19. β - γ üst-üstə düşmələrini qeyd etmək üçün qurğunun blok-sxemi: 1-radioaktiv mənbə, 2,3- uducu lövhələr, 4,5- detektorlar, 6,7-diskriminator və düzləndirici sistemləri, 8-üst-üstə düşmə sxemi.

N_β və N_γ say sürətlərini 1% statistik xəta ilə təyin etməli.

Həmin qiymətlər birinci və ikinci kanallardakı N_1 və N_2 say sürətlərindən uyğun fonları çıxarmaqla tapılır:

$$N_\beta = N_1 - N_{f_1}; N_\gamma = N_2 - N_{f_2}$$

Oturacaqlı sayğacın N_{f_1} fonunu sayğacpla preparat arasında uducu lövhə yerləşdirməklə (bax iş N-6), ssintilyasiya sayğacının N_{f_2} fonunu isə preparat olmadığı halda ölçürlər. Hər iki N_{f_1} və N_{f_2} fon say sürətləri 1%-dən çox olmayan statistik xəta ilə təyin edilir.

Üst-üstə düşmə qurğusunun ayırdetmə vaxtının $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ san qiyməti üçün 5% statistik xəta ilə ikiqat üst-üstə düşmə say sürətlərini ölçməli. Lakin bir tərəfdən, ${}_{27}Co^{60}$ izotopunun beta parçalanması eyni vaxtda deyil, bir-birinin ardınca iki qamma kvant buraxılması ilə müşayiət olunur, dicər tərəfdən isə dibli sayğacın qamma kvanti qeyd etmə ehtimalı sıfırdan fərqlidir. Bunun nəticəsində buraxılan qamma kvantlardan birinin birinci sayğac, o birinin ikinci sayğac tərəfindən qeyd edilməsi və eləcə də $N_{\gamma\gamma}$ qamma-qamma üst-üstə düşmə aktlarının alınması mümkündür. Onda ikiqat üst-üstə düşmələrin N_{12} tam sayı $N_{\beta\gamma}$ sayının və təsadüfi üst-üstə düşmə aktları olan N_T sayının cəminə bərabər olar:

$$N_{12} = N_{\beta\gamma} + N_{\gamma\gamma} + N_T \quad (19)$$

$N_{\gamma\gamma}$ -aktlarını dibli sayğacın qarşısına beta zərrecikləri udan lövhə qoymaq (məsələn 2 lövhəsi), 6 və 7 diskriminatorlarında uyğun astana gərginlikləri seçməklə ölçmək olar. N_T -aktlarının qiymətini isə (18) düsturrundan,

N_{β} və N_{γ} saylarının ölçülən qiymətlərinə və ayırdetmə vaxtının məlum qiymətinə əsasən hesablamaq olar. N_{12} aktlarının ölçülən qiymətinə əsasən (19) ifadəsindən $N_{\beta\gamma}$ aktlarının qiymətini tapmaq və sonra (17) ifadəsindən A aktivliyinin qiymətini hesablamaq lazımdır.

İş №9. Nüvə fotoemulsiyası üsulu .

Ümumi məlumat. Kosmik şüalar və elementar zərəciklər fizikasında fotoemulsiya üsulu geniş yayılmış üsullardan biridir. Fotoüsulün əsas üstünlüyü onun əyani-lyidir. Fotolövheni mikroskop altında müşahidə etdikdə zərreciyn yolunda baş verən ionlaşma tormozlanması, səpilmə, spontan parçalanma, nüvə zəbti, yeni zərəciklərin yaranması və s. kimi bütün çevrilmələri araşdırmaq mümkündür. Digər tərəfdən, fotolövhenin çəkisinin az olması və bunun üçün mürəkkəb qurğu tələb olunmaması lövhəni, məsələn, şar-zondlar vasitəsilə stratosfərə qaldırıb, orada baş verən hadisələri öyrənməyə imkan verir.

Nüvə fotoemulsiya üsulunun əsas nöqsanlarından biri fotolövhələrin qalınlığının məhdud olmasıdır (200-400 m μ). Belə ki, yuxarıda göstərilən hadisələr yalnız zərreciyn izinin tamamilə fotolövhdə yerləşdiyi əlverişli halda mümkün olur. Qalınlığı 400-600 m μ -dan çox olan bircinsli lövhə hazırlanması isə müəyyən çətinliklə əlaqədardır. Məsələn, qalın lövhənin mikroskop altında ətraflı müşahidə edilməsi qeyri-mümkündür. Belə ki, nüvə fotoemulsiyasını müşahidə etmək üçün böyütməsi çox olan obyektivdən istifadə olunmalıdır. Lakin belə obyektivlərin işçi məsafəsi (cisimdən linzaya qədər olan məsafə) kiçik olur və ona görə də qalın lövhəni müşahidə etmək üçün yaramır. Bəzi təcrübələrdə (məsələn, böyük enerjili və

çoxyüküklü zərrəcikləri müşahidə etdikdə) çox sayda fotolövhələrdən ibarət dəstədən istifadə olunur. Lakin ayrı-ayrı biryüklü zərrəciklərin məxsusi izini öyrənməyə gəldikdə isə fotolövhələr dəstəsinin tətbiq olunması əlavə çətinliklərlə əlaqədar olur. Sonralar şüşə altlıqsız emulsiya laylarının hazırlanması ilə vəziyyətdən müəyyən çıxış yolu tapılmışdır. Belə layların düzgün vəziyyəti rentgen şüası və işıqla alınmış koordinat oxlarına görə təyin edilir. Bu halda hər bir emulsiya layı ayrı ayrılıqda mikroskop altında öyrənilib koordinat oxlarına görə birləşdirilir və beləliklə, zərrəciyin izi tam müşahidə edilə bilər. Bu üsulla zərrəciklərin udulması, yeni zərrəciklərin yaranması, zərrəciklərin ardıcıl çevrilmələri və s. kimi maraqlı hadisələri izləmək mümkündür.

Mühüm üstünlükləri ilə bərabər emulsiya layları üsulunun da bir sıra çatışmayan cəhətləri vardır. Bunlardan ən başlıcası distorsiya adlanır. Bu, emulsiyanın işlənilməsi prosesində əmələ gələn müxtəlif dartılmalardan asılı olaraq, izlərin əyilməsilə əlaqədardır. Distorsiya, çoxqat səpilme bucağının ölçülmə dəqiqliyini azaldır və ona görə də zərrəciklərin kütləsi və enerjisi düzgün təyin olunmur.

Yüklü zərrəciklərin izini öyrənmək üçün tətbiq olunan emulsiyalar adi emulsiyalar kimi gümüş bromid ($AgBr$) kristallarının olduğu jelatindən ibarətdir. Lakin optik emulsiyalara nisbətən nüvə emulsiyalarında gümüş bromid kristallarının konsentrasiyası çox olur (çəkicə 80-85%-ə yaxın).

Yüklü zərrəciklər emulsiya layını keçdikdə öz yollarında atomları ionlaşdırır və *AgBr* kristallarında müəyyən fotokimyəvi prosesə səbəb olur. Nəticədə, ionlaşmış *AgBr* kristallarının olduğu yerdə, mikroskop altında qara ləkələr şəklində müşahidə olunan metal gümüş danəcikləri yaranır. Zərrəciyin izi isə həmin danəciklər zəncirindən ibarət olur. İzin 100 mikron (μ) uzunluğundakı gümüş danəciklərinin sayına danəciklər sıxlığı deyilir və g ilə işarə edilir. Verilmiş zərrəcik üçün g yalnız sürətin funksiyası olur. Zərrəciyin sürəti azaldıqca onun ionlaşdırma qabiliyyəti artdığından g də artır. Bundan əlavə, zərrəcik yavaşdıqca çoxqat səpilmə böyüyür və ona görə də zərrəciyin izinin əyriliyi də artır. Sürətin azalmasından asılı olaraq danəciklərin sıxlığının artması və izin əyilməsini mezonların izində aşkar görmək olur. Ağır zərrəciklərin (protonlar, α -zərrəciklər və s.) izində bu əlamətlər o qədər də aşkar olmur.

Hal-hazırda fotoemulsiyada qeyd olunan zərrəciklərin kütləsini təyin etmək üçün müxtəlif üsullar işlənmişdir. Bu üsulların hər birində qalıq məsafəsi, danəciklərin sıxlığı və çoxqat səpilmə bucağı kimi üç kəmiyyətdən hər hansı ikisi ölçülür.

İşdə tətbiq olunan eksperimental qurğu okulyar miqyası olan MBİ-1 və ya MBİ-2 tipli mikroskoplardan, AM-9-2 tipli vintli okulyar mikrometrindən, limbdən, obyekt mikrometrindən və eləcə də yüklü zərrəciklərlə şüalanmış

fotolövhlərdən ibarətdir. Fotolövhe, emulsiya üzə mikroskopun obyektivinə tərəf yönəlməklə nümünə masasında yerləşdirilir. Mikroskopu müəyyən emulsiya layına fokuslamaq üçün kobud fokuslama vinti vasitəsilə tubus, lövhə ilə obyektiv arasında bir neçə millimetr məsafə qalınca yadək endirilir. Sonra, görüş sahəsini müşahidə etməklə, tubusu 1-2 mm yuxarı qaldıraraq, fotolövhedəki izin aydın xəyalını almaq olar.

Qaçış məsafəsinin ölçülməsi. Əgər zərrəcik fotoemulsiyada dayanmışsa, onda qaçış məsafəsi zərrəciyin dayandığı yerdən trayektoriya boyunca ölçülür (qalıq qaçış məsafəsi). Ölçü, bölgüləri əvvəlcədən müəyyən edilmiş okulyar miqyası vasitəsilə aparılır. Bunun üçün okulyar miqyasını mikroskopun okulyarlarından birində yerləşdirib, əşya masası üzərində obyekt mikrometr (üzərində millimetr miqyası olan şəffaf lövhə) qoyurlar. Beləliklə, görüş dairəsində eyni vaxtda hər iki miqyas obyekt-mikrometrin və okulyarın miqyasları görünür. Deyək ki, m -okulyar miqyasının, obyekt-mikrometrin n sayda bölgülərinə uyğun gələn bölgülərinin sayı, x -okulyar miqyasın və l -obyekt-mikrometrin bölgülərinin qiymətidir.

Onda $mx = nl$ və $x = \frac{n}{m}l$ alırıq.

Danəciklərin sıxlığının ölçülməsi. Danəciklərin sıxlığı okulyar miqyasının köməyi ilə ölçülür. İzin ixtiyari sahələrində danəciklərin sayı ölçülür və $g(100\mu)$ hesablanır. Əgər zərrəcik emulsiyada dayanmışsa, onda ölçü zərrə-

ciyin dayandığı yerdən aparılır. Tətbiq olunan böyütmə dərəcələri obyektiv üçün 60x və ya 90x okulyar üçün 10x və ya 15x olur.

Çoxqat səpilmə bucağının ölçülməsi. Səpilmə bucağı zərrəciyin kütləsi və sürətlə aşağıdakı kimi əlaqəlidir:

$$\alpha_t = \frac{k_o \sqrt{t}}{p\beta c} \quad (20)$$

burada $\beta = \frac{v}{c}$, p -zərrəciyin impulsu, t -səpilmə bucağı ölçülən yolun uzunluğudur (bu qəfəs adlanır).

Adətən uzunluğu t olan qəfəs üçün ölçülən səpilmə bucağına görə, aşağıdakı kimi, uzunluğu 100 μ olan qəfəse düşən bucaq təyin olunur:

$$\frac{\alpha_t}{\alpha_{100\mu}} = \sqrt{\frac{t}{100}}, \alpha_{100\mu} = \alpha_t \sqrt{\frac{100}{t}}$$

Deməli,

$$\alpha_{100\mu} = \frac{k}{p\beta c} \quad (21)$$

burada k -səpilmə sabiti adlanır. Bunun qiyməti mühi-
tin xassəsindən, az miqdarda da zərrəciyin sürəti və
qəfəsin uzunluğundan asılı olur. Əgər α bucağı
dərəcələrlə, $p - \text{MeV}/c$ ilə ifadə olunarsa, onda
 $k - \text{MeV} \cdot \text{dərəcə}/(100 \mu)^{1/2}$ vahidlərlə ifadə olunur. Məsə-

lən, NİKFI-P emulsiyası üçün k -nın qiyməti $27MeV$ dərəcə/ $(100\mu)^{1/2}$ tərtibində olur.

Səpilmə bucağının ölçülməsinin ən sadə üsulu koordinat üsuludur. Mikroskop masasında üzərinə foto-lövə bərkidilmiş fırlanan limb yerləşdirilir. Limbi, zərreciyin izinin masanın hərəkət istiqamətlərindən birinə (məsələn, x oxu istiqamətinə) uyğun gəlincəyə qədər fırladırlar. Sonra, mikroskopun okulyarlarından birində yerləşdirilmiş okulyar miqyasının köməyi ilə izin x oxu boyunca uzunluğu ölçülür. Mikroskopun başqa okulyarında AM-9-2 tipli vintli okulyar mikrometri bərkidilir. Vintli okulyar mikrometrin xaçı zərreciyin izinə getirilir, barabanda və şaquli miqyas vasitəsilə izin şaquli oxu kəsdiyi nöqtənin y_1 koordinatı hesablanır. Sonra iz x oxu istiqamətində t mikron (t -seçilmiş qəfəsdir) qədər sürüsdürülür və yenidən mikrometrin xaçına getirilib y_2 koordinatı hesablanır. Bu qayda ilə ölçülər izin bütün uzunluğu boyu aparılır. Sonra izin ayrı-ayrı hissələrinin istiqamətini müəyyən edən birinci $s_1 = y_1 - y_2, s_2 = y_2 - y_3$ və s. fərqləri və bir hissədən digərinə keçdikdə istiqamətin dəyişməsinə müəyyən edən ikinci: $D_1 = s_1 - s_2, D_2 = s_2 - s_3$ fərqləri təyin edilir. Onda qonşu hissələr arasındakı bucaq:

$$(\alpha_i)_i = \frac{D_i}{t}$$

olar.

Ölçmələr müxtəlif l uzunluğu olan qəfəslər üçün aparılır və alınan bucaqların qiymətinə görə 100μ qəfəse uyğun gələn bucaq təyin edilir.

Zərrəciklərin enerjisinin təyini. Zərrəcik emulsiyada dayanmışsa və kütləsi məlumdursa onda enerjini təyin etmək üçün ən asan üsul R qalıq qaçış məsafəsinin ölçülməsidir. Sonra məlum zərrəcik üçün verilmiş emulsiyadakı $R(E)$ asılılığından (şəkil 20) zərrəciyin E enerjisini tapmaq olar.

Əgər zərrəciyin kütləsi məlum deyilsə, onda zərrəciyin emulsiyada dayanıb-dayanmamağından asılı olmayaraq onun enerjisi səpilmə bucağına görə təyin edilir .

Qeyri-relyativistik hal üçün $p\beta c = 2E$ və (21) düsturundan:

$$\alpha = \frac{K}{2E}, E = \frac{K}{2\alpha} \text{MeV}$$

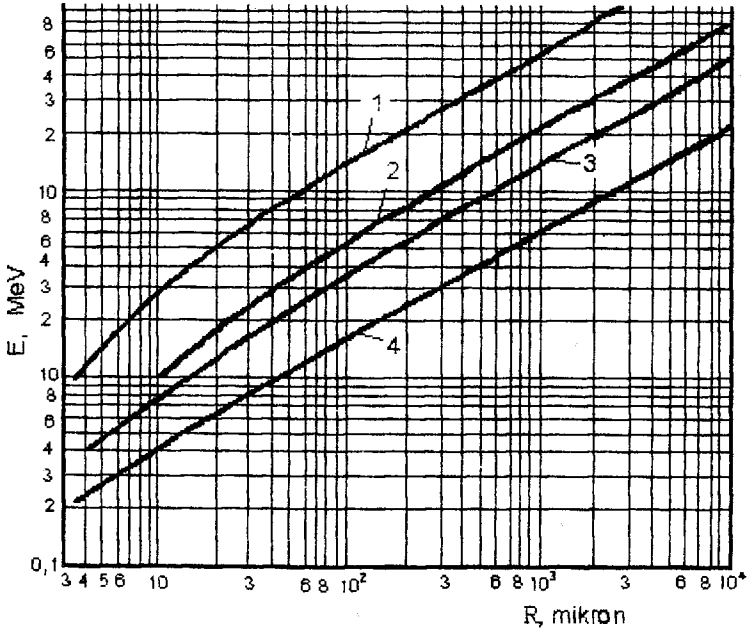
alınar.

Relyativistik hal üçün ($\beta \rightarrow 1$ olduqda) $p\beta c = E$ və (21) düsturundan:

$$\alpha = \frac{K}{E}, E = \frac{K}{\alpha} \text{MeV}$$

alınar.

Zərrəciyin kütləsinin təyini. Kütlənin təyini üçün birinci üsul "sıxlıq-səpilmə" üsulu adlanır. Bu üsulda α səpilmə bucağının qiymətindən $p\beta c$, danəciklərin g sıxlığı qiymətindən isə βc kəmiyyətləri təyin edilir.



Şekil 20. Fotoemulsiyada qaçış məsafəsinin enerjiden asılılığı.
 1- α -hissəciklər, 2-protonlar, 3- π -mezonlar, 4-tritonlar.

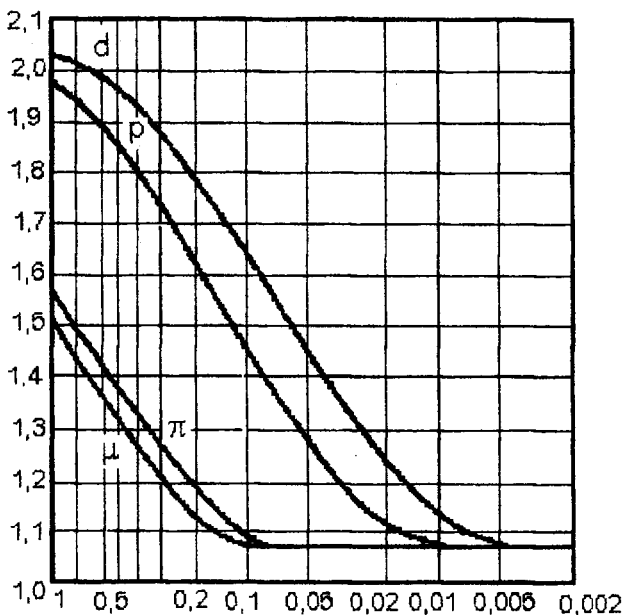
Bu üsulla kütləni təyin etdikdə verilmiş emulsiya və kütləsi məlum olan zərrəcik (məsələn, proton) üçün $\alpha(g)$ asılılığı məlum olmalıdır (şəkil 21). Deyək ki, α_x və g_x uyğun olaraq naməlum zərrəcik üçün səpilmə bucağı və danəciklərin sıxlığıdır.

Proton üçün səpilmə bucağı α_p və danəciklərin sıxlığı isə $g_p = g_x$ olsun. Lakin $g_p = g_x$ olması həmin

nöqtələrdə sürətlərin bərabər olduğunu göstərir. Onda aşağıdakıları yazmaq olar:

$$\alpha_x = \frac{k}{p_x v_x} = \frac{k}{m_x v_x^2}, \alpha_p = \frac{k}{p_p v_p} = \frac{k}{m_p v_p^2}$$

$$\alpha_x / \alpha_p = \frac{m_p}{m_x}, m_x = m_p \frac{\alpha_p}{\alpha_x}$$



Şəkil 21. Fotoemulsiya üçün "danəciklərin sıxlıq-səpilmə asılılığı". Absis oxu üzrə 100 μ -a uyğun dərəcələrlə α -səpilmə bucağı, ordinat oxunda isə danəciklərin sıxlığının loqarifmik qiyməti (50 μ qalınlığa düşən say) verilir.

Nəhayət, qeyd etmək lazımdır ki, "sıxlıq-səpilmə" üsulu

zərrəciyin emulsiyada dayanmadığı hal üçün kütlənin təyin edilməsinin yeganə üsuludur.

İndi də emulsiyada dayanmış zərrəciyin kütləsinin təyini üçün mümkün olan üsullardan birini göstərək.

Qalıq-qaçış məsafəsi- danəciklərin sıxlığı üsuluna baxaq. Əgər kütlələri M və m olan iki müxtəlif zərrəciyin hər hansı nöqtədə sürətləri bərabərdirsə, onda həmin nöqtədən sürətlərin yenidən bərabər olduğu nöqtəyə qədər (məsələn, $v = 0$ olan dayanma nöqtəsi) zərrəciklərin qaçış məsafələri arasında aşağıdakı münasibət vardır:

$$\frac{R}{r} = \frac{M}{m}$$

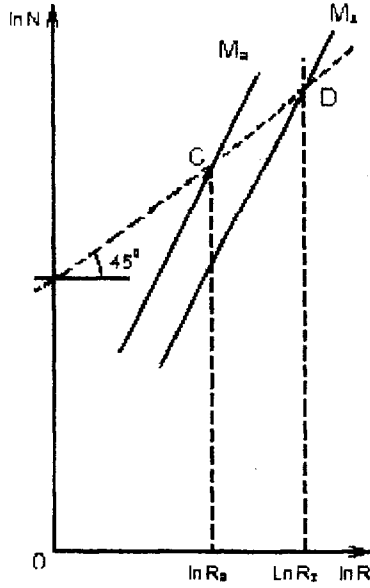
burada R və r uyğun olaraq kütlələri M və m olan zərrəciyin qalıq qaçış məsafəsidir.

Biryüklü zərrəcik üçün izdə danəciklərin sıxlığı yalnız sürətin funksiyası olduğundan, onda zərrəciklər üçün götürülən R və r məsafələrində uyğun N və n danəciklərin tam sayının nisbəti belə göstərilir:

$$\frac{N}{n} = \frac{R}{r} = \frac{M}{m}$$

Praktik olaraq, bu üsulla zərrəciyin kütləsi aşağıdakı kimi təyin olunur. Məlum və naməlum zərrəciklər üçün N və n sayları ölçülür. Eyni miqyasda $\lg N$ -in $\lg R$ -dən asılılıq qrafiki qurulur. Onda 45° bucaq altında yönəldilən düz xətt eksperimental əyriləri $\lg R - \lg r = \lg N - \lg n$ və ya

$$\frac{R}{r} = \frac{N}{n}$$
 nöqtələrində kəsməlidir (şəkil 22).



Şekil 22. Büyüklü zerrəciklərin kütləsini təyin etmək üçün $\ln N$ -in $\ln R$ -dən asılılığı.

Bu münasibətlər isə sürətlərin bərabər olduğu nöqtələrdə ödənilir və deməli:

$$m = M \frac{r}{R}$$

İşin görülmə qaydası. Verilmiş iz üçün emulsiyada dayanmış zerrəciyin kütləsini iki üsulla: səpilmə bucağı və qalıq qaçış məsafəsinə görə; qaçış məsafəsi və danəciklərin sayına görə təyin etməli.

Emulsiyada dayanmamış zerrəciyin kütləsini səpilmə bucağına və danəciklərin sıxlığına görə təyin etməli. Zerrəciyin enerjisini səpilmə bucağına görə təyin etməli.

İş №-10. Udulma üsulu ilə qamma kvantların enerjisinin təyini.

γ -şüalanması haqda ümumi məlumat. Adətən γ -şüalanma nüvələrin həyəcanlanması nəticəsində baş verir. Radioaktiv nüvələrin α və ya β parçalanmasından alınan məhsul nüvələr həyəcanlanmış halda olarsa, onların aşağı səviyyələrə keçməsilə γ -şüalanması baş verir və həyəcanlanma enerjisi həmin şüalanma ilə aparılır.

γ -şüalanmasının enerjisini təyin etməklə nüvənin enerji səviyyələri haqda məlumat almaq olur. Bu şüalanma hərəkət miqdarı momenti və cütlüyün saxlanma qanunlarına əsasən baş verir. Hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\vec{L} = \vec{I} + \vec{I}' \quad \text{və ya} \quad |I - I'| \leq L \leq |I + I'|$$

burada L -fotonun, I və I' isə nüvənin başlanğıc və son hallarının spin momentidir. $L = 1$ uyğun olan şüalanma dipol şüalanması adlanır. Eləcə də $L = 2, 3, \dots$ şüalanmalar – kvadrupol, oktupal və s. şüalanmalardır. Ümumi halda isə, γ -şüalanma multipol şüalanması adlanır.

Multipol şüalanma öz növbəsində iki növə ayrılır: elektrik və maqnit şüalanması. Elektrik yüklərinin paylanmasının dəyişməsinə səbəb olan proseslərdə elektrik, maqnit momentlərinin paylanmasının dəyişdiyi proseslərdə isə maqnit şüalanmaları baş verir.

Şüalanmanın enerjisi və multipolluğundan asılı olaraq şüalanma ehtimalı geniş intervalda dəyişir. Məlumdur ki, multipolluğun bir vahid artması keçid ehtimalını $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ dəfə azaldır (burada R-nüvənin radiusu, λ -şüalanmanın dalğa uzunluğudur). Bunun nəticəsində nüvənin həyəcanlanma halındakı yaşama müddəti geniş intervalda dəyişir. (10^{-17} san-dən bir çox ilə qədər).

Yaşama müddəti nisbətən böyük olan həyəcanlanmış səviyyələr metastabil səviyyələr adlanır. Metastabil səviyyələri olan nüvələrə isə izomerlər deyilir. Neytronların və protonların sayı eyni olan izomer nüvələr birbirindən ancaq metastabil enerji hallarına görə fərqlənirlər. İzomer nüvələr müxtəlif parçalanma ehtimallarına malik olmalıdır. Adətən, metastabil səviyyələr əsas enerji səviyyəsinə yaxın və hərəkət miqdarı momentinin qiyməti əsas səviyyəninə nisbətən çox fərqlənəndə ($\Delta I \geq 4$) alınır.

Bəzi hallarda, γ -şüalanmanın ehtimalı bu və ya digər səbəblərə görə az olarsa, onda nüvənin həyəcanlanma enerjisi (E_γ) birbaşa atomun elektron səviyyələrindəki elektronlara verilə bilər. Bu hadisəyə daxili konversiya deyilir. Bunun nəticəsində enerjisi aşağıdakı kimi təyin olunan konversiya elektronları əmələ gəlir:

$$E_k = E_\gamma - I_k, E_L = E_\gamma - I_L \quad \text{və s.}$$

burada I_K və I_L -elektronların uyğun olaraq K və L örtük-
lərindəki əlaqə enerjisidir. Beləliklə, daxili konversiyada
(K,L və s. təbəqələrdən) monoxromatik elektronlar əmələ
gəlir. Lakin K təbəqəsi nüvəyə daha yaxın olduğundan,
oradan konversiya ehtimalı nisbətən böyük olur.

Daxili konversiyada boş qalan elektron yerləri, yu-
xarı təbəqədəki elektronlar tərəfindən tutulur və bu zaman
atom üçün xarakteristik olan rentgen şüalanması baş
verir. Ümumiyyətlə, atomun həyəcanlanma enerjisi müəy-
yən ehtimalla yüksək səviyyələrdə yerləşən elektronlara
da verilə bilər. Bu halda xarakteristik rentgen şüalanması
ilə birlikdə monoxromatik elektronlar buraxılır ki, bunlar da
Oje elektronları adlanır.

Xarakteristik rentgen şüalanmasını və ya Oje elek-
tronlarını tədqiq etməklə buraxılan γ -şüalanmasının və ya
konversiya elektronlarının hansı elementin nüvəsinə aid
olduğunu təyin etmək olur. Bəzi hallarda həyəcanlanmış
nüvənin normal hala keçməsi iki yolla: nüvələrin bir his-
səsi γ -kvantlar buraxmaqla, digər hissəsi isə enerjini kon-
versiya elektronlarına verməklə baş verir.

Udulma üsulu. Təcrübədə γ -kvantların enerjisini tə-
yin etmək üçün onların yaratdığı ikinci proseslərə əsas-
lanırlar. Qarşılıqlı təsir prosesində yaranan yüklü zərrəcik-
lərin enerjisi təyin edilir. Bu məqsədlə müxtəlif cihazlardan
(maqnit spektrometri, Vilson kamerası, ssintilyasiya spek-
tometri və s.) istifadə olunur. Həmin üsullarda enerjinin

təyin edilmə xətası 1%-dən az olmur. Ən dəqiq üsul γ -şüalanmasının müstəvi və ya əyilmiş kristallardan difraksiyasının tədqiqinə əsaslanır. Lakin bu üsulda aktivliyi böyük olan γ -kvantlar mənbəi tələb olunur. Geniş yayılmış dəqiq üsullardan biri daxili konversiya effekteinə əsaslanmışdır. Daxili konversiyada alınan konversiya elektronlarının enerjisini ölçməklə γ -kvantın enerjisini təyin etmək olar (bu halda müxtəlif təbəqələr üçün ionlaşma enerjisini elektronların kinetik enerjisinə əlavə etmək lazımdır).

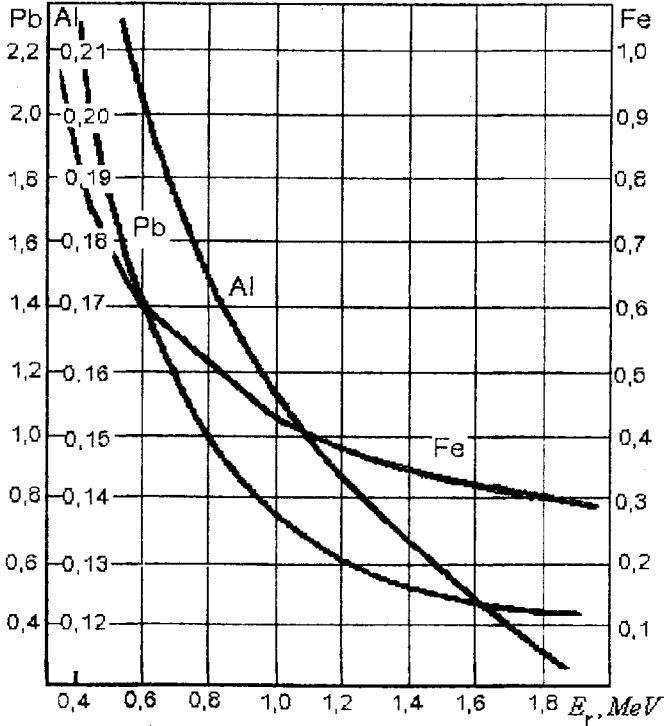
γ -şüalanması enerjisinin təyin edilməsinin ən sadə üsulu udulma üsuludur. Bu üsul dəqiqliyin az olmasına baxmayaraq xüsusi müəkkəb qurğu tələb etmir və bir çox hallarda əvəz edilməzdir. Hazırkı laboratoriya işində monoxromatik γ -şüalanın enerjisini təyin etmək üçün həmin üsuldan istifadə olunur.

Udulma üsulunun mahiyyəti hər hansı maddədən γ -şüalanması dəstəsinin zəifləmə əmsalının ölçülməsindən ibarətdir. Müxtəlif maddələr üçün γ -şüalanmasının zəifləmə əmsalının enerjiden asılılığı nəzəri olaraq ətraflı öyrənilmişdir. Buna əsasən, zəifləmə əmsalını təcrübədə ölçməklə γ -kvantın enerjisini təyin etmək mümkündür.

Şəkil 23-də Pb, Al və Fe üçün yekun xətti zəifləmə əmsallarının γ -kvantın enerjisindən asılılığı göstərilmişdir.

Göründüyü kimi həmin asılılıqlar monoton deyildir və enerjinin müəyyən qiymətlərində $\mu = \mu(E_\gamma)$ əyrisi minimumu

ma malikdir. Beləliklə, xətti zəifləmə əmsalı yalnız bir maddə üçün təyin olunmuşsa, həmin qiymətə görə γ -kvantin enerjisini birqiymətli təyin etmək olmaz (absis oxuna paralel olan düz xətt əyrini iki nöqtədə kəsir).



Şəkil 23. Pb, Al və Fe üçün xətti zəifləmə əmsallarının γ -şüaların enerjisindən asılılığı.

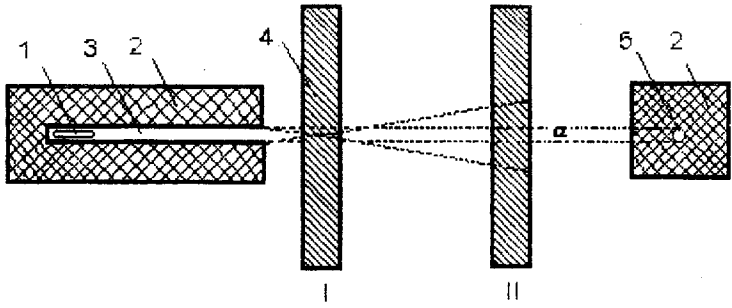
E_γ -nin birqiymətli təyin edilməsi üçün xətti zəifləmə əmsalını heç olmazsa iki müxtəlif maddə üçün təyin etmək lazımdır.

Xətti zəifləmə əmsalının təyin edilməsi çox sadədir. Bunun üçün paralel γ -şüalar dəstəsinin intensivliyinin maddənin qalınlığından asılılığı ölçülür. Bu asılılıq (8) düsturuna əsasən eksponensial olmalıdır. Əgər intensivliyin natural loqarifma qiymətinin maddənin qalınlığından asılılıq qrafikini qursaq, alınan düz xəttin meyl bucağının tangensi μ xətti zəifləmə əmsalını verir. Aydınır ki, bu qrafikdə düz xətti asılılıq yalnız monoxromatik şüalanma üçün alınmalıdır. Əgər γ -şüalanma monoxromatik deyildirsə, onda asılılıq əyri xətti olar. Bu halda, əyrinin nisbətən düz xətti hissəsinə əsasən γ -kvantın maksimal enerjisini təyin etmək olar.

İşin görülmə qaydası. Bu işdə istifadə olunan qurğu, (şəkil 24) γ - şüaların keçməsi üçün nazik yarığı olan qurğuşun qoruyucuda yerləşdirilmiş Heyger-Müller sayğacından, yüksək gərginlikli stabil düzləndiricidən və hesablayıcı sistemdən ibarətdir.

Xətti zəifləmə əmsalını ölçmək üçün, əvvəlcə γ -şüalar dəstəsinə təqribən paralel şüa şəklində almaq lazımdır. Bu məqsədlə γ -şüalar mənbəini dar və uzun deşiyi olan qurğuşun konteynerdə yerləşdirirlər.

Udulma asılılığını ölçərkən, uducu maddənin mənbə və detektora nəzərən rəasional yerləşməsinə fikir verilməlidir. Belə ki, γ -şüalanmanın intensivliyinin azalması yalnız udulma nəticəsində deyil, həm də kompton səpilməsi hesabına ola bilər.



Şəkil 24. γ -şüaların udulma əyrisini almaq üçün qurğunun sxemi. 1- γ -şüalar mənbəyi, 2-qurğunun qoruyucu, 3-kanal, 4-uducu lövhə, 5- detektor. I-“yaxşı” həndəsi vəziyyət, II-“pis” həndəsi vəziyyət.

Ona görə də uducunun əlverişli olmayan vəziyyəti təcrübə üçün pis həndəsi şərait hesab olunur. Bu onunla əlaqədardır ki, kompton səpilməsindən alınan γ -kvantlar böyük Ω cisim bucağı altında (bu bucaq uducunun şüalanan səthi və detektorun giriş pəncərəsinin sahəsi ilə təyin olunur) yenidən detektora düşə bilərlər. Ona görə də uducunun elə vəziyyətini seçmək lazımdır ki, Ω -bucağı kiçik olsun, yeni yaxşı həndəsi təcrübə şəraiti hesab olunsun. Səpilən kvantların detektora düşmə bucağı, həm də, mənbə ilə detektor arasındakı R məsafəsindən asılıdır. Məsafə böyük olduqda Ω bucağı kiçik olur. Digər tərəfdən, R məsafəsinin böyüməsi detektora düşən γ -şüalanmasının intensivliyinin $1/R^2$ kimi azalmasına və deməli statistik xətanın artmasına səbəb olar. Ona görə də, γ -şüalar mənbəinin verilmiş aktivliyi üçün elə optimal şərait

alınmalıdır ki, müxtəlif səbəblərlə əlaqədar olan xətlər eyni tərtibli olsunlar.

Yuxarıda göstərilən mümkün xətalardan əlavə bir xəta mənbəi vardır ki, bu da uducu maddənin qalınlığının $\frac{1}{\mu}$ qiymətindən çox böyük olduğu halda meydana çıxır. Bu halda uducu maddədə çox qat səpilmə nəticəsində detektora düşən yumşaq γ -şüalar əsas rol oynayır. Ona görə də uducu maddənin qalınlığı $\frac{1}{\mu}$ -dən çox olmamalıdır ($d < \frac{1}{\mu}$).

Təcrübə şəraitinin münasib olması üçün əsas şərtlərdən biri də fonun (preparat olmadıqda detektora düşən kənar şüalanma, ətraf radioaktiv çirklənmə, kosmik şüalanması və s.) az olmasıdır. Bu məqsədlə detektoru xüsusi qurğusunun qoruyucunun (konteynerin) içərisində yerləşdirirlər.

İşin görülməsində aşağıdakılar yerinə yetirilməlidir.

- 1) Cihazları işə salmalı.
- 2) Sayğac üçün işçi gərginlik verib, fonu ölçməli.
- 3) Preparatla sayğac arasındakı R məsafəsini dəyişməklə "yaxşı" həndəsi şərait seçməli.

4) İki maddə üçün (Al və Fe və ya Pb) qalınlığı dəyişməklə γ -şüaların intensivliyinin azalması əyrisini çıxarmalı. Bu halda hər nöqtənin ölçülməsində statistik xəta 3%-dən çox olmamalıdır.

5) Uducunun qalınlığından asılı olaraq $\ln J$ əyrisini qurmalı və γ -şüalanmanın monoxromatik olub-olmadığını yoxlamalı.

6) Udulma əyrisindən γ -şüalanmanın μ zəifləmə əmsalını və $\mu = n\sigma$ (n uducu maddənin sıxlığıdır) münasibətindən istifadə etməklə, σ effektiv kəsiyi təyin etməli. μ zəifləmə əmsalının enerjiden asılılığı qrafikindən (şəkil 23), istifadə etməklə γ -şüalanmasının enerjisini tapmalı.

İş №-11. Alfa zərrəciklərin enerjisinin havada qaçış məsafəsinə görə təyini.

Ümumi məlumat. Yüku $Z > 83$ olan ağır nüvələrin çoxu α -parçalanmaya görə qeyri-stabil olurlar. Belə nüvələr özbaşına parçalanmada özlərindən α -zərrəcikləri, yeni ikiqat ionlaşmış helium atomları və ya əlaqə enerjisi $E = 28 \text{ MeV}$ olan helium nüvələri buraxırlar. Əgər ana və qız nüvələrin kütlələri, uyğun olaraq $M(Z, A)$ və $M(Z - 2, A - 4)$, α -zərrəciyin kütləsi m_α olarsa, onda α -parçalanma üçün enerji şərti:

$$M(Z, A) > M(Z - 2, A - 4) + m_\alpha$$

olar. α -zərrəciyin kütləsi qız nüvənin kütləsinə nisbətən çox kiçik olduğundan ($m_\alpha \ll M$), E -parçalanma enerjisinin əsas hissəsi həmin zərrəciklər tərəfindən aparılır. Onda enerji və impulsun saxlanma qanunlarından istifadə etsək, buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi üçün:

$$E_\alpha = \frac{M}{M + m_\alpha} E$$

almaq olar.

α -parçalanmada enerji yalnız iki zərrəcik arasında (α -zərrəcik və qız nüvə) bölündüyündən müəyyən izotop üçün buraxılan α -zərrəciklərin enerjiləri eyni olur. Buna görə də α -zərrəciklərin spektri monoenergetikdir.

Əksər hallarda parçalanma qız nüvənin yalnız əsas halına deyil, həyəcanlanma hallarına da baş verir. Onda bir deyil, bir neçə qrup α -zərrəciklər alınır ki, buna da incə quruluş deyilir.

Əgər parçalanma ana nüvənin həyəcanlanma səviyələrindən baş verərsə, onda az intensivliklə böyük enerjili α -zərrəciklər qrupu alınır (uzunqaçışlı α -zərrəciklər).

α -parçalanmanın əsas xüsusiyyətlərindən biri parçalanma enerjisinin kiçik intervalda dəyişdiyi halda ($4 \leq E \leq 9 \text{ MeV}$) yarımparçalanma periodunun çox böyük intervalda (10^{-6} san-dən 10^{10} ilə qədər) dəyişməsidir.

Radioaktiv parçalanma sabiti λ ilə α -parçalanma enerjisi E arasında müəyyən asılılıq vardır. Bu asılılığı ilk dəfə təcrübi yolla Heyger və Nettol aşağıdakı kimi tapmışlar:

$$\ln \lambda = A \ln E + B$$

burada A və B -sabitlərdir.

Kvant mexanikasının nüvə fizikasına tətbiqinə ən parlaq misal olaraq α -parçalanmasının nəzəriyyəsini göstərmək olar. Bu nəzəriyyəyə görə α -parçalanmanın E enerjisi ilə parçalanma sabiti λ arasında güclü asılılıq alınır.

Elementar α -parçalanma nəzəriyyəsində (birnuklonlu α -parçalanma modeli) α -zərrəciklərin nüvədə hazır şəkildə olduğu fərz olunur və nüvənin parçalanma ehtimalı hesablanır. Lakin α -zərrəciklərin parçalanmaya qədər nüvədə yaranması aşkar deyildir.

α -parçalanma nəzəriyyəsinin mahiyyəti ilə tanış olaq. Fərz edək ki nüvə daxilində α -zərrəciyin kinetik enerjisi E_α -dir. α -zərrəciyə təsir edən potensial sahənin forması isə tam məlum deyildir. Lakin α -parçalanmanın xüsusiyyətləri üçün bu heç də əsas rol oynamır. Potensialın forması, yalnız nüvə qüvvələrinin yaxına təsir xassəsini nəzərə almaqla, ixtiyari seçilə bilər. Ona görə də potensialı sferik potensial çuxur şəklində götürmək qəbul olunmuşdur. Nüvə daxilində ($r < R$) potensialın qiyməti $V = -V_0$ sabit hesab edilir. Onda nüvənin R radiusu kimi, nüvənin mərkəzindən etibarən, yaxına təsir nüvə qüvvələrinin mühüm rol oynadığı maksimal məsafə götürülür.

Nüvədən xaricdə ($r > R$) α -zərrəciklər üçün B_α potensialını təmiz Kulon potensialı qəbul etmək olar:

$$B_\alpha = V_k = \frac{Z_\alpha Z e^2}{r},$$

burada $Z_\alpha = 2$ α -zərrəciyin yükü, Z α -parçalanmadan sonra alınan qız nüvənin yükü, r -nüvənin mərkəzindən olan məsafədir. Kulon potensialı α -zərrəciklərin nüvəni tərk etməsi üçün, $r=R$ qiymətində müəyyən hündürlüyə malik olan potensial çəpər əmələ gətirir. $E_\alpha = V_k(r_E)$ olduğu $r_E = \frac{2Ze^2}{E_\alpha}$ qiyməti dönmə nöqtəsi adlanır. Məsələn, ${}_{92}U^{238}$ nüvəsi üçün potensial çəpərin hündürlüyü

$B_\alpha(R) \approx 30 \text{ MeV}$ olduğu halde, nüvədən buraxılan α -zərrəciklərin enerjisi təqribən 5 MeV -dir.

Klassik mexanikaya görə kinetik enerjisi $E_\alpha < B_\alpha$ olan zərrəcik $r < R$ oblastında qalmalıdır. $R < r < r_E$ oblastında isə zərrəciyin kinetik enerjisi mənfi olmalı idi. Belə ki, zərrəciyin tam enerjisi E , kinetik E_α və potensial V_K enerjilərinin cəminə bərabərdir. Lakin göstərilən oblastda $V_K > E$ olduğu üçün $E_\alpha < 0$ olmalıdır.

Kvant mexanikasına görə zərrəciyin, az ehtimalla da olsa, potensial çəpərdən keçməsi mümkündür (buna "tunnel" effekti deyilir). α -parçalanmada radioaktiv nüvələrin yaşama müddəti (10^{-6} san-dən 10^{17} san qədər) xarakterik nüvə vaxtına (10^{-21} san) nisbətən çox böyük olduğundan, nüvə halları kvazistasionar olur.

Əyanilik üçün, real potensial çəpəri aşağıdakı kimi verilən bir ölçülü və eni d olan düzbucaqlı çəpərlə əvəz edək:

- | | | |
|-----|---------------------------|---------------------------|
| I | $V = -V_0 = \text{const}$ | $(r < R)$, |
| II | $V = V_K$ | $(R \leq r \leq R + d)$; |
| III | $V = 0$ | $(r > R + d)$ |

Belə potensial üçün Şredinqer tənliyini həll etdikdə, potensial çəpər oblastında (II oblastı) eksponensial azalan dalğa funksiyası:

$$\psi_{II}(r) = \exp\left[-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_\alpha(V - E)}r\right],$$

I və III oblastlarında isə müstəvi dalğaların yayılmasını təsvir edən ossilyator funksiyası:

$$\psi_{I,III}(r) = \exp\left[\frac{i}{\hbar}\sqrt{2m_\alpha E}r\right]$$

alırıq. Burada E α -zərrəciklərin tam enerjisi, m_α - α -zərrəciyə qız nüvənin gətirilmiş kütləsidir.

α -zərrəciklərin potensial çəpərdən keçmə ehtimalını təyin etmək üçün çəpərin şəffaflığı anlayışı daxil edilir. Bu, potensial çəpərdən (II oblastından) $r=R+d$ olduqda keçən zərrəciklərin ehtimal sıxlığının I oblastında $r=R$ olduqda çəpərə düşən zərrəciklərin ehtimal sıxlığına nisbəti kimi təyin edilir. Şəffaflıq D ilə, zərrəciklərin ehtimal sıxlığı $v|\psi|^2$ şəklində göstərilərsə və α -zərrəciklər üçün $v_I \approx v_{II} \approx v_{III}$ olduğu qəbul edilərsə, onda:

$$D = \left| \frac{\psi_{II}(R+d)}{\psi_I(R)} \right|^2 = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m_\alpha(V-E)}d\right]$$

alırıq.

Kulon çəpəri üçün D əmsalını aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_R^{r_E}\sqrt{2m_\alpha(V_K-E)}dr\right]$$

$l \neq 0$ olduqda (l - α -zərrəciyin qız nüvəyə nəzərən orbital momentini göstərən kvant ədədidir), onda V_K Kulon potensialına mərkəzdənqaçma

$$V_m = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha r^2}$$

potensialı əlavə olunur və yekun potensial:

$$V = V_k + V_m$$

olur. Lakin $D_{\ell \neq 0}$ əmsalı $D_{\ell=0}$ əmsalından çox az fərqlənir. Belə ki, seçmə qaydasına görə α -parçalanmada $\ell \leq 10$ ola bilər və $\ell = 10$ qiyməti üçün $V_m < 5MeV$ alınır.

D şəffaflyq əmsalının məlum qiymətində α -parçalanmanın λ parçalanma sabitini təyin etmək üçün α -zərrəciklərin nüvə daxilindəki hərəkətini araşdırmaq lazımdır. Ehtimal ki, α -zərrəciklər nüvə daxilində hazır şəkildə olurlar. Nuklonların müəyyən konfigurasiyaları emələ gəlir və yenidən dəyişərək başqa konfigurasiyaya keçir. Belə konfigurasiyaların birində iki proton iki neytrona yaxın ola bilər, α -zərrəciyə bənzər birləşmə alınar və müəyyən ehtimalla həmin birləşmə α -zərrəcik kimi nüvədən buraxıla bilər.

α -parçalanma sabitinin dəqiq hesablanması α -zərrəciklərin nüvədə emələ gəlmə ehtimalı, sürəti və şəffaflyq əmsalının düzgün təyin edilməsi ilə əlaqədardır. Bunlar hal-hazırda axıra qədər həll olunmamış mürəkkəb məsələlərdir. Lakin münasib yaxınlaşma kimi:

$$\lambda = kD \quad (22)$$

qəbul etmək olar. Burada k eksponensialqabağı əmsal adlanır və təqribi qiyməti müəyyən mülahizələrə görə təyin edilir. Məsələn, bir mülahizəyə görə k 1san-də α -

zərrəciklərin nüvənin daxili səthinə endirdiyi zərbələrin sayı kimi qiymətləndirilir. Onda, sürəti v olan α -zərrəciyin nüvəni keçmə vaxtı

$$t = 2R/v \text{ və:}$$

$$k = \frac{1}{t} = \frac{v}{2R} \approx 10^9 / 2 \cdot 10^{-12} \approx 10^{21} \text{ san}^{-1}$$

olar.

(22) münasibətindən

$$\ln \lambda = \ln k + f(E_\alpha)$$

almaq olar. Təmiz Kulon çəpəri olduğu halda isə,

$$\ln \lambda = a + bE_\alpha^{-1/2},$$

burada a və b nüvə yükündən zəif asılı olan sabitlərdir. Bu münasibət yuxarıda gətirilən Heyger-Nettol münasibətinə çox yaxındır. Buradan görünür ki, E_α kinetik enerjisinin az miqdarda dəyişməsinə λ sabitinin çox böyük dəyişməsi uyğun gəlir.

α -zərrəciklərin normal şəraitdə havadakı R_α qaçış məsafəsi ilə onların E_α kinetik enerjiləri arasında aşağıdakı empirik təyin edilmiş düstur vardır:

$$R_\alpha = 0,318E_\alpha^{3/2} \quad (23)$$

Təbii izotopların buraxdığı α -zərrəciklər üçün normal havada qaçış məsafəsinin qiyməti $3 < R_\alpha < 7 \text{ sm}$ intervalında olur.

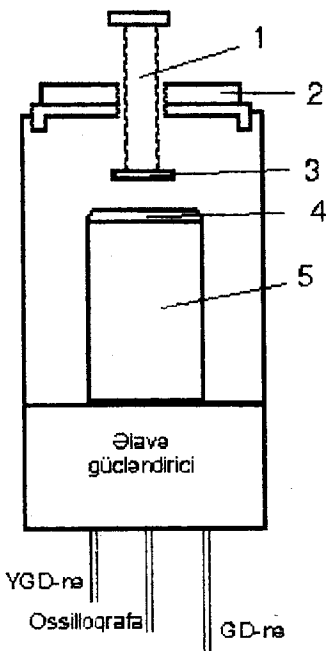
Adətən R_α orta qaçış məsafəsi təcrübi üsulla α -zərrəciklərin maddədən keçmə əyrisinə (α -zərrəciklərin sayının maddənin qalınlığından asılılığı) görə təyin olunur. R_α -məsafəsi olaraq α -zərrəciklərin sayının yarıya qədər azaldığı qalınlıq götürülür. Absisi R_α olan nöqtədə əyriyə çəkilən toxunanın absis oxunu kəsdiyi məsafə isə R_e -ekstrapolyasiya qaçış məsafəsi adlanır. α -zərrəciklərin E_α -enerjisini hesablamaq üçün onların maddədəki R_α -qaçış məsafəsini təyin etmək lazımdır.

İşin görülmə qaydası. Şəkil 25-də R_α qaçış məsafəsinin ssintilyasiya sayğacı vasitəsilə təyin etmək üçün qurğunun sxemi göstərilmişdir.

3 alfa radioaktiv preparatı 1 vintinin ucunda yerləşdirilmişdir. 2 fotoelektron gücləndirici (FEG) blokun qapağı ilə vintli əlaqədə olan oxu burmaqla preparatla ssintilyasiya ekranı arasındakı məsafəni dəyişdirmək olur. α -zərrəciklərin təsirilə, gümüş qarışığı olan kükürlü sink təbəqəsilə örtülmüş 4 ssintilyasiya ekranında əmələ gələn işıq parıltıları 5 FEG vasitəsilə qeyd edilir. FEG-in çıxışında alınan elektrik impulsları əlavə gücləndiriciyə (ƏG) və oradan da paralel olaraq sayğac sistemi (SS) və elektron ossilloqrafına (Os) verilir.

Preparatı ssintilyasiya ekranından tədricən uzaqlaşdırdıqda ssintilyatorda işıq parıltılarının intensivliyi azalır və deməli ossilloqrafın ekranında impulsun amplitudu

kiçilir. Preparatla ssintilyasiya ekranı arasındaki məsafə R_{α} qaçış məsafəsinə yaxın olduqda ossilloqrafın ekranındaki impulsun amplitudu sıfıra yaxın olur və buna görə də qaçış məsafəsinin qiymətini tapmaq olur.



Şəkil 25. α -zərrəciklərin qaçış məsafəsini ölçmək üçün qurğunun sxemi.

İşdə məqsəd ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ izotopunun buraxdığı α -zərrəciklərin havadakı qaçış məsafəsini təyin etmək və enerjisini qiymətləndirməkdir.

İş aşağıdakı ardıcılıqla yerinə yetirilməlidir.

1) α -radioaktiv preparatla ssintilyasiya ekranı arasındakı müəyyən minimum məsafədən ($3 \div 5\text{mm}$) başlayaraq zərreciklərin sayının məsafədən asılılığını almalı.

2) Udulma əyrisindən \bar{R}_α və \bar{R}_e (orta və ponesial) qaçış məsafələrini təyin etməli.

\bar{R}_α və \bar{R}_e qaçış məsafələrinin qiymətinə əsasən (23) disturundan \bar{E}_α və \bar{E}_e enerjilərini hesablamalı, $\Delta E = \bar{E}_e - \bar{E}_\alpha$ enerji xətasını qiymətləndirməli.

İş №-12. Udulma üsulu ilə β -spektrin yuxarı sərhədlərinin təyini.

β -parçalanma haqda ümumi məlumat. β -parçalanma prosesində nüvədən β -zərrəciklər buraxılır, nüvənin yükü bir vahid qədər dəyişir ($\Delta z = \pm 1$). Üç növ β -parçalanma vardır:

1. β^- -parçalanma – nüvədən elektron və anti-neytrino buraxılır.
2. β^+ -parçalanma – nüvədən pozitron (müsbət yüklü elektron) və neytrino buraxılır.
3. E-zəbt (K-zəbt)- nüvə özünə yaxın olan orbit elektronlarından birini zəbt edərək neytrino buraxılır.

Neytrinonun sükunət kütləsi sıfır olduğundan, üç növ β -parçalanma üçün enerji şərtləri aşağıdakı kimi göstərilir:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_e \quad (\beta^- \text{-parçalanma})$$

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e \quad (\beta^+ \text{-parçalanma})$$

$$M(Z, A) + m_e > M(Z - 1, A) \quad (\text{E-zəbt})$$

burada m_e -elektronun sükunət kütləsi; $M(Z, A)$ isə sıra nömrəsi Z və kütləsi A olan nüvənin kütləsidir.

Həmin energetik şərtləri atom kütlələri ilə aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$M_o(Z, A) > M_o(Z + 1, A) + m_e \quad (\beta^- \text{-parçalanma})$$

$$M_a(Z, A) > M_a(Z-1, A) + 2m_e \quad (\beta^+ \text{-parçalanma})$$

$$M_a(Z, A) + m_e > M_a(Z-1, A) \quad (\text{E-zəbt})$$

Bu münasibətlərdən görünür ki, E-zəbt β^+ -parçalanmaya nisbətən energetik olaraq daha elverişlidir. Əgər:

$$M_a(Z-1, A) + 2m_e > M_a(Z, A) > M_a(Z-1, A)$$

olarsa, onda (Z, A) atomu öz izobarı olan $(Z-1, A)$ atomuna yalnız E zəbt vasitəsilə parçalanmalıdır. Bu hadisə, ağır elementlərdə K-təbəqəsi nüvəyə yaxın olduğu üçün, daha ehtimallıdır. Yüngül elementlərdə isə, orbit elektronlarının nüvə daxilində olma ehtimal sıxlığı az olduğundan, E-zəbt hadisəsinin də ehtimalı az olur.

Yuxarıdakı energetik şərtləri nuklonlara tətbiq etsək, alarıq ki, neytron qeyri-stabildir və β^- -parçalanmada protona çevrilir:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (\beta^- \text{-parçalanma})$$

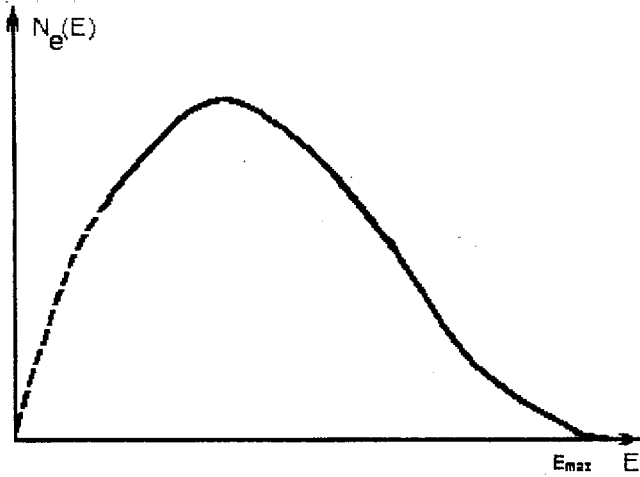
Sərbəst halda proton stabildir və yalnız nüvə daxilində neytrona çevrilə bilər:

$$p \rightarrow n + e^+ + \tilde{\nu}_e \quad (\beta^- \text{-parçalanma})$$

və

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (\text{E-zəbt})$$

Elektron və pozitronlar, eləcə də, neytrino və antineytrino nüvə daxilində olurlar, onlar yalnız β -parçalanma prosesində, nuklonların çevrilməsi zamanı yaranır. β -parçalanmada buraxılan elektron və pozitronlar kəsilməz (bütöv) spektrə malikdirlər (şəkil 26).



Şəkil 26. β -parçalanmanın enerjetik spektri.

Lakin hər bir β -spektr özünün müəyyən sərhəd enerjisi ilə, yeni elektron və ya pozitronların E_{\max} enerjiləri ilə xarakterizə olunurlar. Spektrin kəsilməz olmasına səbəb β -parçalanmada ayrılan enerjinin üç zərrəcik arasında (məhsul nüvə, elektron və ya pozitron, antineytrino və ya neytrino) paylanmasıdır. Məhsul nüvənin kütləsi β -zərrəciklərin kütləsinə nisbətən çox böyük olduğundan, onun payına düşən enerji çox az olur. Odur ki, β -parçalanmanın bütün enerjisi statistik qanunla elektron-antineytrino (pozitron-neytrino) arasında paylaşılır. Elektronun (pozitronun) enerjisinin E_{\max} qiymətində antineytrinonun (neytrinonun) enerjisi sıfıra yaxın olur. Odur ki, E_{\max} aşağıdakı kimi tapılır:

$$E_{\max} = [M(A, Z) - M(Z - 1, A) - m_e] c^2$$

(c-ışık sürətidir.)

Bəzən β -parçalanma nəticəsində alınan məhsul nüvə əsas halda deyil, bir sıra həyəcanlanmış hallarda olur. Onda β -zərrəciklərlə birlikdə bir və ya bir neçə γ -kvantlar da buraxılır. Digər tərəfdən β -parçalanma müəyyən ehtimalla məhsul nüvənin həm əsas və həm də həyəcanlanmış səviyyələrinə baş verə bilər. Bu halda təcrübədə alınan β -spektr, sərhəd enerjiləri müxtəlif olan bir neçə parsial β -spektrlərin cəmindən ibarət olacaqdır:

$$E_{\max}(1) = [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m_e] c^2 - E_2$$

$$E_{\max}(2) = [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m_e] c^2 - E_1$$

$$E_{\max}(3) = [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m_e] c^2$$

burada E_1 və E_2 məhsul nüvənin 1-ci və 2-ci həyəcanlanmış səviyyələrinin enerjisidir.

E-zəbt zamanı nüvədən yalnız bir zərrəcik, neytrino buraxıldığından, parçalanmanın praktiki olaraq bütün enerjisi həmin zərrəciyin payına düşür. Şüalanma monoxromatik olur.

Müxtəlif radioaktiv maddələrin elektron və pozitron spektrləri formaca fərqlənirlər. Spektrin formasına bir sıra faktların təsiri vardır. Əsas faktor kimi nüvənin Kulon sahəsinin buraxılan elektron və pozitronlara təsirini və bunun nəticəsində spektrin təhrif olunmasını göstərmək

enerji oblastına, pozitronlar üçün isə böyük enerji oblastına doğru sürüşmüş olur. Nüvənin Kulon sahəsində elektronların tormozlanması və pozitronların sürətlənməsi E_{\max} enerjisinin qiymətini də bir qədər dəyişir (elektronlar üçün E_{\max} azalır, pozitronlar üçün isə artır. Həm də nüvənin Z yükü böyük olduqca bu dəyişmə də çox olur.

β -parçalanma ehtimalı və uyğun spektrin forması, əsaslı olaraq, parçalanma zamanı buraxılan zərrəciklərin apardığı tam hərəkət miqdarı momentindən asılıdır. Eksperiment göstərir ki, β -parçalanmada nüvənin spini \hbar Plank sabitinin tam misilləri qədər dəyişir, yeni $\Delta I = 0, 1, 2, \dots$. Ümumi halda ΔI elektron və antineytrinin (pozitron və neytrinin) orbital və spin momentlərinin cəminə bərabərdir:

$$\Delta \vec{I} = \Delta \vec{L} + \vec{S}_e + \vec{S}_\nu$$

β -parçalanma ehtimalı β -zərrəciklər tərəfindən aparılan orbital momentin qiymətindən asılı olur. ΔL bir vahid artdıqca parçalanma ehtimalı təqribən 100 dəfə azalır. Ən çox ehtimallı hadisə β -parçalanmada β -zərrəciklərin sıfıra bərabər orbital momentlərilə ($\Delta L = 0$) buraxılmasıdır. Bu halda, nüvənin spininin dəyişməsinin iki mümkün qiyməti olur: $\Delta I = 1$ (β -zərrəciklərin spinləri paraleldir) və $\Delta I = 0$ (β -zərrəciklərin spini antiparaleldir). Odur ki, $\Delta L = 0$ olan keçidlər icazə olunmuş və $\Delta L \geq 1$ olan keçidlər qadağan olunmuş adlanır. Məsələn,

$K^{40} \rightarrow Ca^{40} + e^{-} + \tilde{\nu}_e$ keçidində $\Delta I = 4$ olduğu üçün yarımparçalanma periodu çox böyük ($T \approx 1,25 \cdot 10^9$ il) olur.

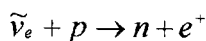
β -parçalanma ehtimalı parçalanma enerjisindən asılıdır. Parçalanma enerjisi böyük olduqca, buna uyğun keçidin ehtimalı artır (T -yarımparçalanma müddəti az olur). Parçalanma enerjisinin böyük qiymətləri üçün T ilə E_{\max} arasında aşağıdakı asılılıq alınır:

$$T \sim E_{\max}^{-5}$$

β -parçalanma zəif qarşılıqlı təsirlə gedən proses olub, qarşılıqlı təsir sabiti $g \approx 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{sm}^3$ -dir (müqayisə üçün, nüvə qüvvələrinin qarşılıqlı təsir sabiti $1 \div 10$ tərtibində, elektromaqnit qüvvələrininki isə $1/137$ -dir). Müəyyən edilmişdir ki, zəif qarşılıqlı təsir proseslərində (o cümlədən β -parçalanmada) cütlüyün saxlanması qanunu ödənilmir. Cütlüyün saxlanmamasını sübut edən təcrübələrdən alınır ki, neytrino və antineytrino zərrəciklərinin sükunət kütləsi sıfır bərabərdir. Elektrik yükünün və hərəkət miqdarı momentinin saxlanması qanunlarından alınır ki, həmin zərrəciklərin yükü sıfır və spini $1/2$ -ə bərabərdir. Deməli, ν və $\tilde{\nu}$ Fermi zərrəcikləridir. Elektrik yükünün sıfır və maqnit momentinin sıfır yaxın olması nəticəsində neytrino (antineytrino) maddədən keçdikdə praktiki olaraq ionlaşma yaratmır.

Neytrino və antineytrino özlərinin müxtəlif işarəli polyarlaşmaları ilə fərqlənirlər. Neytrinonun spini hərəkət

istişamətinin əksinə (sol vint), antineytrionunki isə hərəket istiqamətində olur (sağ vint). Həmin zərrəciklər madde ilə çox zəif qarşılıqlı təsirdə olduğundan, uyğun effektiv kəsik olduqca kiçik olur ($\sigma \leq 10^{-43} \text{ sm}^2$). Ona görə neytrionu uzun illər boyu bilavasitə müşahidə etmək mümkün olmamışdır. Yalnız 1956-cı ildə Kouen və Reynes nüvə reaktorunda alınan güclü antineytrino dəstəsindən istifadə edərək, həmin zərrəciklərin nüvə ilə aşağıdakı qarşılıqlı təsir aktlarını müşahidə etmişlər:



Elementar Fermi nəzəriyyəsinə görə β -parçalanmada alınan elektron (pozitron) spektri (β -spektr) hesablanır, neytrionun kütləsinin sıfıra yaxın olduğu təsdiq olunur və s.

$E \ll m_e c^2$ olduğu qeyri-relyativistik hal üçün,

$$dN \approx \sqrt{E_0} (E - E_0)^2 dE,$$

olur, burada dN , enerjisi $E - E + dE$ intervalına düşən elektronların sayı, E_0 isə β -parçalanmanın tam enerjisidir.

$E \gg m_e c^2$ olduğu ultra relyativistik hal üçün

$$dN \approx E^2 (E_0 - E)^2 dE$$

Udulma üsulu. β -spektrin yuxarı sərhəddini dəqiq təyin etmək üçün β -parçalanmada buraxılan elektronların (pozitronların) enerji spektrini almaq lazımdır. Bu məqsədlə bir sıra β -spektrometrlərdən (maqnit və ssintilyasiya)

və mütənasib sayğaqlardan istifadə etmək olar. Lakin bu üsullarda bir tərəfdən mürekkəb qurğular, digər tərəfdən isə güclü radioaktiv mənbələr tələb olunur. Ona görə də, böyük dəqiqlik tələb olunmadığı halda, sadə üsul hesab olunan udulma üsulundan istifadə edilir.

Məlumdur ki, (bax I.) maddədən keçərkən elektronların udulması, onların enerjilərinin uducu maddə atomlarının ionlaşması və həyəcanlaşmasına (ionlaşma itkiləri), yüksək enerjilərdə isə, tormozlanma şüalanmasına (radiasiya itkiləri) sərf olunma nəticəsində baş verir. Radioaktiv maddələrin buraxdığı elektronların enerjisi çox yüksək olmadığından ($\sim 5\text{MeV}$), bunlar üçün radiasiya itkiləri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir. Odur ki, β -zərrəciklərin maddədən keçərkən udulması əsasən ionlaşma itkiləri hesabına olur. Yada salmaq lazımdır ki, (1') düsturuna əsasən ionlaşma itkiləri zərrəciyin z yükü, maddenin elektronlarının n_e sıxlığı ilə düz və zərrəciyin v sürətinin kvadratı ilə tərs mütənasib olur. Bu halda zərrəciklərin enerjisini təyin etmək üçün, onların verilmiş maddədəki R qaçış məsafəsi ilə enerji arasındakı məlum asılılıqdan istifadə etmək olar.

Yuxarıda göstərilənlərə əsasən demək olar ki, ağır zərrəciklərdən fərqli olaraq, elektronların maddə daxilində keçmə qalınlığı onların başlanğıc enerjisinin birqiymətli funksiyası olmur. Adətən elektronların nüfuzetmə qabiliyyətini göstərmək üçün praktiki qaçış məsafəsi anlayışın-

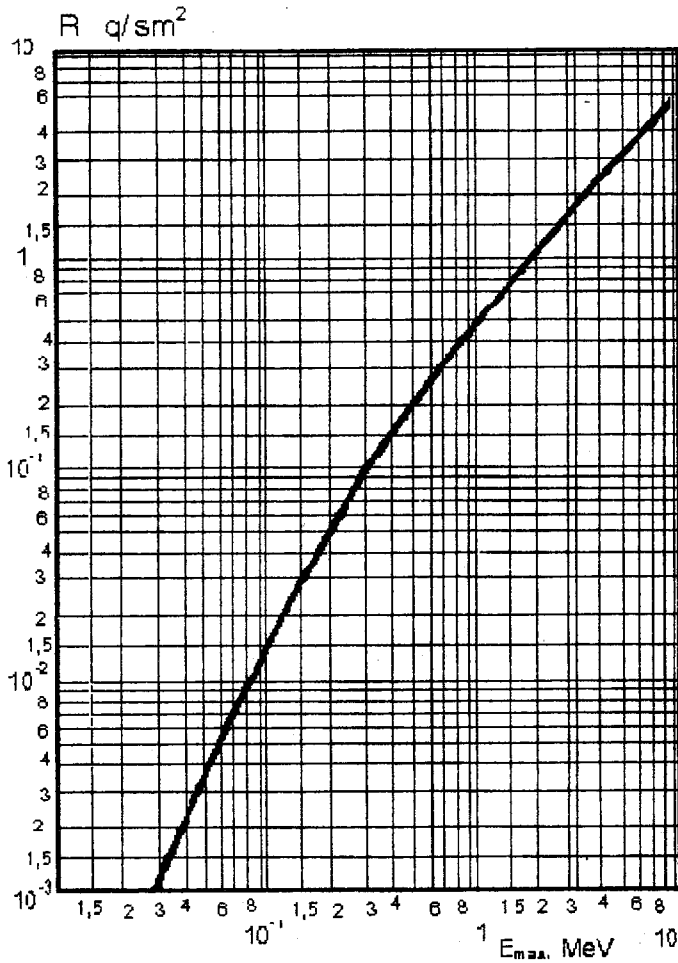
dan istifadə edirlər. Bu kəmiyyəti eksperiment yolu ilə udulma əyrisindən, həmin əyrinin ölçmənin mümkün olmadığı fon oblastına (statistik xəta daxilində ölçülən və fon intensivliklərinin eyni tərtibdə olduqları oblast) ekstrapolyasiya etməklə təyin edirlər. Praktiki qaçış məsafəsinin elektronların başlanğıc enerjisindən asılılığını nəzəri olaraq almaq mümkün olmadığından, bu asılılığı eksperiment üsulu ilə, məlum enerjili zərrəciklərin qaçış məsafəsini ölçməklə, müəyyən edirlər (şəkil 27).

Udulma əyrisinin təqribən eksponensial qanuna tabe olduğunu qəbul edərək, praktiki qaçış məsafəsini nisbətən dəqiq təyin etmək üçün yarım loqarifmik miqyasdan istifadə etmək olar.

Aşağıda yüngül uducu elementlər üçün (əsasən Al üçün) elektronun enerjisi ilə praktiki qaçış məsafəsi arasındakı asılılıqlar verilmişdir:

$$\begin{aligned}
 E &= 20R^{0,6} & R < 0,03 \\
 E &= 6,67R + 0,0186 & 0,002 < R < 0,02 \\
 E &= 1,92R^{0,725} & 0,02 < R < 0,3 & (24) \\
 E &= 1,85R + 0,245 & R \geq 0,3 \\
 E &= 1,74R + 0,280 & R > 0,4
 \end{aligned}$$

Burada E enerjisi MeV-lərlə, R-qaçış məsafəsi q/sm²-lərlə $[R = R(sm) \times \rho(\frac{q}{sm^3})]$, ρ -uducunun sıxlığıdır verilmişdir.



Şekil 27. β -elektronların pratiki kaçış mesafelerinin E_{max} -dan asıllığı.

β -spektrin X yuxarı sərhəddini təyin etmək üçün, adətən elektronların alüminiumda udulma əyrisini alırlar. Udulma əyrisindən istifadə etməklə β -spektrin sərhəd enerjisini təyin etmək olar. Bunun üçün udulma əyrisindən fon oblastına ekstrapolyasiya etməklə praktiki qaçış məsafəsi təyin edilir. E_{\max} enerjisini təyin etmək üçün R qaçış məsafəsinin E_{\max} enerjisindən asılılığı qrafikindən (şəkil 27) və ya (24) empirik asılılıqlardan istifadə etmək olar.

Lakin məlumdur ki, bu qayda ilə E_{\max} enerjisini təyin etdikdə ancaq sadə β -parçalanma üçün düzgün nəticə alınır. Müəkkəb β -parçalanma olduqda isə təyin edilən sərhəd enerjisi maksimal enerjili parsial parçalanmaya aid olur. (bax iş №13).

İşin görülmə qaydası. β -zərrəcikləri qeyd etmək üçün oturaqqlı Heyger-Müller qaz sayğacından istifadə olunur. Qaz sayğacı silindrik qurğuşun konteynerin içərisində yerləşdirilmişdir. Konteynerin içərisində preparatı və uducu lövhələri yerləşdirmək üçün pilləli arakəsmə vardır. Sayğacın say xarakteristikasını çıxarıb işçi gərginliyi təyin etdikdən sonra (bax iş №-2), preparatla sayğac arasında müəyyən məsafədə müxtəlif qalınlıqlı alüminium lövhələr qoymaqla udulma əyrisinin çıxarmalı. Fonu ölçmək üçün preparatla sayğac arasına qalınlığı 2-3 mm olan alüminium lövhə qoymaq olar. Bu halda kənar fonla birlikdə preparatın buraxdığı γ -şüalar da ölçülür (bax iş №6).

Udulma əyrisindən praktiki qaçış məsafəsini təyin edib (24) münasibətlərindən və $R(E_{\max})$ grafikindən istifadə edərək, E_{\max} enerjisini və onun xətasını qiymətləndirməli.

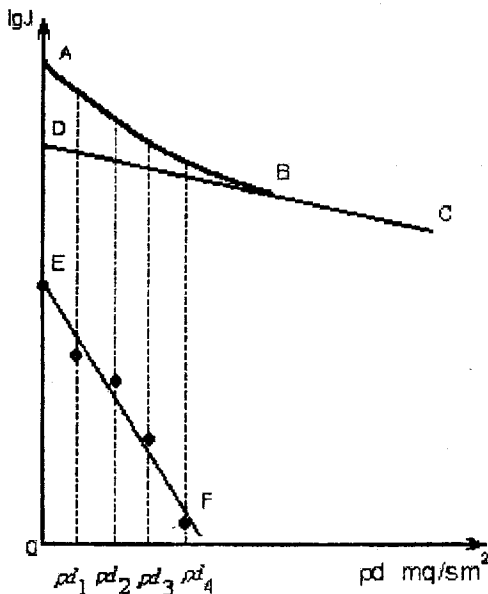
İş №-13. Mürəkkəb β -spektrin təhlili.

Ümumi məlumat. Bu işi yerinə yetirmək üçün əvvəlcə iş №12 ilə ətraflı tanış olmaq lazımdır.

Bir neçə izotopun qarışığından ibarət olan preparatın yekun β -spektrini və ya bir izotopun mürəkkəb spektrini tədqiq etdikdə, ayrı-ayrı β -spektrlərin E_{\max} -sərhəd enerjilərini və nisbi intensivliklərini təyin etmək lazım gəlir. Bunun üçün udulma əyrisini yarımlaşma qanununa uyğun olaraq qurmaq lazımdır (ordinatda intensivliklərin loqarifması, absisədə isə mq/sm^2 -lərlə verilmiş qalınlıqlar götürülür). β -şüalanmanın intensivliyinin uducu maddənin qalınlığından asılılığı eksponensial qanuna yaxın olduğundan sadə β -spektr üçün qurulan qrafik təqribən düz xətt verməlidir. Preparat müxtəlif izotopların qarışığından təşkil olunmuşdusa, udulma əyrisi əyrixətli olmalıdır. Lakin mürəkkəb spektr üçün alınmış qrafik bəzi hallarda sadə komponentlərə asan ayrıla bilər.

Maksimal enerjiləri kəskin fərqlənən sadə spektrlərdən təşkil olunmuş mürəkkəb spektrin komponentlərinə ayırma üsuluna baxaq. Deyək ki, ölçmənin nəticələrinin

qrafiki ABC-əyrisi şəklində verilmişdir (şəkil 28). Bu əyrinin son hissəsi yalnız bir komponentlə əlaqədar olduğundan düz xətt verməlidir. Həmin düz xətti ordinat oxunu kəsin-cəyədək (D nöqtəsi uzatsaq E_{max} -enerjisi ən böyük olan komponenti (sərt komponent) almış olarıq. Qalan komponentlər üçün udulma əyrisini almaq məqsədilə ABC əyrisindən DBC-ni çıxmaq lazımdır.



Şəkil 28. Mürəkkəb β -spektrin udulma əyrisinin təhlili.

Udulma əyriləri yarımloqarifmik miqyasda qurul-

duğundan DBC əyrisindən sadəcə həndəsi çıxmaq olmaz. Bunun üçün sərt komponent ABC-əyrisinin D nöqtəsinin ordinatından həmin komponentin başlanğıc (sıfır qalınlıq üçün) I_b -intensivliyini tapırlar. A nöqtəsinin ordinatına görə isə β -zərrəciklərin I_t -tam intensivliyini alırlar. I_t-I_b -fərqinin loqarifmik qiyməti (E nöqtəsi) sərt komponent çıxdıqdan sonra qalan spektr üçün udulma əyrisinin başlanğıc nöqtəsi olmalıdır. Sonra DB parçası bir neçə bərabər hissələrə bölünür, hər ρd -qalınlığı üçün intensivliklərin qiymətləri tapılır və bunların fərqinin loqarifmik qiymətlərindən EF əyrisinin uyğun nöqtələrini tapıb qrafik qururur. Əgər EF əyrisi düz xətt verirsə, onların komponentlərə ayrılma prosesi qurtarmış hesab olunur. EF əyrisi düz xətt verməzsə onda yuxarıdakı qaydada, yeni ABC əyrisində olduğu kimi bunun üçün də çıxma prosesini aparmaq lazımdır. Bütün komponentlərə ayrılıncaya qədər bu əməliyyat davam etdirilir.

Sadə komponentlər üçün alınmış əyriyə uyğun intensivlikləri (ordinat oxu ilə kəsişmə nöqtələrinə görə) praktiki qaçış məsafələrini və məlum üsullarla sərhəd enerjilərini təyin edirlər (bax iş №12).

İşin görülmə qaydası. Verilən preparat üçün udulma əyrisini çıxarmalı. Həmin əyrini yuxarıda təsvir edilən üsulla təhlil edərək sadə komponentlərə ayırmalı. Ayrılmış komponentlər üçün intensivlikləri və E_{\max} yuxarı sərhəd enerjilərini təyin etməli.

İş №-14. Kosmik şüaların ölçülməsi.

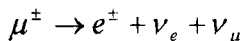
Ümumi məlumat. Kosmik şüalar – kosmik fəzadan Yere gəlib çatan yüksək enerjili zərrəciklər selinə deyirlər. Yer atmosferinin yuxarı sərhəddinə çatan kosmik şüalar (birinci kosmik şüalar) təqribən 86% protonlar, 13% helium atomunun nüvələri (alfa zərrəciklər) və 1% nisbətən ağır atomların nüvələridir. Birinci kosmik şüalanma izotrop və stabildir. Bəzən bu şüalanmanın intensivliyinin dəyişməsi (fluktuasiya) müşahidə olunur. Müəyyən edilmişdir ki, intensivliyin bu dəyişmələri günəşdə baş verən aktiv proseslərlə əlaqədardır. Birinci kosmik zərrəciklərin enerjilərinin böyük olmasına baxmayaraq ($10^9 eV$ -dan $10^{19} eV$ -a qədər) onların çox az hissəsi Yer səthinə çata bilir. Enerjiləri təqribən $15 \cdot 10^9 eV$ -a qədər olan yüklü zərrəciklərə Yerin maqnit sahəsi tərəfindən Lorens qüvvəsi təsir etdiyindən, onların trayektoriyaları əyilir və onlardan bir qismi Yer səthinə çatmırlar. Zərrəciklərin Yer səthinə çatmamasının başlıca səbəbi isə Yer atmosferidir. Belə ki, birinci kosmik şüalar nüvə aktiv zərrəciklərdən təşkil olunmuşlar, onlar Yer atmosferini təşkil edən elementlərin nüvələri ilə intensiv qarşılıqlı təsirdə olurlar və bunun nəticəsində həmin zərrəciklərin atmosferdəki qaçış məsafələri $100q/sm^2$ -dən çox olmur (atmosferin qalınlığının onda biri qədər).

Birinci kosmik zərrəciklərin Yer atmosferini təşkil edən elementlərin nüvələrilə toqquşmasında ikinci kosmik şüalanma zərrəcikləri – sürətli protonlar, neytronlar, alfa zərrəciklər, π -mezonlar və s. yaranır. Yeni yaranan zərrəciklərin bir hissəsi də öz növbəsində nüvə aktiv zərrəciklərdir və reaksiya nəticəsində yeni zərrəciklər yarada bilirlər. Məsələn, π -mezonların yaşama müddəti çox kiçik olduğundan ($\tau_{\pi} \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ san}$), onlar nüvə qarşılıqlı təsirində olmaqla bərabər tez bir zamanda aşağıdakı sxemlə yeni zərrəciklərə parçalanır:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu; \pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Lakin π -mezonların parçalanmasından alınan myü (μ) mezonlar nüvə-aktiv zərrəciklər deyildir. Onların kütlələri elektrona nisbətən böyük olduğundan ($m_{\mu} \approx 270m_e$) atom nüvələrinin elektrik sahəsində zəif tormozlanırlar və ona görə də onlar üçün radiasiya itkiləri çox az olur. Myu mezonlarının sürətləri böyük olduğundan onlar üçün ionlaşma itkiləri də azdır. Az enerji itkiləri həmin zərrəciklərin yüksək nüfuzetmə qabiliyyətinə malik olmasına səbəb olur. Ona görə də kosmik şüaların myu-mezon komponentini sərt komponent adlandırırlar. Belə ki, atmosferin yuxarı qatlarında əmələ gələn myu mezonların çox hissəsi gəlib Yer səthinə çatır və dəniz səviyyəsində ölçüldükdə kosmik şüaların tam sayının 2/3-ni təşkil edir. Bu kosmik şüalanmanın sərt komponenti adlanır. Myu mezonlarının

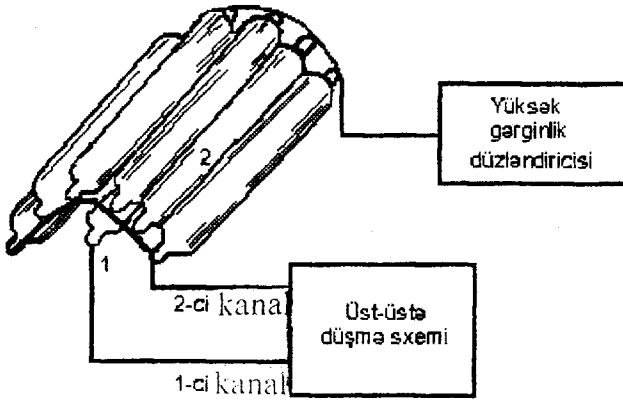
yaşama müddəti çox az olduğundan ($\tau_\mu \sim 2 \cdot 10^{-6}$ san), aşağıdakı kimi parçalanmaya uğrayır:



Bu növ parçalanmadan alınan elektron (pozitronlar) və neytral π -mezonların parçalanmasından alınan qamma-kvantlar kosmik şüalanmanın yumşaq komponentini emələ getirir. Bu laboratoriya işində aşağıdakılar yerinə yetirilməlidir:

- 1) Yer səthində kosmik şüalar selinin tam miqdarının təyin edilməsi.
- 2) Yer səthində kosmik şüaların yumşaq və sərt komponentlərinin ayırd edilməsi.

Laboratoriya qurğusu. İşin birinci hissəsini (kosmik şüaların tam miqdarının təyini) yerinə yetirmək üçün yarım dairə üzrə düzülmüş sayğaclardan istifadə etmək əlverişlidir (şəkil 29). Mərkəzdə yerləşdirilmiş tək bir sayğac (1) yarım dairə üzrə düzülmüş sayğaclardan sistemlə (2) üst-üstə düşmə sxemində birləşdirilir. Belə qurğu eyni zamanda yarım dairə üzrə olan sayğaclardan birindən və mərkəzi sayğacdən keçən zərrəcikləri qeyd edir. Yer və ətraf əşyaların yaratdığı qamma fonun ionlaşdırıcı qabiliyyəti kosmik zərrəciklərə nisbətən çox az olduğundan, onlar eyni zamanda 1 sayğacı və 2 sayğaclardan birində ionlaşma yaratmır və ona görə də qurğuda qeyd edilmir.

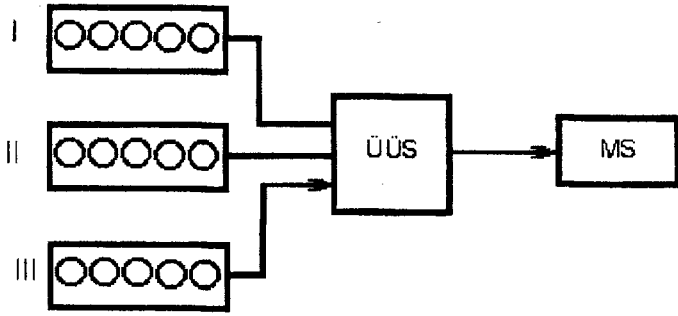


Şəkil 29. Kosmik şüaların tam sayını ölçmək üçün qurğunun sxemi.

Sayğacın divarları qalın olduğundan fonun α və β zərrəcikləri də sayğaca daxil olmur. Odur ki, qurğu ancaq yüklü kosmik zərrəcikləri qeyd edir. Mərkəzi sayğacdən fon zərrəciklərinin keçmə ehtimalını azaltmaq üçün onun ölçüsü kifayət qədər kiçik olmalıdır.

İşin ikinci hissəsini (kosmik şüaları yumşaq və sərt komponentlərə ayırma) yerinə yetirmək üçün biri-birindən müəyyən məsafədə yerləşdirilmiş və üst-üstə düşmə sxeminə birləşdirilmiş iki sayğac sistemindən – "teleskop"dan istifadə olunur (şəkil 30).

Bu sistemin sayğacları arasına müxtəlif qalınlıqlı uducu maddə- filtr qoymaq mümkündür.



Şəkil 30. Kosmik şüaların sərt və yumşaq komponentlərinin təyini üçün qurğunun sxemi.

Statistik dəqiqliyi artırmaq üçün "teleskop"un hər bir sırasında bir sayğac deyil, bir-birilə paralel birləşdirilmiş bir neçə sayğac vardır. Bu qurğu eyni zamanda teleskopun hər iki sırasında yerləşmiş sayğacların birindən keçən zərrəcikləri qeyd edir. Bu halda kosmik şüaların tərkibini müəyyən etmək üçün udulma əyrisini çıxarmaq lazımdır.

Bu məqsədlə "teleskop"un sayğacları arasına müxtəlif qalınlıqlı (1,2,4,10 və 20 *sm*) qurğusun uducu lövhələr yerləşdirilərək, həmin lövhələrdən keçən zərrəciklərin intensivliyini (üçqat üst-üstə düşmə aktlarını) ölçmək lazımdır. Sonra intensivliyin qalınlıqdan asılılıq qrafiki qurulmalıdır. Qrafikin, uducunun qalınlığının kiçik qiymətlərinə uyğun azalan hissəsi kosmik şüaların yumşaq komponenti,

qalınlığın böyük qiymətlərinə uyğun təqribən sabit hissəsi isə sərt komponentlə əlaqədar olur.

İşin görülmə qaydası.

1. Bütün cihazları işə salmalı. Sayğaclarla yüksək gərginlik verməli.

2. Birinci sayğaclar sistemini üst-üstə düşmə sxemində birləşdirməli.

3. Üst-üstə düşmə sxeminə ayırdetmə vaxtını $\sim 10^{-6}$ san tertibində etməli, 5% statistik xəta ilə ikiqat üst-üstə düşmə aktlarını ölçməli.

4. İkiqat üst-üstə düşmə aktlarının sayını mərkəzi sayğacın effektiv səthinin sahəsinə bölüb kosmik şüalanmanın tam intensivliyini tapmalı.

5. İkinci sayğaclar sistemini üst-üstə düşmə sxemində birləşdirməli və 3-cü maddədə göstərilənləri təkrar etməli.

6. Kosmik şüaların tərkibini müəyyən etmək üçün udulma əyrisini çıxarmalı.

7. Udulma əyrisindən istifadə edərək kosmik şüaların Yer səthindəki yumşaq və sərt komponentlərinin nisbi sayını təyin etməli.

İş №-15. Pozitronun annigilyasiyasının öyrənilməsi.

Ümumi məlumat. Pozitron elektronun antizərrəcikidir. Elektrondan yalnız elektrik yükü və maqnit momentinin işarəsinə görə fərqlənir.

Pozitron elektronla toqquşduqda onların annigilyasiyası baş verir və nəticədə γ -kvantlar əmələ gəlir: $e^+e^- \rightarrow k\gamma$; burada k annigilyasiya zamanı yaranan γ -kvantların sayıdır.

Süretli pozitronlar, elektron kimi, maddədən keçdikdə öz enerjilərini ionlaşma və radiasiya itkiləri şəklində sərf edirlər və onların sürəti atom elektronlarının sürətinə yaxınlaşır. Bu halda elektronla pozitronun ibarət bir sistem yaranır ki, buna da pozitronium deyilir. Pozitroniumun iki əsas halı vardır: triplet və ya otropozitronium (bu halda elektron və pozitronun spinləri paralel olur və singlet və ya parapozitronium (spinlər antiparalel olur). Bu hallar üçün alınan annigilyasiya fotonlarının sayına, hərəkət miqdarı momentinin cütlüyün saxlanma qanunlarına görə müəyyən məhdudiyət qoyulur. İki foton sisteminin momenti vahidə bərabər ola bilmədiyindən ortopozitronium iki fotonla parçalana bilməz. Eyni qayda ilə parapozitronium üç fotonla parçalana bilməz. Bundan başqa, bağlı elektronda annigilyasiya olduqda tək bir γ -kvant da yarana bilər.

Bir qədər ətraflı olaraq ikifotonlu annigilyasiya mexanizminə baxaq. Bu növ annigilyasiyanın ehtimalı nisbətən böyükdür. Annigilyasiyada yaranan kvantların impulsları qiymətəcə bərabər və istiqamətəcə əks olur. Bu onunla əlaqədardır ki, annigilyasiya zamanı elektron və pozitronun impulsları cəmi sıfıra yaxın olur. Bu prosesdə yox olan elektron və pozitronun kütlələri cəminə ekvivalent olan enerji:

$$2m_e c^2 \approx 1,02 \text{ MeV}$$

olduğundan, yaranan hər bir kvantın enerjisi $0,511 \text{ MeV}$ qədərdir. Lakin maddədə tam tormozlanmamış pozitronun annigilyasiyasından alınan γ -kvantların impulsları cəmi sıfıra bərabər deyildir və bu halda kvantlar arasındakı bucaq 180° -dən fərqli olur.

Şəkil 31-də kinetik enerjisi E və impulsu \vec{P} olan pozitronun sərbəst elektronla annigilyasiyası üçün impuls-ların vektor diaqramması verilmişdir. \vec{AB} laboratoriya sisteminde pozitronun impulsuna mütənasib olan vektordur. Ellipsin kiçik və böyük yarımoxları etalet mərkəzi sisteminde kvantların uyğun olaraq P'_γ və $P'_\gamma / \sqrt{1-\beta^2}$ impuls-larını göstərir; β -etalet mərkəzinin sürəti olub:

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{P}c}{E + 2m_e c^2}; \beta = \sqrt{E / (E + 2m_e c^2)}$$

şeklinde verilir; P'_γ -aşağıdaki kimi ifade olunan relyativistik invariantlıq şartından tapılır:

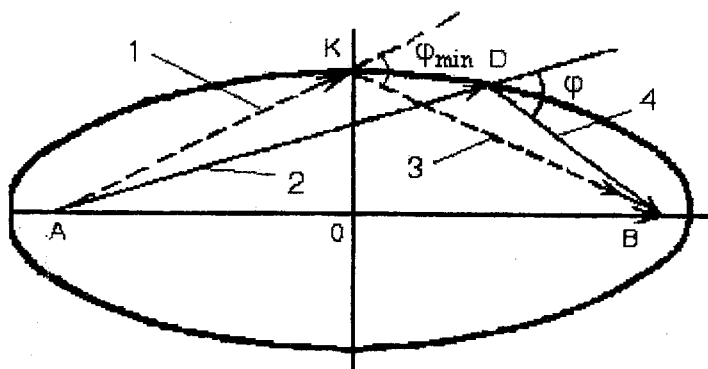
$$(E + 2m_e c^2)^2 - (E^2 + 2Em_e c^2) = (2h\nu')^2,$$

burada $h\nu'$ -etalet merkezi sisteminde γ -kvantın enerjisidir. Onda:

$$P'_\gamma = \frac{h\nu'}{c} = m_e c \sqrt{E/m_e c^2 + 1};$$

$$\sqrt{1 - \beta^2} = \sqrt{2m_e c^2 / (E + 2m_e c^2)}$$

olduğundan, ellipsin büyük yarımoxu $(E + 2m_e c^2)/2c$ -yə bərabərdir.



Şəkil 31. Pozitronun anniqilyasiyasını təyin etmək üçün impulslar diaqramı.

$$1 - \frac{h\nu_1}{c}, \quad 2 - \frac{h\nu_1}{c}, \quad 3 - \frac{h\nu_2}{c}, \quad 4 - \frac{h\nu_2}{c}$$

Sxemdən görüldüyü kimi, γ -kvantlar arasındakı minimal bucaq simmetrik hala uyğun olan bucaq olub:

$$\sin \frac{\varphi_{\min}}{2} = \frac{OK}{AK} = \sqrt{\frac{1}{E/2m_e c^2 + 1}}$$

ifadəsindən tapılır. Beləliklə, məlum olur ki, γ -kvantların impulsarı arasındakı bucaq φ_{\min} -dan 180° -yə qədər dəyişir. Onda, φ_{\min} bucağını təyin etməklə annagilyasiya pozitronun maksimal enerjisini qiymətləndirmək olar.

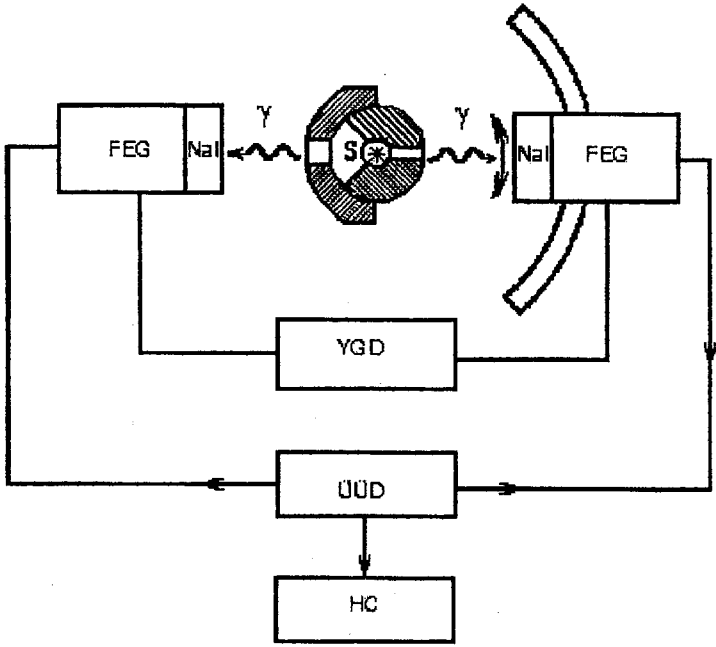
Bu laboratoriya işində aşağıdakıları yerinə yetirmək lazımdır.

1) Annigilyasiya kvantlarının bucağa görə paylanmasını tədqiq etmək.

2) Pozitronun annigilyasiya zamanı malik olduğu enerjinin yuxarı sərhəddini müəyyən etmək.

Laboratoriya qurğusu. Qurğunun sxemi şəkil 32-də göstərilmişdir. Mərkəzdə qurğunun konteyner içərisində S pozitronlar mənbəyi yerləşdirilmişdir. Konteynerin layihə quruluşu γ -kvantların bucaq paylanmasının 165° -dən 180° -dək ölçməyə imkan verir. Bu məqsədlə qurğunun konteyner iki hissədən: silindr şəkilli, öz oxu ətrafında fırlanan, kollimatorlu və geniş deşiyi olan mütəhərrik hissə və bərkidilmiş kollimatoru olan tərpenməz hissədən hazırlanmışdır. γ -kvantları qeyd etmək məqsədilə kollimatorların qarşısında təqribən 65sm məsafədə NaJ(Tl) kristalları olan fotoelektron gücləndiricilər (FEG) yerləşdirilir. Tərpenməz kollimatorun qarşısındakı FEG həmin kollimatora bərkidilir. O biri FEG isə fırlanan konteynerə

berkidilmiş, onunla birlikdə, həmşə kolli-atordan çıxan γ -şüalar qarşısında olmaqla fırlandırılır.



Şəkil 32. Pozitronun anniqilyasiyasını öyrənmək üçün qurğunun blok-sxemi.

FEG-lər yüksək gərginlik düzləndiricisindən qidalandırmaqla üst-üstə düşmə sxemində birləşmişlər. Bu sxemdən alınan impulslar hesablama cihazına verilir. Beləliklə, annigilyasiya γ -kvantlarından birinin uçuş istiqaməti tərpənməz kollimatorla, ikinci γ -kvantın uçuş istiqaməti isə tərpənən kollimatorun dönmə bucağı ilə müəyyən edilir.

Pozitronlar mənbəyi kimi ${}_{11}\text{Na}^{23}$ ($T_{1/2} \approx 2,6\text{il}$) götürülür. Bu izotopun parçalanma sxemindən məlumdur ki, mənbədə kaskad γ -kvantları iştirak etmir.

Burada ($\beta^+\gamma$) üst-üstə düşmə halları qeyd olunmur, belə ki, β^+ zərrəciklər ampulanın divarlarında udulur. Deməli, müşahidə olunan ($\gamma\gamma$) üst-üstə düşmə halları yalnız e^+e^- annigilyasiyasının nəticəsidir.

İşin görülmə qaydası. Cihazların iş sazlığını yoxladıqdan sonra hər iki FEG-nə 1800-1900V tərtibində gərginlik verməli və onları bir-birinə nəzərən 180° bucaq altında düzləndirməli. Ampuladakı radioaktiv mənbəni qurğusun konteynerdə yerləşdirməli. Üst-üstə düşmə sxemini və say qurğusunu işə salmalı. Əgər cihaz saymırsa, hər iki FEG-in gərginliyini 50-100V artırmalı və ya FEG-lər arasındakı bucağı $\pm 2^\circ$ qədər dəyişdirməli. Cihaz saymağa başladıqda ssintilyasiya sayğaclarının say xarakteristikasını çıxarmalı. Bu halda 1-ci FEG-də gərginliyi sabit saxlamaqla üst-üstə düşmə impulslarının sayının 2-ci FEG-nin gərginliyindən asılılığını almalı. Bundan sonra 2-ci FEG-nin işçi gərginliyini müəyyən edib, onu dəyişmədən, həmin xarakteristikasını 1-ci FEG üçün almalı. Bu ölçmələrin hər iki sayğac üçün iki dəfə etmək lazımdır ki, FEG-nin gərginliklərinin ən kiçik qiymətini müəyyən etmək mümkün olsun.

Cihazların qoşulu olduğu halda FEG-ləri arasındakı bucağı yavaş dəyişmək lazımdır. Annigilyasiya γ -kvantlarının bucaq paylanması əsas xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, annigilyasiya intensivliyinin γ -kvantlar arasındakı bucaqdan kəskin asılılığı vardır. Bunu yoxladıqdan sonra annigilyasiya aktlarının bucaqdan asılılığını (bucaq paylanmasını) dəqiq ölçmək mümkündür. Ölçüləri, bucağın qiymətini $1-3^0$ dəyişməklə ($177-180^0$ intervalında isə $0,5^0$ dəyişməklə) götürmək lazımdır. Bu halda nəzərə alınmalıdır ki, ölçülən effektə təsadüfi üst-üstə düşmə aktları olan fon da əlavə olunur. Mənbə güclü olduqca və sxemin vaxt ayırdetmə qabiliyyəti az olduqca fon impulslarının sayı çox olur. Fonun qiyməti bucaqdan asılı olmadığına görə fon impulslarını effektdən asan ayırmaq olar.

Nəticələrin işlənilməsi. (e^+e^-)-annigilyasiyası üçün bucaq paylanmasının qrafikini qurmalı. Hər bir eksperimental nöqtə üçün statistik xətanı hesablamalı (baxIII). Alınan asılılıq əyrisindən annigilyasiyanın ehtimalının çox olduğu bucağı qiymətləndirməli.

MÜNDƏRİCAT

<u>I. Nüvə şüalanmasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri.</u>	3
1. Yüklü zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsiri.....	4
2. Enerjinin ionlaşma itkiləri.....	5
3. Yüngül yüklü zərrəciklərin maddədən keçməsi.....	11
4. Radiasiya itkiləri.....	14
5. γ - şüaların maddədən keçməsi.....	17
a) fotoeffekt.....	18
b) kompton effekti.....	20
c) elektron-pozitron cütünün yaranması.....	23
e) neytronların maddə ilə qarşılıqlı təsiri.....	25
<u>II. Aktivlik, doza və radiasiya.</u>	28
1. Aktivlik.....	28
2. Şüalanma dozası.....	28
<u>III. Ölçmənin nəticələrinin riyazi işlənməsi.</u>	35
1. Ümumi məlumat.....	35
2. Ölçmənin təsadüfi xətalrı.....	36
3. Ölçmələrdəki statistik səhvlər.....	38
4. Ən kiçik kvadratik yaxınlaşma üsulu ilə ölçmənin nəticələrinin işlənilməsi.....	41
5. Ölçmələrin səhv sayma ilə əlaqədar olan müntəzəm xətası.....	43
<u>IV. Laboratoriya işləri.</u>	45

İş № 1. İmpulslu ionlaşma kamerası.....	45
İş № 2. Heyger-Müller sayğacı.....	54
İş № 3. Bir kristallı ssintilyasiya qamma- spektrometri.....	68
İş № 4. Yarımkəçirici detektorun tədqiqi.....	80
İş № 5. Üst-üstə düşmə sxeminin tədqiqi.....	97
İş № 6. Nazik preparatların beta aktivliyinin təyini.....	103
İş № 7. Qalın preparatların beta aktivliyinin təyini.....	115
İş № 8. Aktivliyin üst-üstə düşmə üsulu ilə təyini.....	119
İş № 9. Nüvə fotoemulsiya üsulu.....	124
İş № 10. Udulma üsulu ilə qamma kvantların enerjisinin təyini.....	135
İş № 11. Alfa zərrəciklərin enerjisinin havada qaçış məsafəsinə görə təyini.....	144
İş № 12. Udulma üsulu ilə beta spektrin yuxarı sərhəddinin təyini.....	154
İş № 13. Mürəkkəb beta spektrin təhlili.....	166
İş № 14. Kosmik şüaların ölçülməsi.....	170
İş № 15. Pozitronun anniqilyasiyasının öyrənilməsi.....	176

Çapa imzalanmışdır-23.01.03 cü il
Kağız formatı 60/84 1/16 11,7 çv
Sifariş-20,qiyməti müqavilə ilə

Kitab hazır diapozitivlərdən istifadə olunaraq
İqtisad Universiteti Nəşriyyatında çap olunub

