

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍՄԱՆ
ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ամբիոն

ԱՍՏՏՈՒՐՅԱՆ Վ.Մ., ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ Ծ.Հ.
ԴԱՎՈՒՅԵՍ Ա.Ս., ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ Ի.Ի.
ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ Ռ.Թ.

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՀԱՐՈՐԱՑՈՐ.
ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՀԱՄԱԼՍՄԱՆԻ ՀՐԱՏԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ - 1991

Ամբողջ Հայաստանի գլուխացները Ա.Հ. ԳՈՐԾՎԱԿԵՐԴԸ

Գրափոս» Հիգ. մաթ. գիտ. թեկնածու Հ.Կ. ՔԱՂԱԿԱՑՄԱՆ

Առաջարկված լաբորատոր աշխատանքները հնարավորություն են առլիս
պատասխաներին սահմալ անհրաժեշտ զորի ծնական գիտելիքներ և փորձ ձեռց
բերել ժամանակակից սպառերի և փորձարարական մեթոդների միջոցով մի-
ջաւակային ժիգիկայի և սիեզերական մասազգայիների ուսումնասիրության
համար:

Ասատրյան Վ.Մ., Գրիգորյան Ե.Օ., Դանագուլյան Ա.Ս.,
Աբրամյան Ի.Ի., Մարկարյան Բ.Խ.

**ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКЕ**
Учебное пособие
(На армянском языке)

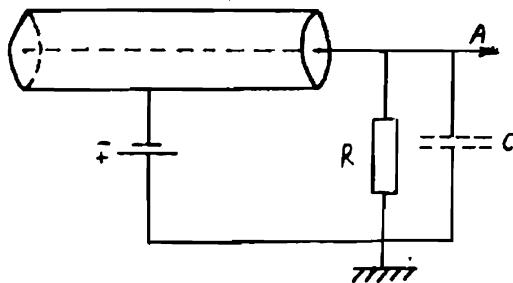
Издательство Ереванского университета
Ереван - 1991

ԱՇԽԱՏԱՆՔ ՆՈ.1 ՀԻՑԲԱԿՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԱՆԵՐԻ ՀԱՏՎԻՉՆԵՐ

ՆՄՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆ

Առոմային օստազայթների ամենաարածված գրանցիչներից մեկը գազային պարպման հաշվիչն է: Գազային պարպման հաշվիչները իրենց գործածությունն են գտել շնորհիկ այնպիսի հատկության, ինչպիսիցն են քարձը էնեկաթիվությունը, ասքերը ախզերի օստազայթումների գրանցման հընարակորությունը, եւթի ազդանշանի մեծ արժեքը, պարզ կտուցվածքը և դրա հետ կազմած հաշվիչի ոչ մեծ արժեքը:

Հաշվիչի մեծ էնեկաթիվությունը բացարկում է նրանով, որ հաշվիչով անցնող ցանկացած լիցքավորված մասնիկ բավարար է: Որ սանդի թեկուց և մի գույք իրոն, որպեսզի հաշվիչի ծավալում առաջացնի լիցքավափում և գրանցի: Գազային պարպման հաշվիչներն ունեն առընթեր կտուցվածքներ և չափեր: Առվլորաքար հաշվիչներն իրենցից ներկայացնում են գազով լցված գլանաձև խողովակ, որի առանցքով տեղադրված է հավաքող էլեկտրոդը՝ քարակ մետաղական թելի տեսքով: Հաշվիչի գլանաձև պատը հանդիսանում է կառողը: Ակ. 1-ում բերված է այդիսի հաշվիչի միացման սիեման:



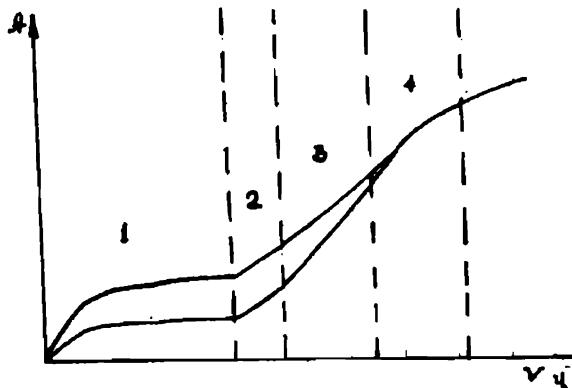
ՆԿ.1 Հաշվիչի միացման սիեման:

Դիտարկենք հաշվիչում կառարկող գրոցեսները. Հաշվիչի ծավալով անցնող լիցքավորված մասնիկները զազի իրնացման հետանքով առաջացնում են էլեկտրոններ և իրններ, որոնց էլեկտրուկտն դաշտի ազդեցության առկ շարժվում են դեպի համապատասխան էլեկտրոնները: Այս դեպքում էլեկտրուկտն շղթայում առաջանում է հոսանք լիցքավորելով Ը ունակությունը: Աֆե ընորենք այնքան մեծ դիմուրություն, որ լիցքավորման ժամանակ Ը ունակությունը չլիցքավափի, որպես ուղղակի առաջանակ Ը ունակությունը չլիցքավափի,

ռաջացած իմպուլսի ամպլիտուդի մեծությունը կորոշվի գրանցիչի ծավալում առաջացած լիցքի մեծությամբ: Ել եկարագուն դաշտի համապարփակը լարվածությունից դաշտում այդ լիցքի մեծությունը ուղղի համապարփակություն է լիցքավորված մասնիկի առաջացրած զույգ իրաների սկզբնական թվին /իրանցման թիցիներ և համեմատական հաշվիչներ/: Ել եկարագուն դաշտի լարվածության ամելի մեծ արժեքի դեպքում հաշվիչում տեղի է ունենալ պարզություն: Այդ դեպքում պարզումը, որը սկսվել է լիցքավորված մասնիկի հաշվիչով անցման դահին կարող է անել որթան հարաբեր է երկար, այսինքն՝ պարզումը դաշտում է ինքնուրույն:

Այդպիսի ինքնուրույն պարզումով լցված հաշվիչները կոչվում են Հեյզեր-Մյուլերի հաշվիչներ:

Այն լարվածությունը, որի դեպքում հաշվիչում ինքնուրույն պարզում է առաջանում, կոչվում է բռնկման լարվածություն:



Ա.2 Իմպուլսի A ամպլիտուդի կախածությունը
հաշվիչին կիրառված լարումից:

Ա.2-ում քերված է A իմպուլսի ամպլիտուդների կախածությունը
հաշվիչի V լարումից երկու սորբեր իրանցմաների դեպքում, որ առաջընթաց են α և β մասնիկները:

Եթեր լարվածությունների դեպքում իմպուլսի մեծությունը որոշվում
է միայն լիցքավորված մասնիկի տեղածիքությամբ զույգ իրաների սկզբնական
թվով:

$A = \frac{ne}{C}$, որտեղ n -ը հաշվիչի ծավալում իրանցման մասնիկի առաջացրած սկզբնական զույգ իրաների թիվն է, e -ն՝ էլեկտրոնի լիցք, իսկ C -ն՝ սորբի ունակությունը /իրանցման թիցիկի տիրություն/:

Դաշտի լարվածության մեծացման դեպքում դեպի անտօք ուղղող զվածք
էլեկտրոնները ժեղք են քերում կինետիկ էներգիա, որը առաջացնում է
զագի մոլեկուլների հետագա իրանցում

Այս դեպքում առաջացած էլեկտրոնների լրիկ թիվը, հեռարձակությունը
սի մեծությունը՝ մնում է համեմատական սկզբնական իրանցմանը՝ շ-ին:

$A = K(\sigma) \frac{N_e}{C}$, ըստ որում զագային ուժեղացման գործակիցը՝ $K(\sigma)$ ա-
ռում է՝ $\propto \sqrt{-\partial E / \partial N}$ մեծացմանը զուգընթաց /համեմատական հաշվեչի աշխատա-
քային արրույթ/ 2/:

Հաշվիչները, որոնցում իմպուլսի ամպլիտուդները համեմատական են
մասնիկների զագային ծավալում կորցրած էներգիային, կոչվում են հա-
մեմատական:

Լարման հետագա մեծացումը հանգեցնում է հաշվիչում համեմատակա-
նության խթանմանը/3/:

Այս տիրույթի եզրում անլի է ունենում առըքեր սկզբնական իր-
անցումներով կորերի մոտեցում: Որքան մեծ է սկզբնական իրանցումը,
այնքան փոքր է զագային ուժեղացման գործակիցը և այնքան դանդաղ է
նա աճում լարվածության մեծացումից:Այնուշենք իմպուլսի ամպլիտուդ-
ների հետագա մեծացումը դատարկ է անկախ առաջնային իրանցումից և
առաջանում է ինքնուրույն պարպում:Այդ տիրույթը կոչվում է Հեյզեր-
Մյուլլերի տիրույթը /տիրույթ 4/: Լարման հետագա մեծացումից Հեյզեր-
Մյուլլերի տիրույթում սկսվում է անընդհատ պարպում /ինքնակամ/,
այս դեպքում հաշվիչում սկսվում է ծակում, և հաշվիչը կերծնակա-
նապես դուրս է զալիս շարժից:

Ըստ պարպման մարման, Հեյզերի հաշվիչները քաժանվում են ինքնա-
մարի և ոչ ինքնամարի:

Ո2 ԻՆՔՆԱՄԱՐ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

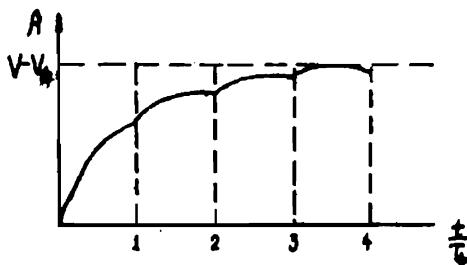
Ոչ ինքնամար հաշվիչները, սովորաբար, լցովում են որեւէ իներտ զագույ/
արգոն, նեռն և այլն/: Հաշվիչի ծավալով լիցքավորված մասնիկների
անցումից հետո այդ զագում հայտնվում են էլեկտրոններ և իրաներ, ո-
րոնք ուղղորդվում են դեպի համապատասխան էլեկտրոդները:

Էլեկտրոնները հասնում են թերիկին $10^{-7} - 10^{-8}$ Վրկ-ում
մասնապարհին առաջացնելով նոր էլեկտրոններ, իրաներ, գրգռելով
զագի մոլեկուլները:Այդ մոլեկուլները կերպարնալով նորմալ վիճակին,
արժակում են ուլտրամանուշակագույն կարծալիք ծառագայթներ, որոնց
կարող են հաշվիչի կառողում և լցոված զագում ստեղծել հոստէլ եկարոն-

Ներ:

Նորից առաջացած էլեկտրոնները նույնպես ուղղողվում են դեպի անդր և իրենց հերթին ստեղծում են նոր հեղեղներ: Ուշագրամանուշակագույն ծառագայթները ապահովում են իզոտրոպ մեռվ և շատ կարծ ժամանակում ամբողջ հաշվիչը կառավագի պարզություն: Մի քանի էլեկտրոնածուռնային հեղեղների անցման ժամանակ առաջացած դրական իոնները գործ նեկանորեն մնում են սեղում, քանի որ նրանց շարժունակությունը շատ ավելի փոքր է էլեկտրոնների շարժունակությունից: Արկրորդական իոնացումը հիմնականում անդի է ունենում անողի մունքում, որտեղ դաշտի լորկածությունը մեծ է և դրա համար թելիկի շուրջը առաջանում է դրական իոնների աճ, որը թուլացնում է դաշտի լորկածությունը նրա քուր շը և այդպիսով նոր էլեկտրոն-թռուռների հեղեղի առաջացումը ընդհանի պատճեն է: Առաջացած իոնները շարժվում են դեպի կառողը, իոնների անողից հետանալուն զուգընթաց էլեկտրական դաշտը նրա շարունակ կերպությունում է և նորից հնարավոր է դառնաւմ հորվածային իոնացումը: Այն հաշվիչի ծավալում չկան ազատ էլեկտրոններ, ապա հեղեղների զարգացում անդի շի ունենում: Դրական իոնները $\frac{dV}{dx}$ ժամանակից հետո հանում են կառողին և այնուհետ չեղողանում են, առաջանելով այս դեպքում ազատ էլեկտրոններ: Այն հաշվիչի լորումը գերազանցում է $\frac{1}{\sqrt{t}}$, ապա սկսվում է պարզման նոր փուլ, որը շարունակվում է այնքան ժամանակ, քանի որ նրան չի կանգնեցնաւմ նոր դրական սարթական լիցու, որը առաջանում է անդի շուրջը և այլն:

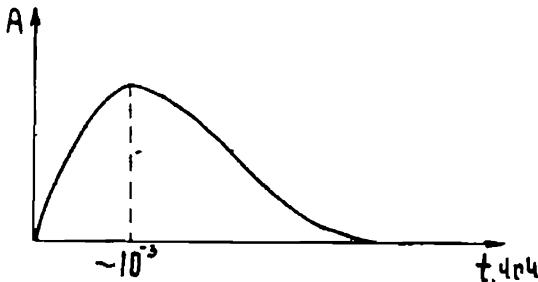
Ցուրաբանչյուր նոր փուլ լիցուորում է C ունակ-ը մինչեւ առվելացույն պատենցիալը: Այն $RC \gg T_0$, ապա իմպուլսը հաշվիչի անողի վրա փուլ առ փուլ կամի, իսկ պատենցիալների գործող սարքերությունը պայմանավորված է:



Ֆ.3 ժամանակի ընթացքում իմպուլսի մեծացման ընթացքը հաշվիչում:

Պարզումը դաշտեցնելու համար անհրաժեշտ է C ունակության վրա ունենալ ($V - V_0$) C լից, իսկ դա հնարավոր է, պես

R դիմադրությունը բավարար չափով մեծ լինի:Այս կարելի է գնահատել հեռայալ ենթադրությունից $RC \gg T_f, T_f = 10^{-4}$ վրկ-ի, $C = 10\mu F$ համար, ստանում ենք $R = 10^8$ օհմ, որից հետևում է, որ ունակության լիցքավորման ժամանակը պետք է 10^{-3} վայրկյանից: /Աղ.4/



Աղ.4. Ոչ ինքնամար հաշվիչի իմպուլսի ձևը:

Այսպիսով, ոչ ինքնամար հաշվիչն ունենում է շատ ցածր ժամանակային լուծող ունակություններ:

Ժամանակային լուծող ունակությունը կարելի է զգալիորեն բարել ավելի եթե օգտագործվեն պարզման մարման հառուկ էլեկտրոնային սխեմաներ:

Ներկայումս ավելի համար օգտագործվում են ՀԵՋԵՐԻ ինքնամար հաշվիչները, որոնց մեջ պարզումը կատարվում է ներքին մեխանիզմով:

ԻՆՔՆԱՄԱՐ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Ինքնամար հաշվիչները, բացի միայնում զազից, լցվում են բազմառում օրգանական միացություններից որեւէ մեկի զոլորշիներով /էթիլ սպիրո, էթիլ են, հզումեթան/։ Բազմառում զազի իոնացման պոտենցիալը ցածր գեղաց է լինի, քան հիմնական զազինց: Հաշվիչի այդպիսի պարունակությունը /լցկած զազի բաղադրությունը/ պայմանավորում է պարզման ավտոմատ մարումն առանց որեւէ արտաքին միջամտության:

Լայն տարածում են սաացել արգոնի և էթիլային սպիրոի խռովուրդներ ինքնամար հաշվիչները /8,7 մմ սնուայտն մնշման առկ/։ Այդպիսի հաշվիչներում անդի է ունենում բազմառում զազի դիսցում, էլեկտրոնների տուածոցումը ֆուուէնկա հետեւնցով և զարգումը զարարում է:

Այսպիսով, հաշվիչի թելիկի մոռ հավաքվում է դրական տարածեկան լիցք, դրական իրոնների տուշացման հաշվին, որը հանգեցնում է կառողի շուրջը լարման իշեցմանը այսքան, որի ժամանակ ինքնուրույն պարզումը դադարում է:

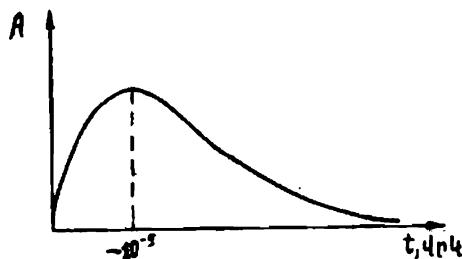
Գործնականում ապիրտի իրոններն են հասնում հաշվիչի կառողին:

Դա բացարձում է նրանով, որ արգոնի բոնները բախվելով ապիրտի մոլեկուլների հետ արդյունքում չեղողանում են, քանի որ արգոնի իրոն ունի իրոնացման ավելի մեծ պոտենցիալ, քան ապիրտի մոլեկուլը: Առաջացած արգոնի գրգռված առամները վերադառնում են սկզբնական վիճակին ֆոփոնների արձակմամբ, որոնք իրենց հերթին կլանվում են սպիրտի մոլեկուլների կողմից:

Ապիրտի դրական իրոնները, մոռենալով կառողին բախվածին փոթք հեռագործության վրա $/10^{-7}$ սմ/ $\text{չեղողացման ժամանակ}$ նրանից պոկում են և լեկարոններ և վեր են ածվում գողոմած մոլեկուլների. առաջ մեղքվում են շատ ավելի վաղ $/10^{-13}$ վրկ/ $\text{քան մառազայթում են} /10^{-8}$ վրկ/:

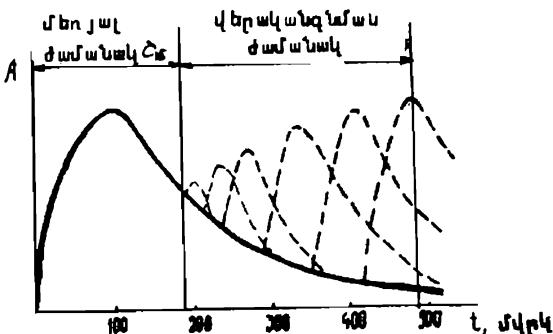
Այսպիսով, հաշվիչում բազմառոմային մոլեկուլների ավելացումով պարզումը կրում է միաժեղային ընույթ:

Պարզման զարգացման ժամանակը որոշվում է դեպի անող նրա տարածման ժամանակով: Կրա տարածման արագությունը $10^{-6} - 10^{-7}$ սմ/վրկ, իսկ ամրող թելիկի շուրջը տարածված լիցքի ժամանակը կազմում է $10^{-5} - 10^{-6}$ վրկ քանի որ դրական իրոնները դեպի կառողը շարժման ժամանակ անողի շաւրջը ուժեղ դաշտի տիրույթն անցնում են 10^{-6} վրկ. ժամանակում, իմպուլսի ամպլիտուդի նշանակալի մասը առում է այդ ժամանակահավածում, Այսպիսով, նպասական արմար է ընտրել $RC \sim 10^{-5}$ վրկ, որը թույլատրում է առանալ բախվածին կարծ իմպուլսներ /նկ. 5/:



Նկ. 5. Ինքնամար հաշվիչում իմպուլսի ժամանակականությունը:

Սակայն հաշվիչի ինքնապարագան թույլ առելի ժամանակը որոշվում է ոչ թե իմպուլսի տևողությամբ, այլ այն ժամանակով քանի դեռ իոնները չեն հեռացել անողից այնքան, որպեսզի վերականգնի էլեկտրական դաշտը, որն անհրաժեշտ է նոր պարագան զարգացման համար։ Այդ ժամանակն անվանում են մեռյալ ժամանակ $\tau_s \sim 10^{-4}$ վրկ։ Էլեկտրական դաշտը վերականգնվում է մինչև նորմալ մեծությունը, եթե բոլոր իոնները հավաքվում են կառողում։ Ժամանակահատվածը, սկսած մեռյալ ժամանակի վերջից մինչև լրիվ իոնների հավաքում կատողի վրա, կոչվում է վերականգման ժամանակ։



Նկ. 6. Հաշվիչում իմպուլսների օսիկլոգրամման։

Ակ. 6-ում պառկերված է հաշվիչի իմպուլսների օսիկլոգրամման։ Ծրեռված է, որ մեռյալ ժամանակի ընթացքում իմպուլսների վերադրում չկա։ Բայց մեծ τ_s ժամանակում հիմնական իմպուլսներին վերադրվում են իմպուլսներ այն մասնիկներից, որ անցնում են հաշվիչով ավելի ուշ։ Ազդանշանների այդպիսի ամպլիտուդներն այնքան ավելի շատ են, որքան ավելի ուշ են նրանք ծագում։ Այսպիսով, ինքնամար հաշվիչի թույլ առելի ժամանակը մեռյալ ժամանակի կարգի է։ Ինքնամար հաշվիչի ծառայության ժամկետը որոշվում է հաշվիչի ծավալում գտնվող սպիրուի մոլեկուլների թվով։ Մոլորաքար հաշվիչը պարունակում է 10^{20} սպիրու մոլեկուլներ։ Ցուրքանշյուր ազդանշանի ժամանակ մեղքում է 10^{-10} մոլեկուլ։ Հեռաքար հաշվիչի կյանքի ակողությունը որոշվում է այն ժամանակով, որի ընթացքում նա հաշվում է մոտավորապես 10^{10} ազդանշան։ Վերջին ժամանակներս սկսեցին օգտագործել իներտ գազերով լցված /նեռն կամ արգոն հալոգենների խառնուրով / Cl_2 , Br_2 / չեյզերի հաշվիչներ, որոնց իոնացման պոտենցիալներն են 19,2 և 12,8 էՎ, որն ավելի ցածր է նեռնի և արգոնի իոնացման պոտենցիալից /21,5 և 15,7 էՎ/ համապատասխանաքար։

Այսպիսի հաշվիչները կոչվում են հալոգենային։

Այդպիսի հաշվիչներում մարումը հետեւալ կերպ կարելի է բացարել։ Հաշվիչի իրանացնող մասնիկները հաշվիչում առաջանում են ծ էլեկտրոն-ներ, որոնց շարժման ժամանակ էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ տեղի է ունենում նրանց կինետիկ էներգիայի ամը իներա զազի գրգուման էներ-գիային համեմատական թթե այս դեպքում տեղի է ունենում այդ էլեկտրո-նի ոչ առաջական բախում նեղուի կամ արգոնի առոմների հետ, առա էլեկ-տրոնը համարյա լրիկ կորցնում է էներգիան, որը և գրգում է նեղուի կամ արգոնի առոմները։ Դանդաղացած էլեկտրոնը նորից սկսում է արագանալ։

Էլեկտրոնի մուտքման չափով դեպի անողը նրա արագացումը տեղի է ու-նենում ամելի մեծ լարվածության դաշտում և առոմի գրգուման համար ան-հըրթեշտ է ներգիան ժեռ է բերվում ավելի կարծ ժամանակահատվածում։

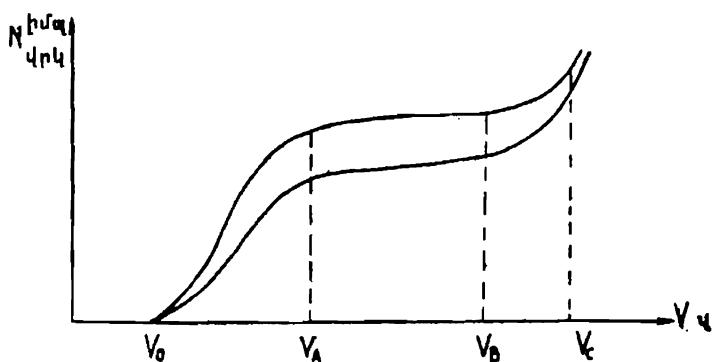
Այսպիսով, էլեկտրոնի հետազծում առաջանում են որոշակի թվով նե-ռուի գրգուման առոմներ։ Այդ առոմները իրենց հիմնական վիճակին անցման ժամանակ արձակում են ֆոտոններ, որոնց էներգիան բարձր է հալոգեննե-րի իրանացման էներգիայից։ Այդ ֆոտոնների մի մասը կարող է իրանացնել հալոգենների մոլեկուլներին և մի մասն էլ հասնելով կատողին, նրանից կորզում է ֆոտէլեկտրոններ։ Այդ պրոցեսը կերպարանա այնքան ժամանակ, քանի դեռ անողի շուրջը չի առաջացել արածական լիցք, որը կհանգեցնի իրանացման պրոցեսի դադարեցմանը։

Գանվելով անողին մոռ, հալոգենների իրանաց տեղաշարժվում և նո-րից վերամիավորվում են մոլեկուլների։ Հալոգենային հաշվիչները աշ-խառաւմ են ցածր լարումների դեպքում /300–400 Վ/ , որի հետեւանքով գարգման զարգացումը տեղի է ունենում զանազ և դրական իրանացի մո-ռեցման դեպքում դեպի կառողը փոքրանում է նրանից էլեկտրոն անշատելու հավանականությունը։ Բոլոր պրոցեսների հետեւանքով խառնուրդի բաղադրու-թյունը չի փոխվում և հալոգենային հաշվիչները ժեռ են բերում ծառա-յության անսահմանափակ ժամկետ։ Այդ հաշվիչներն ունեն հաշվի համեմ-առար բարձր արագություն $2\cdot10^3$ իմֆ/վրկ։

Հալոգենային հաշվիչների թերությունը նրա պլառոյի նշանակալից թեքությունն է /ավելի քան 5 % 100Վ դեպքում/ և պարզման զարգացման երկարաւագությունը։

ՀԱՇՎԻՉԻ ՀԱՇՎԱՑԻ ԲԱՐԻԹՅԱԳԻՐԸ

Հեյգերի և Մյուլերի հաշվիչի հիմնական ընութագրերից մեկը նրա հաշ-վային ընութագիրն է, որը ներկայացնում է հաշվիչ իմպուլսների N - թվի կախվածությունը հաշվիչի փրա կիրառված լարումից այն դեպքում, երբ նա ծառագայթվում է լիցքավորված մասնիկների անընդհան հոսքով։



Նկ. 7. Հեյզեր-Մյուլլերի հաշվիչի հաշվային ընութագիրը:

Ըստ Ակ. 1-ի միացնել հաշվիչը և սատիճանաբար բարձրացնելով լարումը, հաշվելով առաջացած իմպուլսների թիվը, կսասցի Ակ. 7-ում գույներված կորք: Լարման որոշակի արժեքի դեպքում, որը կոչվում է ըստնկան գոտինցիալ, հաշվիչում առաջանաւմ է պարզում և նա սկսում է հաշվել իմպուլսները: Լարման մեծացմանը գուգընթաց մեջէն V_A , իմպուլսների թիվը բավական արագ մեծանում է: $V_0 - V_A$ լարման աիրույթում հաշվիչ ընկած ոչ բոլոր մասնիկներն են առաջանաւմ ինցնուրույն պարզում:

Սկսած V_A լարումից հաշվիչը գրանցում է արդեն բոլոր լիցքավորված մասնիկները, որոնց առաջացնում են նրա ծավալում թեկուզ և մի զույգ իոն: $V_A - V_B$ ինարկվալում պոտենցիալների հետագ մեծացումից հաշվման արագության արժեքը՝ N , կափած լարումից, համարյա չի փոփոխվում: Հաշվիչի ընութագրման այլ աիրույթը, որը համարվում է բանող աիրույթ, կրում է հաշվիչի „պլատոն“, անունը: Հաշվիչի „պլատոնն“, արսիցի առանցքի նկատմամբ ունի 100, -ի Կրա մինչև 5% շելում: Սակայն գործնականորեն կարելի է ընդունել, որ բոլոր իմպուլսները տվյալ լարման դեպքում ունենում են միեւնույն մեծությունը: Պլատոնի շելումը պայմանավորված է մասամբ հաշվիչի զգայական ծավալի անով և մասամբ իմպուլսների կեղծ հաշվով, որոնց հայտնվում են իննացնող մատագայթման քացակայության ժամանակ և քանակը մեծանում է V -ի ամի դեպքում: Կեղծ իմպուլսների հետազոտությունները ցույց են ամեն, որ նրանց հայտնվում են հիմնական իմպուլսներից հետ շատ շանցած, որը հետևանք է հանդիսանում իննացնող մասնիկների գրանցմանը: Ոչ ինցնամար հաշվիչներում կեղծ իմպուլսների առաջացման մեխանիզմ հավանաբար կարելի է բացարել զազի առումների կիսակայուն /մետաստաբիլ/ մակար-

դակի գրգումամբ: Այսպիսի մակարդակներն ունենում են կյանքի մեծ անողություն:

Հաշվիչում լարման մեծացումը ուղեկցվում է գրգուփած կիսակայուն վիճակների թվի մեծացմամբ: Դրանով է բացարկում այն փաստը, որ այն հաշվիչները, որոնց լցկած են մաքուր իներու զազերով, գործնականում չեն կարող օգտագործել մասնիկների գրանցման համար: Այդ իմպուլսներից կարելի է ազառվել հաշվիչում պելացնելով զագի որոշակի խտութը, որի առումները բախվելով կիսակայուն վիճակում գտնվող իներու զագի ատոմների հետ, վերացնում են գրգուփածությունը, ինչպես նաև կասեցնում են այդ իմպուլսների ծնան պատճառները: Պլատոյի շեղումը նույնպես կտնված է լցկած զագի տեսակից, մաքրությունից և մնշումից: Վելարման դեպքում, որը մեծ է ՎԵ -ից, պլատոյի վերջում նկառվում է աշխատանք բային ընութեազրի կարուկ մեծացում, որը բացարկում է մեծ թվով „կեծ”, իմպուլսների ի հայտ գալով: Սովորաբար, եթե հաշվիչն աշխատում է շմարող պարզման տիրություն, նա արագ շարժից դուրս է զալիս, այրվում է: Ա. 7-ում վերին կորը վերաբերում է մատագայթված հաշվիչի ընութեազրին, ներքենք՝ ընութեազրում է, եթե մատագայթումը բացակայում է, այսինքն՝ ֆոնը ընորոշվում է հիմնականում տիեզերական մատագայթումներով, երկրի ուղիղութիւնությամբ, առարկաների և հաշվիչը շրջապատող օդի ուղիղութիւն աղտոտվածությամբ:

ՀԱՇՎԻՉՆԵՐԻ ՏԽՍԱԿՆԵՐԸ

Հաշվիչների կառուցվածքային ժեպորումը կախված է գրանցվող մասնիկների տեսակից և նրա էներգիայից: Հաշվիչները, որոնք նպաստեսված են փափուկ չ-մատագայթման և ջ - մասնիկների հաշվելու համար ունենում են թերև նյութից պատեր, պատի ներսում մատագայթման լրիվ կլանումից խուսափելու համար: Բարձր էներգիայով մատագայթման գրանցման համար օգտագործվում են պելի հաստ պատերով հաշվիչներ, :

0,05 - 0,3 ՄԷ՛ ցածր էներգիայով թ մասնիկների գրանցման համար /նրբեմն և ժմասնիկների / օգտագործում են պատուհանակոր հաշվիչներ, որոնց կառուցվածքային յուրահատկությունն է կողի վրայի պատուհանը, որը ծածկված է փայլարից պաշրաստված 0,01մմ հաստություն ունեցող սկավառակով, որի միջով թ մասնիկները մանում են հաշվիչի ներսը, հաշվիչի պատուհանում կորցնելով էներգիայի անշան մասը: Որպես հաշվիչի անող ծառայում է վոլթրամային թելիկը: Ավելի մեծ էներգիայի 0,3 - 0,4 ՄԷ՛ թ մասնիկների գրանցման և նրանից բարձր էներգիաների դեպքում օգտագործվում են զլանային հաշվիչները, որոնց կառողը

պարասաված է նույը ալյումինե թիթելից /0,11 մմ/ հատությամբ/, շրջանառների զրանցման համար օգտագործվում են աղակյա հաշվիչներ, նրանք պարասաված են աղակի խողովակի տեսքով, որի ներքին ծածկույթը պահպամ է բարձր հաղորդիչ շերտով /պղինձ, գրաֆիտ և այլն/ և ծառայում է որպես կառող, իսկ որպես անողությամբ թելիկը Այդ հաշվիչի պատերը պետք է լինեն բավականին հասա, որպեսզի շրջանառները կարողանան նկատելի հավանականությամբ առաջացնել նրանցում երկրորդային էլեկտրոններ, որոնց շնորհիվ և աղի է ունենում շրջապայթների գրանցումը:

ՀԱՇՎԻՉԻ ՄԵԽԱԼ ԺԱՄԱՆԱԿԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԺԱՇՎԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Հաշվիչի մեխալ ժամանակի որոշումը կարող է իրազործել երկու պրյուրների՝ մեթոդով: Մեխալ ժամանակի որոշման այս մեթոդը փակում է այն բանի վրա, որ ժամանակային վերջավոր լուծող ընկույթությամբ հաշվիչում հաշվման n_1 արագությունը ծանրաբեռնածության ամենա մեծ համարին տնօւմ է ոչ զետյին:

Թթե մի ուղիղակի աղբյուրով մատագայթելին 1 վրկում հաշվիչում ընկում է n_1 , մասնիկներ /այս դեպքում հաշվիչը հաշվում է n_1 մասնիկ/, իսկ մյուս աղբյուրով մատագայթելին ընկում է n_{02} մասնիկ /հաշվում է n_2 /, ապա միաժամանակյա մատագայթման ժամանակ երկու աղբյուրներով փորձանալուշից մեկ վայրկյանում մատագայթվում է n_{1+2} մասնիկ /իսկ զրոնցվում է $n_{1,2}$ /:

Բանի որ հաշվիչն ունի T_s մեխալ ժամանակ, ապա հաշվման արագությունը կլինի ավելի փոքր, առն հաշվիչ մասն մասնիկների լրիւ թիվը՝

$$n_1 < n_{01}, \quad n_2 < n_{02} \quad n_{1,2} < n_{01} + n_{02}$$

Այսպիսով՝

$$n_{01} = n_1 + n_1 n_{01} T_s$$

$$n_{02} = n_2 + n_2 n_{02} T_s$$

$$n_{01} + n_{02} = n_{1,2} + n_{1,2} (n_{01} + n_{02}) T_s$$

Կառավարման

$$\frac{n_1}{1 - n_{01} T_s} + \frac{n_2}{1 - n_{02} T_s} = \frac{n_{1,2}}{1 - n_{1,2} T_s}$$

Հավասարման լուծումը T_s -ի նկամամբ քառակուսային ուղամների սեռմամբ կամ T_s -ի համար վերջնական արագությունը՝

$$T_s = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2}}{2 n_1 n_2}$$

ԱՇԽԱՏԱՆԻ ԹԱՏՄՐՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔ

1. Որոշել Հեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչի աշխատանքային պոտենցիալի սկիզբը և այդ կետից սկսած 50-ական վոլտ բարձրացնելով հաշվիչին կիրառած լարումը, կատարել հաշվի արագության կտրումը հաշվիչին կիրառված գոտենցիալների արգելությունից, այսինքն՝ սատնալ հաշվային բենութագիրը:

Հաշվային ընութագիրը որոշելիս հասուկ ուշադրություն պետք է դարձնել պլատոյի Վերջում հաշվի կարուկ մեծացմանը: Այդ դեպքում անմիջապես պետք է դադարեցնել լարման բարձրացումը և անմիջապես իջնենել այն /քանի որ բազմառու գազերը ենթարկվում են դիսուցայի, արոնվում են, խոռործվում մարման պրոցեսը և հաշվիչը շարթից դուրս է գալիս/:

2. Կատարել հաշվիչի իմպուլսային ընութագիրի հանումը, աստիճանաբար փոխելով հաշվիչին կիրառված գոտենցիալների տարեկությունը, սկսած ընկման լարումից, մինչև պլատոյի Վերջը: Խմզուլ սների ամռի հառուղային չափումը պետք է կատարել օսցիլոգրաֆի օգնությամբ:

3. Զափել հաշվիչի հաշվային ընութագիրը նառագայթման աղբյուրի բացակայության և առկայության գայմաններում, գրաֆիկորեն պակերել այդ կորերը, տեղադրելով արցիսների առանցքի վրա պոտենցիալների տարեկությունը, իսկ օրդինատների առանցքի՝ հաշվման արագությունը՝ N, յուրաքանչյուր կետի համար կատարելով սխալների հաշվումը:

4. Որոշել հաշվիչի մեռյալ ժամանակը, ելնելով երկու աղբյուրների մեթոդից:

Տեղադրելով աղբյուրներից մեկը հաշվիչից որոշակի հեռավորության վրա և չափել հաշվման արագությունը՝ N_1 : 2 փոխելով առաջին աղբյուրը դիրքը, որոշակի հեռավորության վրա տեղադրել երկրորդ աղբյուրը և չափել միաժամանակյա ժառագայթման հաշվման արագությունը՝ N_2 : 2 փոխելով երկրորդ աղբյուրի դիրքը, հեռացնել առաջին աղբյուրը և չափել M_2 -ը: Հաշվման ժամանակն ընտրել այնպես, որ վիճակագրական սխալները չգերազանցեն $0,1 - 0,9\%$:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԾ

1. Ի՞նչ նպասակով են օգտագործում իոնացման խցիկները, համեմատական և Հեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչները:

2. Ի՞նչն է կոշկում ինցնուրույն պարզում:

Ինչպես է այն ծագում հաշվիչը:

3. Ինչպես է իրազործվում մարման մեխանիզմը ոչ ինքնամար և ինքնամար հաշվիչներում:

4. Ի՞նչն ենց անկանում մեռյալ ժամանակ և վերականգնման ժամանակ:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Прайс Б., Регистрация ядерного излучения М., Изд-во иностр.лит., 1960.
2. Матвеев В.В., Хазанов Б.И., Приборы для излучения ионизирующих излучений, Изд-во 2-е, М., Атомиздат, 1972.
3. Балкоусов А.С., Счетчики элементарных частиц, Изд-во, "Наука", М., 1972.
4. Маликов Д.В., Экспериментальная техника в ядерной физике, Изд-во Московского ун-та, 1973.
5. Ядерный специальный практикум ч. I, под редакцией Б.И. Горячева, МГУ, 1977.
6. Калашников В.И. Козодаев М.С., Детекторы элементарных частиц Изд. "Наука", М., 1977.
7. Абрамов А.И. Козачекий Д.А. Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики Энергоатомиздат М., 1985.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ ԱՊ.2. ՍԻՆՏԵՀԻԱՑԻՈՆ ՀԱՏԿԱՆՅՐ

Որոշ պինդ է հեղուկ նյութեր, երբ նրանց միջով լիցքավորված մասնիկներ են անցնում, օժագում են լյումինիցենցիա ռուզացնելու համար՝ լիցքավորված մասնիկը իր էներգիայի մի մասը կորցնում է շրջապահի առոմների կամ մոլեկուլների գրգռման կամ իոնացման վրա:

Մասնիկի կորցրած էներգիան հիմնականում անցնում է շրջապահի առոմների և մոլեկուլների ջերմային էներգիային, սակայն գրգռված առոմները և մոլեկուլներն անցնում են հիմնական վիճակին՝ առաջելով լուսային թվականներ:

Լյումինիցենցիոն նյութերում առաջանական ազենտը կլանան ազենտը համեմառությամբ շեղված է, որի համար ուղարկված լուսյան զգակի մաս կարող է դուրս գալ ավյալ նյութից:

Այդ թույլ է առիս օգտագործել սինտեհիացիան նյութերը լիցքավորված մասնիկների գրանցման համար:

Սցինարի յառարկները Ֆուոլէնկարոնային բազմապահիչների հետ համարձակցված անվանում են սինտեհիացիոն հաշվիչներ:

Սկզբանական շրջանում ուղարկված նախայթման գրանցումը սինտեհիացորների օգնությամբ կատարվում էր դիտողական մեթոդով /Ուղերձորդի/

հանրահայտ Ժ-մասնիկների ցրման փորձը ուսկու կրօ/։ Հետազայռում սին-
թիլյացիոն հաշվիչները իրենց տեղը գիշեցին Հեյգերի հաշվիչներին։
Ֆոտոէլեկտրոնային քազմազակիչների երեան զալուց ի վեր /քառասունա-
կան թվականների վերջին/ սինտիլյացիոն մեթոդը վերածնվեց։ Հայտնաբեր-
վացին նոր հոսթորներ։ Դասական հոսթոր՝ ծմբական ցինկից բացի, սկս-
ցին օգասագրություն նավթալին, սահլեթն, անորացեն և այլ օրգանական բյու-
րելներ, յոդի և վոլֆրամատի ոչ օրգանական միացություններ, ինչպես
նաև պլաստիկ և հեղուկ հոսթորներ։ Այս բոլորը նշանակալիորեն մեծացրե-
ցին սինտիլյացիոն մեթոդի փորձնական հնարավորությունները։

Ֆոտոէլեկտրությամբ հնարավոր դարձավ լուսային բըռ-
նըկումները փոխարինել էլեկտրական իմպուլսների, որոնց կարող են հա-
ղորդվել գրանցող սարքերին։ Սինտիլյացիոն հաշվիչների փոքր չոկող ժա-
մանակը և փոքր ակտիվությունների նկատմամբ մեծ զգայությունը հա-
րավորություն են ուղիս կատարելու հասելյալ ֆիզիկական հետազոտություն-
ները։

1. Խոնացնող մասնիկների՝ էլեկտրոն, պրոտոն, Ժ-մասնիկ, ծանր
իոնների գրանցումը և էներգիայի չափումը, ըստ որում որոշակի էներ-
գիկության պայմաններում գրանցումը կարող է հասցել մինչև 100 տո-
կուի։

2. Ռենգենյան և Ժ-մատագայթների գրանցումը և ապեկտրների ու-
ստումնասիրությունը /շատ պեկի մեծ էֆեկտիվությամբ, քան զագային
հաշվիչների դեպքում/։

3. Արագ նեյտրոնների գրանցումը, նրանց ետարկածի պրոռոնների որո-
շակացքած սինտիլյացիայի գրանցման միջոցով և նրանց էներգիայի որո-
շումը։

4. Ձերմային նեյտրոնների գրանցումը սինտիլյատորում նրանց կող-
մից առաջարած միջուկային ռեակցիաների արդյունքների սաեղծած սին-
թիլյացիայի գրանցման միջոցով։

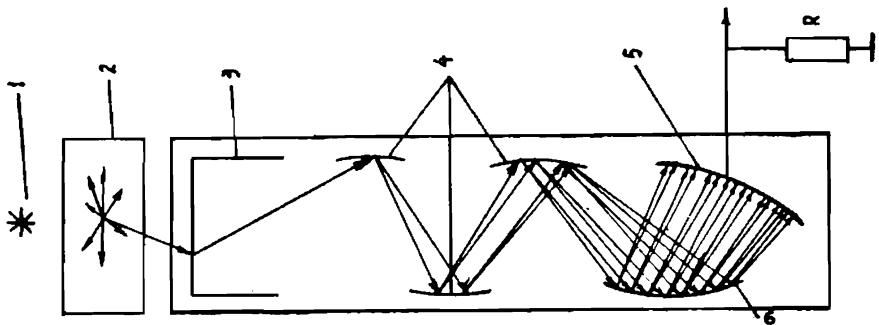
5. Նարմ կյանքի ռեկորդյուն ունեցող զրգության միջուկների մակար-
դակների ուսումնասիրությունը և այլն։

Գազային պարունական և կիսաճաղորդչային հաշվիչների հետ համեմատ
սինտիլյացիոն հաշվիչներն ունեն հեռևյալ թերությունները։

1. Փոքր էներգիայի / ~10 էՎ/ մատագայթումների նկատմամբ համե-
մատարար պեկի ցածր զգայունություն,

2. Եսա էներգիայի մասնիկների մատագայթման ապեկտրի համեմատարար
ցածր չոկող ունակություն,

3. շատ մեծ իոնացող հատկությամբ օժոված մասնիկների համար էներ-



Նկ.1. Սինտելյացիոն հաշվիչ:

1. Ռազմական ալգյուր, 2. սինտելյացիոն, 3. ձերական ժողովածող, 4. ռադիոներ, 5. անող, 6. էլեկտրոնների հոսքը:

Ակ. 1-ի վրա բերված է սինտելյացիոն հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը: Լիցքավորված մասնիկն ընկածելով ժողովրի վրա, կորցնում է իր էներգիան ժողովրի մոլեկուլների գրգուման վրա, ըստ որում այդ էներգիայի մի մասը առաջնայի է ժողովների ձեռվ քուրություններով: Բանի որ ժողորազմապատճիշը շատ զգայուն է լույսի նըկառմամբ, ազա նա տեղափորվում է սինտելյացիոնի հեռ միասին այնինի պայանի մեջ, որը նրանց պաշտպանում է արտացինից լույսի թափանցումից: Այդ դեպքում ժողորազմապատճիշների ելքում ստացված իմպուլսները պայմանավորված են միայն լիցքավորված մասնիկի և սինտելյացիոնի փոփագեցության հետևանքով ստացված լույսով: Սինտելյացիոն սինտելյացիոն հաշվիչի աշխատանքը կարելի է բաժանել հինգ աստիճանի:

1. Սինտելյացիոն հաշվիչով անցնելիս, մասնիկի էներգիայի կորուսաց;
2. Ժողովրի առումների գրգումը, մասնիկի կորցրած էներգիայի հաշվին;
3. Սինտելյացիոնից առաջնայի հավաքումը ժողովածողի վրա, նրա ոմբակոծումն այդ ժողովներով, որոնց առաջնայի են ժողովրի կողմից:
4. Կառողի կողմից ժողովների կլանումն ու ժողովակարոնների արձակումը:

5. Էլեկտրոնների բազմապատճումը տաքիչների վրա /ի հաշիվ երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիայի/:

Ցուրաքանչյուր աստիճանում գործում են տպրեր ֆաստարկներ, որոնց ազդում են ժողորազմապատճիշի ելքային իմպուլսի վրա:

Տ Ո Ս Տ Ո Ր Ն Մ Ր

Մինահիլյացիոն հաշվիչի որպես և նրա կիրառման աիրութը զայմանա-
փորփած է նշանակալիորեն ֆունդորի հատկություններով։ Ֆունդորի կարեւոր
գույն քնութագրերից մեկը նրա կոնվերսիայի հատկությունն է կամ կոն-
վերսիայի էֆեկտիվությունը ցույց է տալիս ֆունդորի կողմից կլան-
ված էներգիայի այն մասը, որը կերպ է աճվում լուսային էներգիայի

$$\mathcal{Z} = \frac{E_F}{E_A}$$

Էա-ն մասնիկի կողմից քյուրելում կորցրած ողջ էներգիան է։ Եթ-է-ն
լուսային ֆունդորի գումարային էներգիան է, որը առացել է ֆուն-
դորը Մինահիլյացորի կողմից առարկած ֆունդորի թիվը՝ n , երբ առ լից
ցավորփած մասնիկի կողմից կորցրած Էա էներգիա է կլանել, կորոշի
ժամանակը կերպ

$$n = \frac{E_F}{h\nu}$$

ֆունդորի կողմից արձակված լուսայի ցանկը՝ γ -ն կոչվում է լուսա-
յին ելք

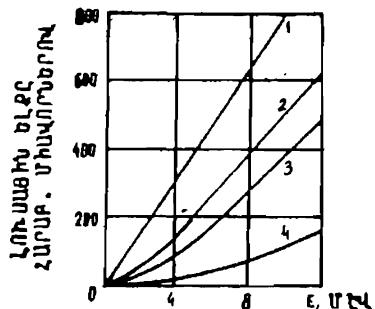
$$\gamma = \frac{\text{առարկած ֆունդորի էներգիան / } h\nu / }{\text{լիցավորփած մասնիկի կողմից մեկ ֆունդորի առարկած
նամար կորցրած էներգիան}$$

լուսային ելքը կախված է ֆունդորում առանձարար իրանցման էներգիայի
մեծությունից $\frac{dE_A}{dX}$ -ից Այսպիսով, ֆունդորում արձակված ֆունդորի
թիվը համեմատական է մասնիկի կորցրած էներգիային $n = \beta E_A$, որտեղ
 β -ն համեմատականության գործակից է։ Ֆունդորների մեծամասնության
համար Էա-ի և n -ի համեմատականությունը քնորոշ է, β - ն ստացածը-
ների և էլեկտրոնների համար։

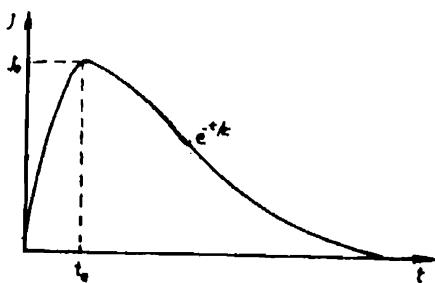
Այսպիսի համեմատականություն չի դիմում ծանր մասնիկների համար։
Լուսային ելքը կախված է նաև ծանր մասնիկի առանձինությամբ /գանձակածից և
լիցքից/։ Առավել ծանր մասնիկներն առաջացնում են գրգռված առոմների
ուղային մեծ լիցություն, որը հանգեցնում է լուսային ելքի զեայնու-
թյան խթանմանը d -մասնիկների և ծանր իրանների համար։ Էլեկտրոն-
ների կողմից առաջացրած գրգռված առոմների լիցությունը մեծ չէ, այդ
պահանջմանը գրգռված առոմների փոխադարձ մարման էնեկաը այսանու մերի
շունչի։ Ակ. Զ-ում քերփած են անդացենում լուսային ելքի կարման կո-
րեց առընթեր մասնիկների համար։

Մի այլ կարեւոր ընութագիր է ֆունդորների համար լուսային էներգիա-
յի առարկած ժամանակը՝ T ։ Տ Մասնիկը ֆունդորի մեջ ընկնելուց հետո,

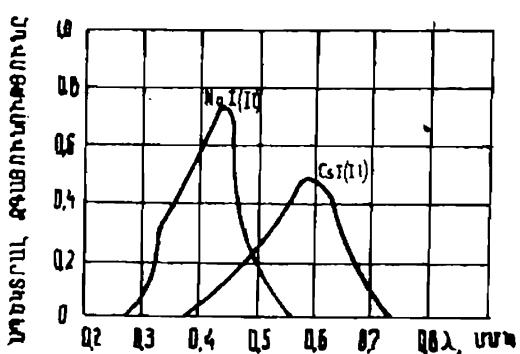
Այսակ զրգության առմների կուտակում է առաջնությանի որ զրգության առմների թիվը մասնիկի արգելակմանը զուգընթաց ամում է, պահանջրի մատագյթման իտենսիվությունը ամում է և մասնիկ արգելակման ժամանակամիջոցի վերջում զրգության առմների թիվը հասնում է մեծագույն արժեքին:



Այդ պահուով լույսի առաջման իտենսիվության մեծագույն արժեքը հիմքում է ժողովուրդության վեցուրդը. Ինչու, որը հավասար է հոսթորում մասնիկի արգելակման ժամանակին /Ազ.3/։ Լույսի իտենսիվության փոփոխությունը $t > t_0$ ժամանակում սեղի է ունենում $J = J_0 e^{-kt}$ օրենքով, որտեղ $t = 0$, $t_0 = \infty$



Ազ.2. Էներգիայից հարաբերական լուսային ելքի կտրման կորերի անարացնություն, ապրելը մասնիկների համար՝ 1/ t , 2/ t^2 , 3/ t^3 , 4/ t^4 առմներ, 5/ t^5 առմներ, 6/ t^6 առմներ:



Ազ.3. Հոսթորում առաջված լույսի իտենսիվության կախումը ժամանակից:

Ազ.4. $S\beta - Cs$ հոտոկառողի սպեկտրը զգայությունը, $N\alpha J(T\ell)$ և $C\alpha J(T\ell)$ բյուրեղների լուսինացենցիայի սպեկտրները:

ժամանակից հետո հաշվման ժամանակն է, իսկ Շ-Ն հաստատուն ժամանակը, որը բնորոշում է զրգոված առոմների կյանքի միջին ակողությունը, կոչվում է հոսմորի լուսարձակման ժամանակը:

Հոսմորի զրգովածն էներգիայի լրիկ լուսարձակման համար զահանգվում է $3 \pm 5\%$ /ժամանակ: Առանձին հոսմորների լուսարձակման ժամանակները պահպում են շատ մեծ միջակայքերում 10^{-9} -ից մինչև 10^{-5} Վրկ: Որըսն դոքը է հոսմորի լուսարձակման ժամանակը, այնքան կարմ է հոսորազմակակիցում առաջացած հոսմորի իմպուլսի ակողությունը, այնքան ավելի լավ է սինտելյացիոն հաշվիչի ջոկող ունակությունը: Լուսային բռնկաման ակողությունը նշանակալից լափով կտրված է սինտելյացիոն պրոցեսի մերանիզմից:

Սինտելյառորները կարելի են երեք դասի բաժանել. 1/անօրգանական բյուրեղների NaJ , CsJ , RbJ , որոնց հարստացված են առլիումով (Tl) $Cd(WO_4)$, $Bi_2Ge_3O_3$, ինչպես նաև որոշ պակիների անապահությունը, 2/օրգանական բյուրեղների՝ անարացեն, նախթալին և այլն, 3/զլասարկերիներոց բյուրեղների ընտրազրերը քերված են նո.1 ողյուսակում:

Σ միջ-օ մոլեկուլի միջինացված լիցքն է:

1. ճալիումով հարստացված նարիումի յոդիսը $NaJ(Tl)$ հանդիսանում է լավագույն սինտելյառորներից մեկը: Բոլոր հայտնի սինտելյառորներից, բացառությամբ $ZnS(Ag)$ -ի, $NaJ(Tl)$ -ը ունի ամենամեծ լուսային ելքը:

Ներկայում նարիում յոդիսի մենաբյուրեղները ամեցվում են մեծ շափանի $/700\text{m}^2$ արամագծով և այդքան էլ բարձրությամբ: $NaJ(Tl)$ բյուրեղներն ունեն իրենց արժակած նառագայթման նկատմամբ մեծ թափանցելիություն, որը նույնական սինտելյառորի կարենրազույն ընութազրերից է: Թափի որ $NaJ(Tl)$ բյուրեղները հիգրոսկոպիկ են, նրանց միշտ պետք է ծրարված պահել և պահպանել իրունակությունից:

$CsJ(Tl)$ -ի բյուրեղները շատ հարմար են որպես սինտելյառոր, օգագործման համար նույնական շատ հարմար են: Կրանցից հեշտությամբ մեծ չափերի մենաբյուրեղներ են ամեցնում, բացի այդ հիդրոսկոպիկ շենք թափի որ $CsJ(Tl)$ բյուրեղները մեծ կարգային թիվ ունեցող առոմներ են զարունակում, այդ նրանց դարձնում է $\chi = \text{մառագյշների զրանցման } m_e \text{ էֆեկտիվության } \text{զրանցիչ:}$

Օրգանական մեծաթիվ սինտելյառորներից առավել մեծ առածվածություն ունեն ստիլբենը և անարացենը, որոնց մեծ կիրառություն ունի որպես սինտելյառորներ:

Անարացենը օրգանական սինտելյառորների մեջ ունի ամենամեծ կոնքներին էֆեկտիվությունը $/\sim 0,04$ /: Ֆերմասարիմանի նվազման հե-

$-70^{\circ} C$ / էֆեկտիվությունն ամուս է, դառնում 6% : Անարացենը ոչ = մուր բյուրեղ է և ջերմաստիճանի կարուկ փոփոխությունից նաքում է : Հուսային ելքը անարացենում զծայնորեն է կախված էլեկտրոնների է-նսերգիայից, իսկ ծանր լիցքավորված մասնիկների համար զծայնությունը խթանվում է :

Աղյուսակ 1.

Սինտիլյատորներ	Կոնվերսիոն էֆեկտիվությունը % -ով	Հաստատուն առաքման ժամանակը Շ-Ն.ՎՐԿ-ով	Ճշիք.
1. Ոչ օրգանական բյուրեղներ			
$NaJ(Tl)$	~ 10	250	32
$CsJ(Tl)$	~ 3	700	54
$ZnS(Ag)$	~ 10	1000	
2. Օրգանական բյուրեղներ			
անորացեն	~ 5	25-30	6
նավթալին	~ 0,5	70-80	8
ստիլեն	~ 2,5	4-8	8
3. Պլաստիկ բյուրեղներ			
Ռ - տերթենիլ	1,5	5	6
տետերթենիլ			
բուտադիեն պոլիստիրոլում			

Մոլիքենն ունի ավելի փոքր կոնվերսիոն էֆեկտիվություն / ~ 0,02 / քան անարացենը, սակայն նրա առաքման ժամանակը ևս ավելի փոքր է: Ստիլ-էթենի բյուրեղներն ամեցվում են ավելի մեծ չափերով: Այս լայնորեն կիրառվում է նեյտրոնների և եռարկվածի պրոտոնների էներգետիկ բաշխման որոշման համար, երբ նեյտրոններն առաճական ցրման են ենթարկվում ջերածնի միջուկների վրա:

Հեղուկ-սինտիլյատորները մի շարք առավելություններ ունեն բյուրեղային սինտիլյատորների հետ համեմատած, թեև զիջում են նրանց իրենց լուսային ելքով: Նաև հեղուկ սինտիլյատորները կարելի է օգտագործել բավականին մեծ ծավալ ներով, քանի որ նրանց համեմատաքար հեշտ է պատրաստել, բացի այդ նրանց արժողությունը ավելի ցածր է: Ծրկերողը՝ հեղուկ-սինտիլյատորի մեջ կարելի է լուծել նյութեր, որոնք կայուն և ուղիղականիվ իզոտոպներ են պարունակում: Բորի կամ կաղիոմի առումների

Ներմուծումը /խառնուրդին/ հեղուկ սինթիլյատորը դարձնում է նեյտրոն-ների գրանցման բարձր էֆեկտիվության հետեւառոր Պարզագույն հեղուկ սինթիլյատորները բաղկացած են լուծիչից /առլուսով, ջրի լուսով/ և պատիվատորից /ռ-ռերֆինիլ, դիֆենիլ, թսիլոլ և այլն/, /խությունը/ բաղդրիչը կազմում է 2,5-10գ/լ.:

Հեղուկ սինթիլյատորի պատիվացնողը պես է ունենալ այլ սինթիլյացիոն հատկություններ, իսկ լուծիչը՝ ոչ ապահովացնողի խությունը /հոմանական/ լուծիչում պես է օպահմալ քանակ ունենալ:

Պատահիկ սինթիլյատորները, դրանց որոշ օրգանական սինթիլյատորների մասն լուծույթներն են պոլիստիրոլում և պոլիկինիլ ռոլուալում։ Պատահիկ սինթիլյատորներն ունեն լավ օպահիկական հատկություններ, կարող են օգտագործվել ջերմաստիճանների լայն միջակայթում։ Պատահիկ սինթիլյատորների մեջ կարելի է մոցնել տարեկ խտոնուրդներ, նեյտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը մեծացնելու համար։ Նրանց կարելի է վակումում տեղափոխել։

Իներտ զագերից շատերը, ինչպես և ազոտի ու ջրածնի խտոնուրդները սինթիլյատորներ են հանդիսանում։ Ամենամեծ լուսային ելք ունի ցեղանց և ցանունի ու ջրածնի խտոնուրդը և լյումինեսցենցիայի ֆոտոնների ազելերը գալակում է հեռու ու լուսամանիշակագույն պիրույթում։ Գազային սինթիլյատորների առաջման ժամանակը 10^{-8} - 10^{-9} վրկ է զբարհագույն։

Մը ֆունդորի միջոկ անցնում է ինացումը շատաշացնող մառագյրում /շ-թվաները նեյտրոններ և այլն/, քոնկուլմեններ են առաջացնում երկրորդային իրուացնող մասնիկները, որոնք ծագում են առաջնային խոռագյթման փոխազեցության հետակրոն ֆունդորի նյութի հետ։ Այդքիսի պրոցեսները շ-մառագյթման համար հանդիսանում են ֆոտոէֆեկտը, կոմպան էֆեկտը և զույգերի առաջացումը, իսկ նեյտրոնների համար՝ միջուկային ռեակցիաները և եռ հարկածի միջուկների առաջացումը։

Սինթիլյացիոն հաշվեի գլխավոր ընութագրիները հիմնականում պայմանավորված են ֆունդորի և ֆոտոքազմապատկիշի հակություններով։

Սինթիլյացիոն հաշվեի համար ֆունդոր ընթրելիս պես է հաշվի առնել հետոյալ հանգամանքները՝

1. Համեմատական մեծ լուսային ելքը, ըստ որում ֆունդորի լյուսմիք նեսցենցիայի սպեկտրը պես է ֆոտոքազմապատկիշի ամենամեծ զգայության միջույթում լինի։

2. Համար ֆունդորների օգտագործման դեպքում պես է նկատ ունենալ, որ նրանց պես է իրենց սեփական մառագյթման նկատմամբ թափանցիկ լինեն։ Անհամար է նաև, որ ֆունդորներն ունենան փոքր լուսարձակման ժամանակ։

ՖՈՏՈԸՆԿՏՐՈՒՄԻՆ ԲԱՁՄԱՎԱԾԱԽՉՅԹ

Ֆոտոէլեկտրոնային բազմապահիչը /ՖԷԲ/ մի սարք է, որը թույլ է լուսային ազդանշանները ժեպիխում է էլեկտրականի՝ հիմնավելով ֆոտէլեկտիկի և երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիայի երեւոյթի վրա:

Ֆոտոքազմապահիչը բաղկացած է ֆոտոկառողից, ֆոկուլացանող հարմարանքներից, մի քանի /էմիտեր/ առաքիչներից /մինչեւ 15-20/ և անդից /նկ. 1/: Ֆոտոքազմապահիչի էլեկտրոնները տեղապորգած են բարձր վակումով անոթում: Անացին էլեկտրոնը անոթի ներքին մակերեւոյթին բարձր կիսաթափանցիկ նյութով նստեցված ֆոտոկառողն է: Ֆոտոկառողի էլեկտրովույթունը բնութագրվում է կամ կոնվերսիոն, կամ ինտեգրալ, կամ աղեկացրալ զգայունությամբ:

Ապեկտրոլ զգայունությունը՝ λ (λ) ֆոտոկառողի համար ավելի լրիկ բնութագիր է և բնորոշվում է ֆոտոկառողի հոսանքի և ավյալ երկարության ֆոտոնների հոսքի էներգիայի հարաբերությամբ: Ֆոտոկառողի ինտեգրալ զգայունությունը՝ λ -ն դա ֆոտոկառողի վրա ընկնող լրիկ լուսային հոսքի և անողային հոսանքի հարաբերությունն է /ենթադրվում է, որ ֆոտոնները սպիտակ սպեկտր ունեն/:

Ֆոտոկառողի կոնվերսիոն էլեկտիվությունը բնորոշվում է ֆոտոնվ էլեկտրոն պոկելու հավանականությամբ: Կղան կարելի է ներկայացնել որդես երկու հավանականությունների՝ ֆոտոնների կլանման և ֆոտոկառողի էլեկտրոնների դուրս կորզելու հավանականությունների արտադրյալ: Անացինն այնքան մեծ է, որքան մեծ է ֆոտոկառողի շերտի հաստությունը: Ֆոտոնի $\lambda \sim 300$ ն.մ. ազալ վազքի միջին երկարությունը սուրմիա ցեզիկումային ֆոտոկառողում $\sim 10^{-5}$ սմ է: Ֆոտոէլեկտի հետևանքով ֆոտոկառողից էլեկտրոն դուրս կորզելու հավանականությունն այնքան ավելի փոքր է, որքան ավելի խորը շերտերում է առաջացել նա, ֆոտոէլեկտի հետևանքով: Քանի որ ֆոտոէլեկտրոնների միջին վազքի երկարությունը ֆոտոկառողում փոքր է ֆոտոնների վազքի երկարությունից, առա ֆոտոկառողի վոքր շերտի դեպքում զոլոր ֆոտոէլեկտրոնները դուրս կզան ֆոտոկառողից, բայց այս դեպքում կկլանի լույսի փոքր մասը: Ֆոտոկառողի մեծ հաստության շերտի դեպքում համարյա քոլոր ֆոտոնները կը-կըլանվեն, բայց փոքր քանակով ֆոտոէլեկտրոններ դուրս կզան, քանի որ շերտի հաստությունը գերազանցում է ֆոտոէլեկտրոնի վազքի երկարությանը: Այսպիսով, կոնվերսիոն էլեկտիվությունը, կախված ֆոտոկառողի հաստությանից, կունենա առավել ազույն արժեք /նկ. 4/:

Առավել շատ տարածված են սուրմիա ցեզիկումային /ՏԵ-Ը/ և ըիսմութ-արծաթ-ցեզիկումային ֆոտոկառողները /Բi-Ag-Ը/, որոնց համար

բնորոշ է սպեկտրային զգացողության լավագույն փոխածկում մեծաթիվ սինթետիկաների տուքաման սպեկտրների հետ:

Որպեսզի ֆոտոքազմապատկիչը զգայուն լինի ուշտրամանուշակագույն մտաքայլման նկատմամբ, նրա գատերը պատրաստվում են հատուկ ապակուց: Նրանց Ֆոտոկառողներն ունեն քավականին մեծ զգայություն / 50-100 Ա/ Լյումենի: Կառանց մեծագույն զգայությունները են 4000-5000 Ա տիրույթում:

Ֆիբ Ֆոտոէլեկտրոնային քազմապատկիչին պոտենցիալների տարրերություն է կիրառվում, ըստ որում լարումը կառողից դեպի անող ամում է, Ֆոտոկառողից պոկված էլեկտրոնները էլեկտրական դաշտում արագացվում են և Ֆոկուսացվում տաքին տաքիչի / էմիտեր / Վրա Յուրացանչյուր ֆոտոէլեկտրոն, ընկնելով տաքիչի վրա, նրա մակերեսույթից պոկվում է ինչ-որ քանակի երկրորդային էլեկտրոնները: Էլեկտրոնների քազմացման այդ գրոցեար շարունակում է մյուս տաքիչների վրա, որոնց նախորդի նկատմամբ ունեն ավելի բարձր պոտենցիալ: Այսպիսով, էլեկտրոնների թիվը հեղեղի և անողի վրա հափաքված էլեկտրոնների թիվը այնքան մեծ է լինում, որքան ավելի մեծ է երկրորդային էմիսիայի գործակիցը: Ֆիբ-ի ուժեղացման գործակիցը՝ $K = \Theta \sigma^n$ $/1/$

բանաձեռու, որտեղ Θ -ն տաքին տաքիչի վրա հափաքված էլեկտրոններով է զայմանառվորված և էլեկտրոնների լրիվ հավաքվելու դեպքում $\Theta = \sigma$ - ն երկրորդային էմիսիայի գործակիցն է: Ֆիբ-ի ուժեղացման գործակիցը երբեմն հասնում է $10^9 - 10^{11}$ մեծության, այնպես որ ֆոտոէլեկտրոններ Ֆիբ-ի ելքում կարող են տաշացնել բավականին մեծ ամպի-առողջի իմպուլս էլեկտրոդների միջև եղած պոտենցիալների տարրերությունը հաղորդվում է բարձր լարման աղբյուրից, լարման բաշխիչի միջնորդու: Ակ. Բ-ում քերված է Ֆիբ-ի միացման սիմեման R_1, R_2, R_3, R_n լարման բաշխիչի օգնությամբ ֆոտոկառողի նկատմամբ յուրացանչյուր էլեկտրոդին արկած լարումը ամում է նախորդի հետ համեմտած 50-100Կ: Լարման բաշխիչն այնպես է ընարվում, որպեսզի ավելալ լարման դեպքում ուժեղացման գործակիցն ամենամեծը լինի: Ֆիբ-ի վրա լարման մեծացման գուրգընթաց նկառվում է նրա ուժեղացման գործակիցի կարուկ ամա Այդպիսի ամը պայմանակրոված է երկրորդային էմիսիայի գործակիցի ամով:

Հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ ֆոկուսացումը թույլ է կարգած լարման բաշխիչի վրա կիրառված լարումց՝ Ս, կարելի է ստանալ ուժեղացման գործակիցի համար արահայտություն:

Երկրորդական էմիսիայի գործակիցի համար փոքր լարումների դեպքում

Կարելի է գրել

$$\sigma = A U e^{-\frac{H}{U_0}}$$

/2/

որտեղ A -ն և U_0 -ն հաստառներ են, որոնց ընորոշվում են էլեկտրոն ներով ոմքակոծվող մակերևույթի հակուբյուններով: $2/-0 / 1/-1$ մեջ սեղադրելով կառանանք

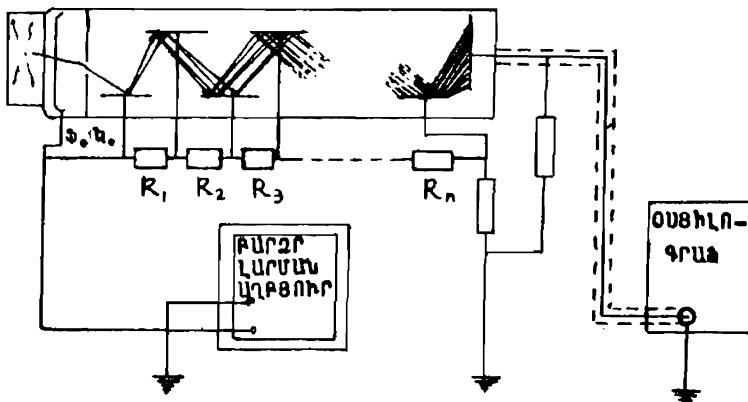
$$K = A^n \theta U^n e^{-n \frac{H}{U_0}}$$

/3/

Ապահով ունենալով, որ դիմադրությունների քանակը 2-ով ավելի է տարեհերի թվից, $U_k = U(n+2)$: Զետքություններից հետո կառացվի

$$\ln K = C + n \left(\ln U_k - \frac{U_k}{U_0(n+2)} \right) \quad /4/$$

որտեղ C -ն հաստառն է:



Ա. Յ. Ասինարի հաջեռն հաշվիչի միացման սխեման:

Աշխատանքային տիրույթում $\ln K$ զայակին ծունկցիոն է $\ln U_k$ -ից: Ուժեղացման գործակի խիստ կախվածությունը կիրառված լօրումից դում է մեծ պահանջկոառություն ՖԷԲ-ի սանդ ալբյուրի կայունացման վերաբերյալ:

Տանի որ ուժեղացման գործակիցը կախված է տառչիչների թվից, ուստի կարելի է ասել, որ ՖԷԲ-ը իրենից զայակին գործից է ներկայացնում, այսինքն՝ անողի վրա հակացված լիցքի մեծությունը համեմատված է լույսի ինտենսիվությանը, որը ընկնում է ֆոտոկառողի վրա:

Այն դեպքում, եթե ֆոտոկառողի վրա ընկած լույսի հոսքը նշանակած մեծ է, անողի վրա եկող լիցքի մեծությունը հազեցման է հանում:

և զծայնությունը գործիքում խօսվում է:

ՖՀ-ը դադարում է զծային գործիք լինելուց այն դեպքում, երբ ստորին հասած լիցքը փոխում է նրա գոտենցիալն այնպիսի մեծությամբ, որը համեմատված է իր փոփոխությամբ անողի և կերչին առաջիշտ միջև կիրառված գոտենցիալների առընթերությունը: Այդ իսկ պահանջով Վերջին տարիշների վրա դրվում են հողակցող ուսակություններ: Մըր լույսի հոսքի բացակայության դեպքում ՖՀ-ում հոսանք է անցնում, այն ենթակա և նույն ՖՀ-ի,, սակայն հոսանք,, կամ,, աղմուկ,,:

Աղմուկային հոսանքը պայմանավորված է:

1. առաջիշների և ծոտուկառողի ստոր էլեկտրոնային էմիսիայով;

2. դաշտի մեծ զրադիենայի հեռանքով հարավոր է այտուելեկտրոնային էմիսիայի միջոցով հոսանքի առաջացումը, բացի դրանից ՖՀ-ում աելի ունի նաև օպտիկական և իոնային հակաղարծ կազ:

Օպտիկական հակաղարծ հոսանքն առաջանում է այն դեպքում, երբ ֆոտոկառողի վրա ֆոտոններ են ընկնում այլ էլեկտրոններից՝ առաջիշներից:

Իոնային հակաղարծ հոսանքը պայմանավորված է ՖՀ-ի վառ վակումով։ Էլեկտրոնների հոսքը կարող է իոնացնել մասցորդային գազի առոմները։ Այդ իոնացված առոմները կարող են բախվելով ֆոտոկառողին կամ առաջիշներին նրանցից էլեկտրոններ պոկեն։ Այդ էլեկտրոններն առաջանում են նոր էլեկտրոնային հեղեղներ, որոնք ուղեկցում են հիմնական իմպուլսին։

ԱՇԽԱՏԱՄԵՒԹԻ ԿԱՏԱՐՄՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

Ներկա աշխատանքում կառարկում է այնպիսի երկույթների գրանցումը, որոնք ընկած են սինտիլյացիոն հաշվիչի և սարքի հատկությունների ուսումնասիրության հիմքում, երբ մեթոդի միջո կիրառման համար ռադիոակտիվ աղբյուրների հոսքերի և նրանց փոփոխության գրանցում է կառարկում։

Հետազոտվող ռադիոակտիվ աղբյուրից առաջացրած օգտակար ազդանշաններից բացի հաշվիչում գրանցվում են նաև աղմուկով պայմանավորված ազդանշաններ լիցքավորված մասնիկների, չ-ռեզանտների, ինչպես նաև թույլ հոսանքների գրանցման ժամանակ աղմուկի ազդանշանները պես են բացառել։

,, ՖՀ-ի աղմուկ,-ից բացի, նկատի պես է ունենալ, որ կոսմիկական մառազայթները, կողմանակի աղբյուրների ռադիոակտիվ մառազայթումները, որոնք գտնվում են լաքորատորիայում, նույնպես ՖՀ-ում որոշակի թվով գրանցումներ են առաջացնում / թոն/։

Աղմուկի և օգանկար ազդանշանի քացարձակ և հարաբերական մեծությունը խիստ կախված է Ֆէր-ի առաջինների վրա Կիրտոված լարումից։ Առաջինների վրա Կիրտոված լարման քարճրացմանը զուգընթաց մեծանում է եւ Առաջունների արագությունը, որոնց շարժվում են հարեւն առաջինների մեջ։ Արագացնող պոտենցիալի որոշակի տիրույթում, նրա քարճրացումը հանգեցնում է առաջինների մակերեսույթներից գոկված երկրորդային էլեկտրոնների թվի մեծացմանը, հանարար և Ֆէր-ի ուժեղացման զործակցի մեծացմանը։ Այդ իսկ պատճենով Ֆէր-ի լարման մեծացումը հանգեցնում է հոսանքի ամպլիուդի մեծացմանը։ Ցուրացաները յուրաքանչյուր Ֆէր-ի համար անհրաժեշտ է որոշել նրա աշխատանքի օպարմալ լարման տիրույթը։

Ներկա աշխատանքը հանգեցվում է հանելալին։

1. Միացնել սարցն ըստ քացարականի /կից/։

2. Ֆէր-ի բաշխիչի վրա Ա -ն փորկում է աստիճանաբար, հարյուրական վոլտով, զուգանետաքար կառողային օսցիլոգրաֆի վրա չափելով ելքային իմպուլսի մեծությունը։

Խմուլակի մեծության մշգրիս չափման համար անհրաժեշտ է կառարել օսցիլոգրաֆի աստիճանավորում և տառագել իմպուլսի մեծության զծայնությունը, կառողին Կիրտոված լարման մեծությունից կափված։

Որպեսզի կառարելի իմպուլսների մեծության չափում ամպլիուդների լայն տիրույթում, անհրաժեշտ է օգավել ուժեղացուցիչի և օսցիլոգրաֆի աստիճանական ուժեղացնող անշարիչից։

Առացված չափման արդյունքների համար կառուցել $A_{\chi} = f(U_k)$, որտեղ A_{χ} -ն ուղիղականիվ χ -ողբյուրից սացցված ամպլիուդի մեծությունն է, U_k -ն Ֆէր-ի կառողին Կիրտոված լարումն է։ Կառուցումը կառարել կրկնակի լոգարիթմական մասշարով, այսինքն $\lg A_{\chi} = \chi \cdot \lg A_k = f(\lg U_k)$ անուղղական օպերատորը լուրջ է։

Ռոտիռուկական աղբյուրից սացցվող իմպուլսների ամպլիուդների չափման անառաից, հետո ևանօրինակ չափումներ են կառարելում, աղմուկի, այյին իմպուլսների ամպլիուդի՝ A_{ω} որ չափման համար։ Աղմուկը Արդյունքները ներկայացնելու $\lg A_{\omega} = f(\lg U_k)$ անուղղական օպերատորը, նույն գրաֆիկի վրա։

3. Կառարել սինուլյացիոն հաշվիչի հաշվային ընութագրի հանումը, ամպլիուդների ընութագրի հանումն անալոգիայով, գոյելով կառողին արկող լարման մեծությունը 100-ական վոլտով, զրանցել հաշվաման արագությունը $N_d = f(U_k)$ և $N_{\omega} = f(U_k)$ + որուղ Առջ -ն Ֆէր-ի կողմից գրանցված χ -ողբյուրի իմպուլսների թիվն է, իսկ N_{ω} -ն նույն լորման -այլ ըույթներում աղմուկային իմպուլսների թիվը։ Հափման արդյունքները ներկայացնելու $\lg N_d = f(U_k)$ և $\lg N_{\omega} = f(U_k)$ կառարել անուղղական գրաֆիկի վրա։ Որոշել հաշվիչին կիրտոված լարման աշխատանքը

ՀԻՆ ԼԱՎԱԳՈՒՅՆ ԹԻՐՈՒԵՑԸ:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԱՐ

1. Ինչպես են կտուցված սինտիլյացիոն հաշվիչները /աշխատանքի սկզբունքը/:
2. Որո՞նք են ֆոտէլ և կարուային քազմապակիչների գլխավոր բնութագրերը:
3. Որո՞նք են ֆունդուների բնութագրերը:
4. Նշել սինտիլյացիոն մեթոդի առավելություններն ու թերությունները այլ մեթոդների հետ համեմատած, որոնք նույնպես ուղիղակիությամբ օտարազայթներ են գրանցում:
5. Ինչպիսի՞ ֆիզիկական չափումներ է նպասականարմար կառարել սինտիլյացիոն մեթոդի օգնությամբ:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А.Г.Худавердян, Экспериментальные методы физики атомного ядра и элементарных частиц. Ереван 1988 г.
2. В.Е.Левин, Л.П.Хамъянов, Регистрация ионизирующих излучений Атомиздат, 1978.
3. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич, Основы экспериментальных методов ядерной физики, М., 1985 г.
4. Сборник лабораторных работ по ядерной физике под редакцией Ю.П.Добрецова и др., Атомиздат, 1970 г.
5. Ядерный специальный практикум под редакцией Б.И.Горячева (часть I) Изд. МГУ, 1977 г.
6. Н.А.Вартанов, П.С.Самойлов, Прикладная гамма-спектрометрия, Атомиздат, 1975 г.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ ԱՌ. ՀԵԶԳԵՐԻ ՀԱՅԿԻՉԻ ԷՓԵԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ χ -ԹԱՐԱԳՈՎՐ-
ՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ:

Հ -թվանշները նյութի հետ զգալիորեն ավելի թույլ են փոխազդում,
քան լիցքավորված մասնիկները /օրինակ՝ α կամ β -մասնիկները/:

Հ -թառազայթների փոխազդեցությունը նյութի հետ հիմնականում ի
հայտ է զալիս ֆոտէնկարի, կոմպոնի էֆեկտի և զույգերի առաջացման

Միջոցով։ Այդ պրոցեսները առի են ուսնում ավելի հազարեղ, քան լիցավորված մասնիկների կողմից առաների իրանցումը։ Ընդ որում դրանց ընթացքում χ -թվաները կամ էլիպին ոչնչանում են /ֆուն-էժեկտ, զույգի տաշացում/, կամ կորցնում են իրենց էներգիայի զգա-լի մասը /նոմանոնի էֆեկտ/։ Խված բոցը պրոցեսներն ընթանում են երկրորդային արագ էլեկտրոնների տաշացմաբ։ Առաջացած երկրորդային էլեկտրոնների գերավշտոր մասը χ -թվաների կողմից զոկվում են իրանցման խցիկների և հաշվիչների պատերից, որոնք անցնելով առցավորումների գաղուկ լցված ծավալը, տաշացնում են իրանցման այդ առցավորումները գրանցում են իրենց վրա ընկնդ χ -թվաների ան-նըշան մասը։ Դրա պատճենն այն է, որ՝

1. Ինչպես նշվեց կերեռում, χ -թվաների փոխազդեցուքյունը նյու-թի հեռ բավականին թույլ է։

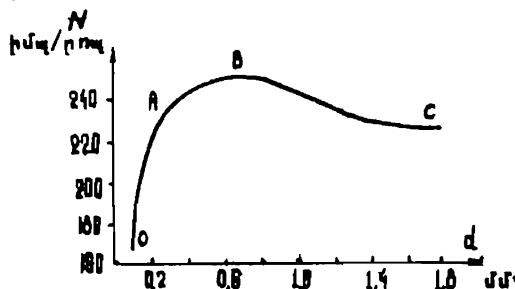
2. Առաջացած երկրորդային էլեկտրոնների զգալի մասը կլանվում կամ ցրվում է հաշվիչի պատերում մինչև զարով լցված ծավալ հանելը, այ-սինցն՝ դրանց զգալի մասը չի մասնակցում իրանցման հոսանքի տաշաց-մանը։

Հաշվիչի կողմից գրանցված ֆունների N թվի հարաբերությունը հաշ-վիչի վրա ընկած ֆունների ընդհանուր N_f թիվն ավանում են հաշվիչի գրանցման էֆեկտիվություն։

$$\xi = \frac{N}{N_f} \quad /1/$$

Հաշվիչի գրանցման էֆեկտիվությունը կախված է հաշվիչի պատերի՝ հասությունից, նյութի տեսակից և օտարազյթների էներգիայից։

Հաշվիչի հաշվման արագության կախվածությունը պատերի հասությու-նից պահերկված է նկ. 2-ում։



Աղ. 1. χ -թվաների հաշվման արագության կախվածությունը հաշվիչի պատերի հասությունից։

Խաչիս երկում է նկարից, պատրի փոքր հաստության դեղքում հաշվից է Հ Հնկատիվությունը փոքր է, քանի որ այս դեղքում զատի տառմնեալի հետ փոխազդում է ընկնող ծոտոնների աննշան մասը: Որքուն հաստ է զատը, այնքան բարձր է հաշվիցի Հնկատիվությունը: Պատի հաստության հետագա մեծացմանը զուգընթաց Հնկատիվությունը դանշալ անում է մինչև մեծազույն արժեք ընլունելը / B կեռ/: Ենք զատի հաստությունը գերազանցում է ելեկարունների զատի նյութում ունեցած վազքի երկարությունը, առա նկատվում է զրանցման Հնկատիվության նվազում: Դա բացառը փուլ է կրանով, որ զատում՝ γ -բվանների ազդեցության առկ տաշացած ոչ բոլոր երկրորդային ելեկարուններն են անցնում գազային ծավալ: Դա համապես վերաբերվում է այն երկրորդային ելեկարուններին, որոնք առաջացել են հաշվիցի զատերի արտաքին շերտերում: Հաշվիցի գազային ծավալ անցնելու օանապարհին դրանց անցնում են զատի ամքողի հաստությունը և վազքի երկարության փոքր լինելու զատմառով ամքողի բարձրացմք կլանվում են Այդ պատճեռով γ -բվանների զրանցման համար օգազործում են այնպիսի հաշվիչներ, որոնց զատերի հաստությունը կարգով համընկնում է զատի նյութում երկրորդային ելեկարունների ազատ վազքի երկարության հետ: Այսպիսի հաշվիչների Հնկատիվությունը կլինի տուավել ազույն:

Դաշինակաթիվ իզոտոպի հետաքաշի մեջ հետաքրքրում է միավոր ժամանակում հաշվիցի կումից գրանցված իմպուլսների բացարձակ ու թիվը: • Անհայտ է, որ այդ թիվը ուղղի համեմատական է հաշվիցի Վրա ընկնող ծոտոնների N_g թվին և հաշվիցի ε Հնկատիվությանը իր հերթին N_g համեմատական է ուղինակաթիվ իզոտոպի ակտիվությանը: A և մեկ միջուկի արոհման ժամանակ արժակված ծոտոնների q թվին: Այսպիսով՝

$$n = \alpha q \varepsilon \quad /2/$$

որտեղ α -ն փորձի երկրացափության հետ կազմված գործակից է: Այն որոշվում է հետևյալ կերպ. $\alpha = \omega / 4\pi$ որտեղ ω -ն այն մարմնային անկյունն է, որի առկ երկում է հաշվիչը կեռային ուղինակաթիվ իզոտոպից Ցղաղրելով α -ի արտաքայտությունը $/2/-ում$ կստանանք

$$n = \frac{\omega}{4\pi} A q \varepsilon \quad /3/$$

- Դիցուք հաշվիչը զանում է γ -բվանների աղբյուրից Γ հետագործության Վրա, ընդ որում հաշվիչի տառացքն ուղղահայց է հաշվիչի կենարունը աղբյուրին միացնող ուղղին:

Այդ դեղքում ա մարմնային անկյունը կորոշվի որպես հաշվիչի երկայնական կարգածքի՝ β^2 մակերեսի և r^2 -ի հարաբերությունը

$$\omega = \frac{ld}{r^2} \quad /4/$$

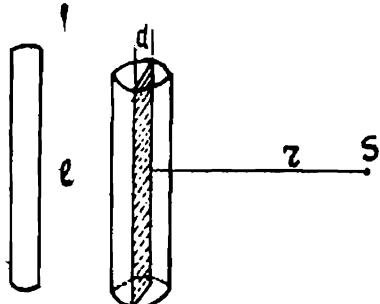
արտեղ ℓ -ը կառողի երկարությունն է, d -ն նրա սրմագիծը: Տեղադրելով $/4/-ը /8/-ում, կառանալը՝$

$$\varepsilon = \frac{4\pi r^2 n}{A q l d} \quad /8/$$

այս աղբյուրի միջուկները մակ արումն ժամանակ պրծակում են ապրելով էներգիաներով Ֆուոններ՝ E_1 , E_2 և աշակերտ էներգիակությունը այդ էներգիայով Ֆուոնների համար համապատասխանաբար E_{y_1}, E_{y_2} է, որպես միանոր ժամանակում զրանցված իմպուլսների թիվը կէին:

$$n = \frac{ld}{r^2} (n_1 E_{y_1} + n_2 E_{y_2} + \dots) \quad /8/$$

արտեղ n_i -ն միանոր ժամանակում պրծակված էն; էներգիայով Ֆուոնների թիվն է:



Ակ.2. Հաշվիչի էներգիակության՝ որոշման սարքավորում:

Այս սշխառանցում օգտագործվում է χ -ցանուների C_0 աղբյուրը արի միջուկների արումն մակ պառում պրծակվում են 2χ -ցանուներ՝ սա մեծություն իրարից մեջ սորբերվող էներգիաներով $/1, 178/$ և $1, 285/$ Այս զեղցում կարելի է հաշվել, որ $E_{y_1} \approx E_{y_2}$ Տեղադրելով $/8/-ում$ $q=2$ Վերջնականին կառանալը՝

$$\varepsilon = \frac{2\pi r^2 n}{A ld}.$$

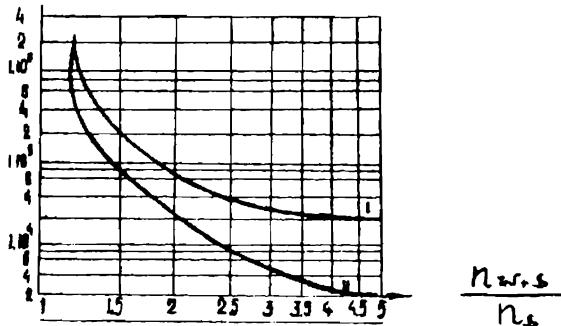
Սինիլ յացիօն և շեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներով
նույզայթան զրանցման էներգիակությունների
համապատասխանը

χ -ճուղայիթան զրանցման երկու մեխոդների համապատասխան նկատման
81

հարմար է կառարել ըստ նրանց զգայունության և ըստ արված նշանությամբ, հաշվման արագության չափման ժամանակի:

Զգայունության առկ հասկացվում է իմպուլսների հաշվման արագության և ամուշի ակտիվության հարաբերությունը, այսինքն $\frac{N_{\text{ա}}}{N_{\text{ք}}}$ մեծությունը, ընդ որում ամուշի ակտիվությունն արանայացվում է միավոր ժամանակում արորումների թվով: Սինոթիլյացիոն հաշվիչի և Հեյզեր-Մյուլլերի հաշվիչի զգայունությունների համեմատման համար կառարում են 0,1 ԱԿԿ ակտիվությամբ⁶⁰ Համար առաջից առաջկող յ-օտագայթման գրանցման նպատակով նըմուշը աելադրում են հաշվիչի պատին շատ մոտ:

Դաշտ և ՌՇՏ մեծությունների չափումը կառարվում է այլպիսի մշառությամբ, որպեսզի ՌՇՏ մեծության որոշման քառակուսային սխալը չգերազանցի 10%:



Աղ. 3. $N_ա/N_ք$ և $N_ա$ կախածությունը $t_{ա,ք}/N_ք$ -ից:

Դրա համար նախօրոր չափելով $N_{\text{ա},\text{ք}}$ և $N_{\text{ք}}$ հաշվման արագությունները 1 և 2 կորերով /Աղ. 3/ գտնում են $N_{\text{ա},\text{ք}}$ և $N_{\text{ք}}$, իմպուլսների ընդհանուր թիվը, որոնք անհաժեղ է գրանցել միջին քառակուսային սրբալովանայինունակ հաշվում են չափման ընդհանուր առողությունը հանդիպ բանաձևով՝

$$t_{\text{ա},\text{ք}}' = t_{\text{ա},\text{ք},\text{ք}} + t_{\text{ք}}' = \frac{N_{\text{ա},\text{ք}}}{N_{\text{ա},\text{ք}}} + \frac{N_{\text{ք}}}{N_{\text{ք}}}$$

Անկախութելով ստացված արդյունքներով կերպնականացնես չափում են $N_{\text{ա},\text{ք}}$ և $N_{\text{ք}}$ մեծությունները: Սինոթիլյացիոն հաշվիչներով գրանցման զգայունությունը չափելու համար ամուշը առաջից աելադրում են ծոսծորին հնարավորին չափ մոտ:

Չափումները կառարվում են ՖԷԲ-ի նկատմամբ կիրառված աշխատանքային ամենաշահավետ լարման դեպքում: $N_{\text{ա},\text{ք}}$ և $N_{\text{ք}}$ մեծությունները չափում են ՌՇՏ որոշման $\pm 1\%$ չգերազանցող սխալով:

Ինչպես և Հեյզեր-Մյուլլերի հաշվիչով չափումներ կառարելու ժամանակ նախօրոր փորձով գնահատում են $N_{\text{ա},\text{ք}}$ և $N_{\text{ք}}$ -ը, ապա գրանիկից

գանում են իմպուլսների ընդհանուր թիվը $\Pi_{\text{ար}}$ և $\Pi_{\text{ք}}$, որը կեզ է գրանցի սցինալի յացիոն հաշվիչը: Առաջակայում չափման ընդհանուր ռեա-դությունը ըստ հետեւյալ բանաձեռ:

$$t_{\text{ար}} = t_{\text{ար+ք}} + t_{\text{ք}} = \frac{\Pi_{\text{ար}}}{\Pi_{\text{ար+ք}}} + \frac{\Pi_{\text{ք}}}{\Pi_{\text{ք}}}$$

Այդ ավյալները օգտագործվում են ուսուել ոչ մեծությունների վերջ-նական չափման և ըստ դրանց՝ արկած ծշությամբ $\Pi_{\text{ար}}$ -ի որոշման համար: Ըստ փորձի արդյունքների գանում են երկու մեթոդների բացարձակ և հարա-բերական զգայությունները, այսինքն $\Pi_{\text{ար}}/\Pi_{\text{ք}}$, $\Pi_{\text{ք}}/\Pi_{\text{ար}}$ և $\Pi_{\text{ք}}/\Pi_{\text{ար}}$ թյունները:

Նմուշի պահպությունն այդ դեպքում արտահայտվում է արորումների թիվը ըստ պատճենի բացի դրանից հաշվում են նաև ժամանակների $t_{\text{ար}}/t_{\text{ք}}$ այն համարերությունը, որն անհամեստ է համեմատող մեթոդներով արկած ծշ-ությամբ հաշվման արագությունների չափման համար:

Աշխատանքի կառարման կարգը

- 1.Միացնել սարքը և ստուգել դրա աշխատունակությունը
- 2.Հաշվիչին տալ հազեցման սիրույթի համապատասխանող լորում:
- 3.2ափել հաշվիչի $\Pi_{\text{ք}}$ ֆոնը:
- 4.8եղաղբել ^{60}Co -ի հայտնի ակտիվությամբ նմուշը բռնիչի մեջ:
- 5.2ափել γ -օտագայթների առաջացրած իմպուլսների հաշվման արա-գությունը աղբյուրի և հաշվիչի միջև եղած 8 սարքեր հետաքրու-թյունների դեպքում:
- 6.Որոշել հաշվիչի երկայնական կարգածքի մակերեսը, որի համար ան-հըրածեց է շափել կառողի d արամագիծը և ℓ երկարությունը:
- 7.Որոշել չեյզեր-Մյուլլերի հաշվիչի ℓ^3 ենկախիվությունը օտագայթ-ման աղբյուրի և հաշվիչի ունեցած 8 սարքեր հետաքրությունների համար և հաշվել միջին ℓ ենկախիվությունը:
- 8.Հափել $\Pi_{\text{ար+ք}}$ և $\Pi_{\text{ք}}$ հաշվման արագությունները և գտնել $\Pi_{\text{ար}}$ և $\Pi_{\text{ք}}$ իմպուլսների ընդհանուր թիվը:
- 9.Որոշել, չափման ընդհանուր ակողությունը $\tau_{\text{ար}}$ և կերչնականութե-ն չափել $\Pi_{\text{ար+ք}}$ և $\Pi_{\text{ք}}$ մեծությունները:
- 10.Պատարել նմանախող չափումներ սցինալի յացիոն հաշվիչի համար
- 11.Որոշել 2 մեթոդներում ստացվող γ -օտագայթների գրանցման զգայունության բացարձակ և հարաբերական արժեցները:

Առուգողական հարցեր

- 1.Ինչպես որոշել հաշվիչի ℓ^3 ենկախիվությունը:
- 2.Ինչի՞ց է կախված հաշվիչի ℓ^3 ենկախիվությունը:
- 3.Ի՞նչ է զգայթանությունը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Райский С.М. и Смирнов В.Р., "Физические основы метода радиоактивных индикаторов", М - 1956
2. Фонфер Э. Нейерт Г., Счетчики излучений, М., Атомизат, 1961.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ Խ.Գ. ԹՈՐՉԱՄԱՐՄԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԻ ԶԱՓՈԽՄԱՆՑԻ ՄԻԱՆԱՐԾ

Թործարարներն ուսումնասիրության արդյունքները միշտ չափում են որոշ անմշտությամբ: Չափված հետազոտվող մեծության և նրա իրական մեծության արժեքների տարբերությունը կոչվում է սխալ կամ շեղում: Ցուրաթանչյուր չափման սխալն իրենից պատճենական մեծությունը է ներկայացնում: Կամ, իսկական արժեքը երբեք չի կարող հայտնի լինել, քանի որ հայտնի չէ չափվող մեծության իրական արժեքը:

Թործը ցույց է տալիս, որ ոչ մի չափում, ինչքան էլ այն չանաբար կառապի, չի կարող գերծ լինել սխալ ներից: Գիտական չափումներում սրբալու անմշտություն է, որն անփուսափելիորեն ուղղեկցում է բոլոր չափման արդյունքները: Սխալը չի կարելի փորձարարների անփութության արդյունքը համարել, նրանց անփուսափելի են, բայց նրանց կարելի է հասցնել փորձագույնի և վստահորեն հաշվել նրանց մեծությունները:

Չափման արդյունքներից միայն անհայտ իսկական մեծությունների գենահառումներ կարելի են անել:

Սխալների տեսության խնդիրն է անհայտ հետազոտվող մեծությունների և նրանց չափման արդյունքների բաշխման գնահատման տապել ինչլամիր մերողներ մշակել, ինչպես նաև գնահատել այդ գնահառումների մշտությունն ու վստահել իրությունը:

Հաշվիչով աշխատելիս չափման արդյունքների հավաստիության գնահատման դեպքում անհրաժեշտ է դեկավարկել փորձառական տպյալների մշակման ընդհանուր կանոններով: Բացի այդ, անհրաժեշտ է հաշվի տանել ուղիղությունը արդիման մի շարք յուրահատուկ առանձնահակություններ, ինչպես նաև մասնիկների գրանցման համար կիրառվող ստոցերի յուրահակությունները:

Խողիովածիկ արոհումը վիճակագրական պրոցես է. հավասար ժամանակա-

Միջոցում արժակված մասնիկների թիվը հաստառուն չի մնում, այլ դու-
գում է պատահական մեծությունների օրենքով։ Այդ պատճուկ պրոցեսը
կարող են ընութագրել միայն այն ավայլները, որոնք սահցված են նը-
շանակալից թվով մասնիկների հաշվման արդյունքների միջինացման միջա-
ցով։ Փորձի ընթացքում գրանցված մասնիկների թիվն այնպէս մեծ պետք է
լինի, ինչքան ավելի քարձր են չափման վերջնական արդյունքների նկա-
մամբ հավաստիացման պահանջները։

Թույլ ռադիոակտիվ աղբյուրների հետ աշխատելիս անհրաժեշտ է քացի
վիճակագրական շեղումներից /միջին արժեքից հավանական շեղումները/,
հաշվի առնել նաև ծոնը, այսինքն կողմնակի մասնիկների թիվը, որոնց
գրանցում են առաջացնում հաշվիչներում։

Ռադիոակտիվ արահման յուրահատուկ առանձնահակություններից և զը-
րանցող սարքի հակություններից քացի, արդյունքների մշակման ընթաց-
քում, պետք է հաշվի առնել նաև յուրացանց յուր փորձի ընթացքում ան-
թուսափելի փոփոխող, հակության շենթարկվող առընթափները։ Նրանց
են գառկանում՝ օրինակ՝ 1/հաշվիչում լարման պատահական փոփոխությու-
նը, որը անդադիր է նրա աշխատանքային պոտենցիալը, 2/վայրկյանա-
ցափով ժամանակի չափման պատահական սխալները, հաշվիչ սարքերի ցուցակ-
ներից հանվող ցուցմունքի պատահական սխալները և այլ նույնպիսի պա-
տահական պատահաներն իրենց հերթին շեղում են չափման արդյունքներն
իրենց իսկական արժեքից։ Այսպիսով, մտազայթման չափման արդյունք-
ները պարունակում են նաև լրացուցիչ պատահական սխալներ, որոնք կոպ-
կած չեն ռադիոակտիվ արդյունա վիճակագրական բնույթի հետ։ Այդպիսի
սխալի զնանառումը փորձնական աշխատանքի անհրաժեշտ մասն է կազմում։

Այս հարցերի պիելի մանրամասն ցննարկումը սկսենք սխալների ռեսու-
թյան առընթերից։

Առաջարած միենույն կայուն մեծության քազմակի չափումները միշտ
հանգեցնում են այդ մեծության տարբեր արժեցների, ընդհանուր տոմար
տանմիեն չափման և իսկական արժեքի ասրբերությունը /չափման սխալը/
կարող է երկու աղբյուրների արդյունք լինել։

1.Առաջինը կոպկած է անփուսափելի սխալների պատահական բնույթի հետ,
որը ստեղծվում է բոլոր մանրամասներում և առաջանում է դիտորդի ընկալ-
ման օրգանների ոչ կառարյալ լինելու պատճուկ։ Այդ սխալները անվա-
նում են գառանական։ Օրինակ կարող են ծառայել էլեկտրական ցանցի ռա-
պանումների հետևանքով առաջացած սխալները, վայրկյանաշափի միացման
կամ անշապան հետևանքով առաջացած սխալները։ Պատահական սխալները
շեղում են չափման արդյունքներն իրական արժեքից հավասարպես և դրս-
կան, և քացանական կողմները։ Առաջարած հավասարամեծ դրսկան և քաց-

սական շեղումների հայտնաբերությունը բնորոշ է փորձերին:

2. Սխալ ների մյուս պարզություն թացնված է մեթոդների կամ սարքերի ոչ կառարյալ լինելու մեջ, քանի որ նրանք ուղղված են չափման արդյունքների պարբերաբար հաստատուն մեծությամբ մեծացման կամ փոքրացման ուղղությամբ: Այդպիսի սխալներն անվանում են պարբերական:

Օրինակ կարող են ծառայել չափիչ գործիքների սխալ աստիճանավորումը, եթե ընկնող կամ առաջ ընկնող ժամացույցների օգտագործումը, էլեկտրական ցանցում երկրառել փոփոխությունները և այլն: Պարբերական սխալների առկայությունը խիստ գցում է չափման հավաստիությունը և պես է այն վարպի հատուկ ուսումնասիրությունների հիման վրա, հաշվի առնելով այդ մեծությունների չափը, նշանը ու ծագումը: Առնասարակ այդ կառարկում է մեծությունները էտալոնների հետ համեմատելով միջոցով:

Այսպես, օրինակ, եթե մնացող վայրկյանաշափի ներմուծված պարբերական սխալի վերացման համար խրոնոմետրի միջոցով ուղղում է կառարկում: Հետո կամ ուղղում են վայրկյանաշափը, կամ կազմում են ուղղումների պայուսակ, չափիած ժամանակի Ծշուման համար:

Պատահական սխալների հարցը այլ կերպ է դրված: Նդանք ցանկացած չփումների ժամանակ անխռուսափելի են:

Հեռաքը, պարբերական սխալներից զերծ փորձնական արդյունքների գնահատման հավաստիությունը հանգեցնում է չափման արդյունքների վրա պատահական սխալների ազդեցությունը հաշվի առնելուն: Պարզում է, որ տանմեջին չափման արդյունքների պատահական շեղումները չեն բնորոշում կիրառված մեթոդի Ծշումը:

Զավելող X մեծության լավագույն գնահատումը կհամարվի X_1, X_2, \dots, X_n չափման արդյունքների միջին արժեքը:

$$\bar{X} = \frac{X_1 + X_2 + \dots + X_i + \dots + X_n}{n} = \sum_{i=1}^n \frac{X_i}{n}$$

Այս շեղումներ, որ \bar{X} -ը X -ի լավագույն գնահատումն է, բնական է հաշվել $X_i - \bar{X} = \xi_i$ սարբերությունը: Այդ սարբերությունը համար անվանում են X_i -ի շեղումը X -ից, որը ցույց է տալիս, թե i -րդ չափման արդյունքը որքանով է տարբերվում X միջին արժեքից: Այս $\xi_i = X_i - \bar{X}$ շեղումները շատ փոքր են, ապա ակնհայտ է, որ մեր չափման արդյունքներն իրար շատ մոտ են և, հավանաբար, միշտ են, եթե որոշ շեղումներ մեծ են, ապա ակնհայտ է, որ մեր չափումներն այնքան էլ միշտ շենքեն երկում են, շեղումների մի մասը դրական է, մյուսը՝ բացասական, քանի որ որոշ X -եր կլինեն միջին արժեքից

մեծ, մյուսները՝ փոքր /նկ. 1/: Թանի որ \bar{x} -ը կարող է նույն զրո լինել, ավելի նպասկանարմար է հաշվել այդ բոլոր շեղումների քառակուսիները, որոնց այս դեպքում իրենցից դրական թվերի հավաքածու կներկայացնեն, աղքաղքում է միջինացնել այդ թվերը: Եթե այդ արդյունքից քառակուսի արմատ հանենց, ապա կստանանք մի մեծություն, որը կշատի միեւնույն միավորով, ինչ որ X -ը: Այդ թիվը կոչվում է X_1, \dots, X_n -ի սահմանաց շեղումը և նշանակվում է S_x -ով:

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

Ելնելով այդ ընորոշումից, կարելի է սահմանաց շեղումը նկարագրել որպես շափման X_1, \dots, X_n արդյունքների միջին քառակուսային սիմեռությունը:

Գոյություն ունի սահմանաց շեղման այլ ընորոշում: Կան սեսական նախադրյալներ, ըստ որի n -ը գոյարինալում է $(n-1)$ -ով, որի հետևանքով X_1, \dots, X_n սահմանաց շեղումը կորոշվի

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n x_i^2} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} /3/$$

Այսակ մեր խնդիրը չէ պացուցել, թե /3/-ը /2/-ից ավելի լավ է, քայլ նկատենաց, որ նոր $n-1$ ամսագրած, ընորոշումը ակնհայտորեն բերում է ավելի մեծ արժեքի, քան /2/-ը և ավելի, ինչոր շափով հասուցում է,

X_1, \dots, X_n -ի շափման սիմելի գնահատումը հասկանեն, եթե շեղումների առնակը՝ n -ը փոքր է: /2/ և /3/ ընորոշումների թվային արժեքների մեջ առընթերւթյունը համարյա թե անհան է: Հետազոտմ մենք կօգտնենք /3/ սրահայատությունից:

Արժեցների լուրջ վիճակագրական անալիզի համար անհրաժեշտ է բազմակի շափումներ կատարել: Այսակի մեր տաշին խնդիրն այն է, որդեսզի գոնակն մեծ թվով շափման արդյունքների գրանցման կամ ներկայացման մերույները:

Միթադրենք կատարված է 10 շափում /երկարությունը ամ-ով/՝ 26, 24, 26, 28, 28, 24, 25, 24, 26, 25:

Այդպիսի գրանցման ժամանակը թիւ տեղեկություն է առլիս և մենք այդ մերույն պես է ավելի շատ թվեր գրենք, արդյունքում կստանանք անկանոն դասավորված թվերի շարժեր: Հայտնաբեր դահանչվում է ավելի լավ միջոց:

Առաջին քայլը, որ կարող ենք մենք սնել, այն է, որ թվերը դասավորենք առաջ կարգով՝

28, 24, 24, 24, 25, 25, 26, 26, 26, 26

Այնուհետեւ երեց՝ 24, 24, 24 զրելու փոխարեն 24 արժեցը երեց ունագամ նշել: Այլ կերպ սատ, մենք կարող ենք X_1 -ի առքեր արժեցների համար նշել, թե յուրաքանչյուրը թանի սնկամ է զատահում այնպես, ինչու նշված է այլուսակ 1-ում:

Աղյուսակ 1.

X -ի տարբեր արժեքները	23	24	25	26	27	28
-----------------------	----	----	----	----	----	----

Նույնաման արժեքների քանակը	1	3	2	8	0	1
----------------------------	---	---	---	---	---	---

Եթե գրառումը կատարվի աղյուսակ 1-ի օրինակով, ապա X-ի միջին արժեքի համար գրանցումը կկատարվի ավելի հարմար տեսքով

$$\bar{X} = \frac{23 + 24.3 + 25.2 + 26.8}{10} / 28$$

Կամ ընդհանուր դեպքում $\bar{X} = \frac{\sum X_i}{n} = \frac{\sum X_i F_i}{\sum F_i} / 28$

Այդպիսի գումարը /4/ համար անվանում են Վիճակագրական Կշիռներով գումար, քանի որ յուրաքանչյուր թիվ քազմագաղկվում է իր Վիճակագրական կշուի վրա F_K , որը ցույց է տալիս, թե այդ արժեքը քանի մեծամ է պատահում։ Եթե մենք գումարենք բոլոր F_K թվերը, ապա կստանանք կատարված շափումների լրիվ քանակը, այսինքն՝

$$\sum F_K = n$$

Կերեւում շարադրված դրույթները կարելի է այլ կերպ ձևակերպել, ավելի հարմար ժեկում $X = 24 \cdot F_{24} + 25 \cdot F_{25} + 26 \cdot F_{26} + 28 \cdot F_{28}$ առաջարկվում է ֆոխարեն կարող ենք սաել, որ այն պատճել է ընդհանուր թիվ $3/10$ դեպքում։ Այլ կերպ ասած, F_K -ի օգտագործման ֆոխարեն մենք սահմանում ենք լրիվի մասի հասկացողությունը՝

$$F_K = \frac{n_K}{n}$$

F_K -ն անվանում ենք տվյալ K -րդ արժեքի հանդիպման համախականությունը։ Ասում են, որ F_K -ը նորոշում է արդյունքների բաշխումը։ F_K -ի օգնությամբ /4/ քանածեք X-ի համար կարող ենք գրել ավելի հարմարավետ տեսքով

$$\bar{X} = \sum X_i F_K / 28$$

/5/-ում ենթադրվում է, որ

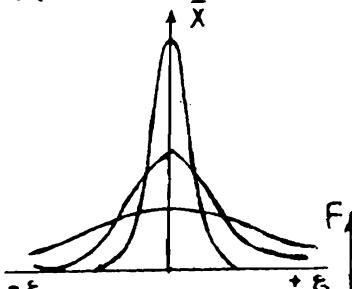
$$\sum F_K = 1 / 28$$

Այսինքն՝ եթե գումարենք բոլոր հնարակնոր գումարների F_K համախականությունները, ապա կստացվի մեկ։ Հայտնի է, որ եթե ինչ-որ թվերի հավաքածուի գումարը մեկ է, ապա այդ թվերը նորմավորված են, այդ պատճենով /6/ արթահայտությունը անվանում են նորմավորման պայման։

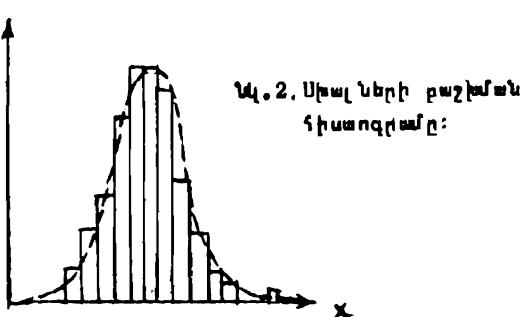
Մեր շափման արդյունքների բաշխումը կարող ենք ներկայացնել գրաֆիկորեն հիստոգրամի տեսքով այնպես, ինչպես ներկայացված է նկ. 2-ում։

Նկ. 2-ը վերաբերվում է ավելի ընդհանուր դեպքին, երբ ունենք թը-

Կերի ոչ թե դիսկրետ, այլ անընդհան հավաքածու:



Ակ. 1. Ամիալների բաշխման
կորեր:



Ակ. 2. Ամիալների բաշխման
հիստոգրամը:

Այս նկարում լրիկի այն մասը, որն ընկնում է ավյալ միջակայթում, արգած է որպես այդ միջակայթի կրայի ուղղանկյան մակերեսը: Ընդհատուր դեպքում K -ող միջակայթի լայնությունը dX_k և Այդ ժիրույթի կրայ ուղղանկյան բարձրությունը՝ f_k այնպես է ընտրվում, որ $f_k dX$ մակերեսը ներկայացնում է K -ող միջակայթին ընկնող մասը: dX_k միջակայթի ընտրության դեպքում անհրաժեշտ է որոշակի զգուշություն հանդես բերել, հիստոգրամ կառուցելիս: dX_k միջակայթն այնպես պետք է ընտրել, որ յուրաքանչյուրում գոնե մի բանի հաշվում ստացվի:

Նքու ավելացնենք շափումների բանակը, ապա հիստոգրամը կը նշունի որոշակի պարզ ձև: Եթե շափումների թիվը ճգնում է անվերջության, հիստոգրամը վեր է ածվում որոշակի անընդհան կորի: Այդ անընդհան կորը կոչվում է սահմանային բաշխում և իրենից ներկայացնում է սիմետրիկ զանգակածն կոր: Սահմանային բաշխումը է նշել, որ սահմանային բաշխումը դա տեսական իդեալ ականացում է, որին փորձնական շափումների ընթացքում երեք հարավոր չեն բացարձակ մոտենալ: Այդպիսի կորի սահմանային արժեքը, որը մենք կնշանակենք $f(x)$, բերգած է Ակ. 2-ում, հարթ կորագծով:

Ցանկացած X -ից $X + dX$ միջակայթում ընկած շափման արդյունքների մասը հակասար կլինի $f(x) dX$ մակերեսին: Ընդհանուր դեպքում շափումների թվի այն մասը, որ ընկնում է ցանկացած a և b միջակայթում հակասար կլինի այդ կորի տակ գտնվող, $X=a$ և $X=b$ միջակայթում սահմանափակված մակերեսին, այսինքն՝

$$\int_a^b f(x) dx ,$$

որպես $f(x) dx$ -ը այն բանի հավանականությունն է, որ յուրաքանչյուր չափում կրերի այնինի արդյունքի, որը գտնվում է $X - \text{ից } X + dx$ միջակայքում:

Արդյունքի սահման լրիկ հավանականությունը, եթե այն ընկնամ է $-\infty$ և $+\infty$ միջակայքում, պես է հավասար լինի մեկի:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$$

Դիսկրետ չափման արդյունքների դեպքում կուտանաք /5/ արահայտությունը, իսկ անընդհան թվերի շարքի արդյունքների դեպքում՝

$$\bar{X} = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \quad /7/$$

Այդ բանաձևը բնորոշում է $X - \text{ի միջին արժեքը}$, անվերջ մեծ թվով չպահանջման դեպքում, առան ժեզ կարելի է հաշվել սահմանադրա շեղումը՝

$$\sigma_x^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (X - \bar{X})^2 f(X) dx \quad /8/$$

Տարբեր ափի չափումներ ունեն տարբեր սահմանային բաշխումներ և ոչ բոլոր չափման արդյունքները նկարագրվում են նկ. 2-ում բերված զանգականան սահմանային բաշխումով։

Այնուամենայնիվ պարզվում է, որ եթե չափման արդյունքների վրա ազդում են ոչ մեծ արժեքով, քայլ մեծ թվով պատճենական սխալների աղբյուրներ և պարբերական սխալները կարելի է արհամարհել, ապա չափման արդյունքները, որպես նորմալ բաշխում ունեն: Նորմալ կամ Գառուսյան բաշխման $f(x)$ ֆունկցիայի բաշխման համար ունենք

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(x-\bar{X})^2/2\sigma^2} \quad /9/$$

որպես σ -ն կորի լայնությունն է։

Օգտագործելով /7/ և /8/ բանաձևերը, հեշտությամբ կարելի է ցույց տալ, որ Գառուսյան բաշխման համար $\bar{X} = X$ և $\sigma_x^2 = \sigma^2$: Օգտագործելով սխալների ֆունկցիայի համար աղյուսակային ավալներ

$$erf(t) = P/t\sigma \text{ սահմաններում} / \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-x^2/2} dt$$

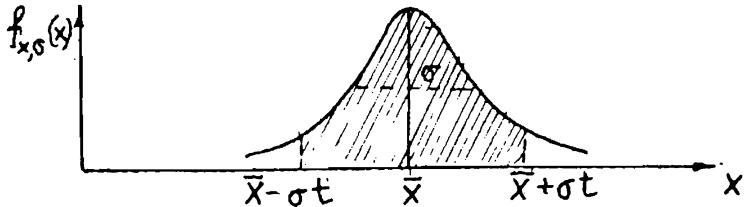
կարելի է գնահատել $P(t, \sigma)$ այն հավանականությունը, որի արդյունքները ընկած կլինեն $X - \text{ից } t\sigma$ սահմաններում /նկ. 2/։

Անհրաժեշտ է հիշել, որ սահմանադրա Շ շեղումը բնութագրում է չափման արդյունքների միջին սնմանաթյունը։

Աղյուսակ 2.

t	0	0,25	0,5	0,67	0,75	1	1,25	1,5	2	3	3,5
P%	0	20	38	50	55	68	79	89	95,4	99,7	99,9

Եթե կառարկում են բազմակի չափումներ, որո հավանականությունը այն բանի, որ արդյունքը կամակի մեկ ստանդարտ շեղման սահմաններում իրավան արդյունքից 68 տոկոս է ներկայացնում: Յասուրեն ստանդարտ շեղմանը օգտագործելում է որպես 68 տոկոսանոց կամացնելի տիրույթ:



Ա.8. $\bar{x} + \sigma t$ և $\bar{x} - \sigma t$ տիրույթների միջև գտնված շեղմանը կառարկում տիրույթը ներկայացնում է այն բանի հավանականությունը, որ չափման արդյունքները կը գտնվեն $X - \mu$ Ծ ստանդարտ շեղման միջակայքում:

Ստանդարտ շեղման փոխարեն կարելի է դիտել այսպիս կոչված հավանական սխալը՝ r , որը բնութագրում է որպես այնինի շեղում, եթե արդյունքների 50 տոկոսը կառավանդէր $\bar{x} + r$ տիրույթի ներսում: Աղյուսակ 2-ից երեսում է, որ $r = 0,67 \sigma$:

Որոշ փորձարար գիտնականներ գերադասում են որպես սխալ իրենց չափման արդյունքներում հաշվել r հավանական սխալը: Այնուամենայնիվ Ծ սահմարտ շեղումը օգտագործելում է նշանակալիորեն ավելի համար:

Նոր մենք չափում ենք երկու անկախ X և Y մեծությունները և հաշվում ենք նրանց գումարը, $X+Y$, եթե չափման \bar{X} և \bar{Y} մեծություններն անկախ են և նորմալ են բաշխված, X և Y կետարուններով $\bar{X} + \bar{Y}$ և $\bar{X} + \bar{Y}$ լայնություններով, ապա հաշվող $X+Y$ մեծությունը կունենա $\bar{X}+Y$ կետարունով նորմալ բաշխում, որի լայնությունը $\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$ է:

Կարենո և անհրաժեշտ է հիշել, որ գումար սխալի հաշվման համար անհրաժեշտ է գումարել ոչ թե նրանց արժեքները, այլ նրանց քատակուսինները: Բերված բանաձեկի տեսքից երեսում է, որ վերջնական արդյունքը հիմնականում պայմանավորված է մեծագույն արժեքով: Այդ պատճենով արդյունքների գագաթի լավացման համար անհրաժեշտ է փոթրացնել չափման մեթոդում եղած մեծագույն սխալը:

Շատ խնդիրներում անմիջական հետաքրքրություն է ներկայացնում այսպիս կոչված հարաբերական շեղումները և հարաբերական սխալները, այսինքն՝

$$\frac{E}{X}, \quad \frac{\sigma}{X} \quad \frac{r}{X}$$

Ավելի համախ հարաբերական շեղումները և հարաբերական սիզ ները պրատիկում են առկոսներով, այսինքն որոշվում են

$$\frac{E}{X} 100\%, \quad \frac{\sigma}{X} 100\%, \quad \frac{r}{X} 100\%$$

արժեցները:

ՎԻԾԱԿԱԳՐԱԿԱՆ ՍԽԱԼՆԵՐԸ ՊՄԴԻՈՎԱՑԻԿ ԶԱՅՈՒՄՆԵՐԻ ԺԱՄԱՆԱԿ

Վերևում մենց դիտարկեցինք այն դեպքը, երբ չափող մեծությունը, փաստորեն, ունի միևնույն անփոփոխ արժեքը, իսկ չափման արդյունքը պատճական պատճառներով տալիս է իրավան արժեքից, Վիճակագրական օրենքով արքերվող արժեցներ:

Դաշտակիցիկ արոման ուսումնասիրման ժամանակ մենց հանդիպում ենք այլ խնդիրների: Հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ հավասար ժամանակի միջակայքում ուղղիուակիցի պրապարատից արձակված մասնիկների թիվը, եթե ժամանակի միջակայքը նշանակալից փոքր է ուղղիուակիցի/նմուշ/ ալբյուրի կյանքի միջին ակողությունից, առանձիւմ է որոշակի միջին արժեքի շուրջը, պատճական թիվը օրենքովէ Այդ պատճառով ուղղիուակիցի նմուշից միավոր ժամանակում արձակված մասնիկների թիվը կընորոշվի միջին թվով միայն:

Վիճակագրական սխալներն այն սխալներն են, որոնք պայմանավորված չեն չափիչ սարքերի անկատարելությամբ, այլ ճենց չափող մեծության հավասարային ընույթով։ Վիճակագրական սխալները դրանց շեղումներ են իրենց միջին արժեքի շուրջը և հանդիսանում են պատճական սխալների մասնակոր դեպքը։

Հաշվիչով գրանցումներ կատարելիս, երբ կատարվում է ոչ մեծ թվով մասնիկների գրանցում, դիտված շեղումները համախ պայմանավորված են չափման հիմնավան սխալը և պատճական սխալը կարելի է անտեսել։

Այս դեպքում $P(N)$ հավանականության բաշխումը արտահայտվում է Պուասոնի բաշխմամբ

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

որտեղ N -ը է ժամանակում տրոհումների թիվն է, \bar{N} -ը՝ այդ թվի միջին արժեքը: $N \gg 1$ դեպքում Պուասոնի բաշխումը գործնականորեն դառնում է անընդհատ և համընկնում է Գառւյան բաշխման հետ \bar{N} միջին

արժեքով և σ՝ դիտերսիայով:

Հաշվիչով աշխատելիս, մենք գրանցում ենք ավյալ փորձի համար նոռայթման մի անփոփոխ մասը, դատում ենք նմուշի ակտիվության մասին, կառարում ենք առըթոր նմուշների ակտիվությունների գրանցում, կառարում ենք առըթոր նյութերում նախազթման կլանման գրանցում և այլն:

Փորձի ընթացքում սահմանափակվելով որոշակի թվով գրանցումներով, մենք պետք է գնահատենք իրական արժեքից շեղումները, որոնք պատճեն են փորձնական արդյունքների համեմատումից:

Եթե ուղղուածակի նմուշի կիսաարոհման պարբերության հետ համեմատած դիտման ժամանակը փոքր է, և փորձի ընթացքում գրանցված է բավականին մեծ քանակի մասնիկներ / > 100/, ապա այդպիսի փորձի արդյունքում մենք կատարենք քանականին կայուն, զգալի չափով միջինացված վիճակագրական թիվ:

Տեսությունը և փորձը ցույց են աւելիս, որ եթե մենք մի շարք չտումներ ենք կատարել մասնիկների թվի գրանցման ուղղությամբ նույն ՃԵ ժամանակամիջոցում, ապա տառածին $N_1, N_2 \dots N_i \dots N_n$ չափման արդյունքների շեղումները նրանց միջին արժեքից $N_i - \bar{N}$ բաշխված են ֆառափի օրենքով և համապատասխանաբար յուրաքանչյուր չափման քառակուսային սխալը կարտահայտվի:

$$\sigma_x = \pm \sqrt{\sum_{n=1}^N (N_i - \bar{N})^2} \approx \pm \sqrt{N} / 10 /$$

Այսաեղ ընդունված է, որ յուրաքանչյուր չափման սխալը պայմանավորված է յիշայն ուղղուածակի արդիման վիճակագրական ընույթով:

Ինչպես արդեն նշեել է, արդյունքների կատարելիությունը մեծանում է գրանցված մասնիկների թվի մեծացման հետ:

Մասնիկների թվի հաշվման ժամանակ հարաբերական սխալը առկուներով կլինի:

$$\pm \frac{\sqrt{N}}{N} 100 \% = \frac{1}{\sqrt{N}} 100 \%$$

Այսպիսով, եթե ըստ ինտրի պայմանի անհրաժեշտ է գտնել հաշվիչի մեջ ընկնող մասնիկների միջին թիվը, այսինքն, օրինակ, մեկ րոպեում, 1%-% ից չգերազանցող սխալով, ապա եթե ենթադրենք, որ մյուս բոլոր սխալները դեր չեն խաղում, կատարենք

$$\pm \frac{1}{\sqrt{N}} 100 \% = 1 \%$$

Այստեղից հետևում է, որ այդպիսի պահանջի դեպքում հաշվումների թիվը պետք է 10000 լինի:

ՖՈՆԻ ՀԱՇՎՈՒՆԸ

Հաշվիչը պատճենական պատճառներով, հիմնականում նրանով անցած աինգերական մատագիթներով, կատարում է զրանցում ուղղիութիւն ալբյուրի բացակայության պայմաններում:

Դա հաշվիչի, այսպես կոչված, „Ֆոն, -ն է: Ֆոնի առկայությունն առավել կարեղոր դեր ունի հառկապես թույլ ալբյուրների զրանցման ժամանակ և պես է անպայման հաշվի առնելի արդյունքների վերջնական հաշվման ժամանակ: Թիտարկենք հետևյալ օրինակը: Թիցուք 15 րոպեի ընթացքում զրանցված է 600 իմպուլսներուն հաշվիչի մոտ տեղափորկում է ուղիութիւնի ակտիվ ալբյուր և 10 րոպեի ընթացքում զրանցվում է 1000 իմպուլս: Պահանջվում է որոշել նմուշի իսկական ակտիվությունը /հաշվման արագությամբ արտահայտված/ և համապատասխան քառակուսային սխալը: Ֆոնի ակտիվությունը N_x միավոր ժամանակում զրանցված իմպուլսների թվով արտահայտված կլինիկ՝

$$N_x = \frac{600 \pm \sqrt{800}}{15} \approx \frac{600 \pm 24}{15} = 40 \pm 1,6 \text{ իմպ/րոպ}$$

Ակտիվությունը Ֆոնի առեալության դեպքում կլինիկ՝

$$N_{x+g} = \frac{1000 \pm \sqrt{11000}}{10} = \frac{1000 \pm 32}{10} = 100 \pm 3,2 \text{ իմպ/րոպ}$$

Ակտիվության իսկական արժեքը կլինիկ $N_x = 100 \pm 40 = 60 \text{ իմպ/րոպ}$.

Ինչ վերաբերում: Է արդյունքի քառակուսային սխալին, ապա ինչպես ցույց է տալիս տեսությունը, նա որոշվում է

$$\rho_x = \pm \sqrt{\rho_{x+g}^2 + \rho_g^2}$$

Արտահայտությունից, որտեղ արմատի տակի մեծությունները N_{x+g} և N_x շափման արդյունքների քառակուսային սխալ ներն են: Այդ իսկ պատճենով մեր օրինակում

$$\rho_x = \pm \sqrt{3,2^2 + 1,6^2} = 3,6 \text{ իմպ/րոպ}$$

Ակտիվության իսկական վերջնական արժեքը կլինիկ

$$N_x = 60 \pm 3,6 \text{ իմպ/րոպ}$$

Թիտարկենք մեկ այլ օրինակ, այն դեպքը, եթե Ֆոնի իմպուլսների քանակը նույնքան է, ինչքան ակտիվ նմուշինը: Դժվար չէ ցույց տալ, որ այդ դեպքում մշտության ապահովման համար անհրաժեշտ է զրանցել Յ անգամ ավելի շատ իմպուլս, քան Ֆոնի քացակայության դեպքում:

Իրոք որ մատագիթման ընթացքում զրանցված Ֆոնի իմպուլսների քանակը N_g է: Խաղիութիւն նմուշի ներդրումից նույն ժամանակամիջոցում, զրանցվում է N_{x+g} թվով իմպուլսներ: Ըստ պայմանի $N_g = N_x$, հեռար արը $N_{x+g} = N_x + N_g = 2 N_g$, որտեղ N_g -ը նմուշի կողմից առաջացրած՝ զրանցումների թիվն է: Ֆոնի քացակայության դեպքում բացարձակ սխալը՝ $/|N_{x+g}| \neq \sqrt{N_g}$, իսկ հարաբերական սխալը՝ կլինիկ $\pm \sqrt{N_g}/N_g = \pm 1/\sqrt{N_g}$: Ֆոնի առ-

Կայությունը մեծացնում է բացարձակ սիմլի արժեքը մինչեւ

$$P_x = \pm \sqrt{N_{x+\delta} + N_x} = \sqrt{3/2 N_{x+\delta}}$$

Հարաբերական սիմլի ամուսն է մինչեւ

$$\frac{P_x}{N_x} = \pm \sqrt{\frac{N_{x+\delta} + 1/2 N_{x+\delta}}{N_x}} = \frac{\sqrt{3/2} N_{x+\delta}}{\sqrt{N_x}} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{N_x}}$$

Այսպիսով, որպեսզի Ֆունի առկայության դեպքում պահպանենց նախկին հարաբերական սիմլը, մեծացնենց գրանցվող իմպուլսների թիվը $N_{x+\delta}$ և զանցենց

$$\frac{\sqrt{6}}{\sqrt{N_x}} = \frac{1}{\sqrt{N_x}}$$

այստեղից հետևում է, որ պես է գրանցվի $N_{x+\delta} = 6 \cdot N_x$

χ^2 -ի չափանիշը

Որպեսզի որոշենք համապատասխանություն է արդյոց դիտարկված բաշխումը տեսականորեն ազասվող բաշխմանը, մացկում է χ^2 հայտանիշը:

Պակերպացնենց, որ մենք կատարել ենք երկար պրոյ ուղղութակակի թրյուրի ինտենսիվության 40 չափում, միավոր ժամանակի ընթացքում՝ $N_1, N_2, \dots, N_i, \dots, N_{40}$ և սահել ենք աղյուսակ 2-ում բերված արդյունքները:

Աղյուսակ 2

781	772	771	681	722	688	653	757	783	742
739	780	709	676	760	748	672	687	766	645
678	748	689	810	805	728	764	753	709	675
698	770	754	830	725	710	738	638	787	712

Շնչաղրենք մենց իմբ ունենք ընդունելու, որ այդ չափման արդյունքները բաշխված են ֆունկի օրենքով՝ $P(N) \propto \sigma(N)$, որը բնուկան է և յոյ կարգի փորձերում առնասարակ նախընդ հայտնի չի լինում ոչ N կենրունը, ոչ ազասվող բաշխման $\bar{\sigma}$ - լայնությունը:

Մեր առաջին թայլը պես է լինի այդ 40 արժեքների լավագույն զընառումների հաշվումը:

$$/\bar{N}-ի լավագույն զնանառումը/
$$\bar{N} = \sum^{40} N_i / 40 = 790.1 \text{ իմգ/ըուժ}$$$$

$$/\bar{\sigma}-ի լավագույն զնանառումը/
$$\bar{\sigma} = \sqrt{\sum^{40} (N_i - \bar{N})^2} = 46.8 \text{ իմգ/ըուժ}$$$$

Այժմ կարելի է հավաստիանալ, որ ֆաստորեն այդ N_i, N_{40} արդյունքների բաշխումն իրոց համապատասխանում է ֆունկի օրենքին $P(N), \sigma(N)$ և վերելու զնանառված \bar{N} և $\bar{\sigma}$ արժեքներին: Որպեսզի պատասխանենց այդ հարցին, մենք պես է ֆաշվենք, -ք ինչպես մեր տպառումներին համապատասխան բաշխված կլիներին այդ 40 արդյունքները, եթե Վարկածը 0իշա է, և համեմատել այն ֆաստորեն սահցված բաշխման հետևներ չենք կարող խռովել

որեւ մեկ թվի պասպող արժեքի մասին: Դրա փոխարեն պետք է խոսել առավող թվի մասին որեւ տիրույթում $\alpha < N < \beta$, այսինքն պետք է ամբողջ տիրույթը բաժանել հատվածների: 40 շափման դեպքում հարավոր է ընթրել հատվածների տիրույթները հետևյալ կերպ՝ $\bar{N}-\sigma$ և $\bar{N}+\sigma$, այսինքն պրոցելով չորս հատված, ինչպես ցույց է տրված աղյուսակ 3-ում:

Աղյուսակ 3

Հատվածի համարը	1	2	3	4
N -ի արժեքը	$N < \bar{N}-\sigma$	$\bar{N}-\sigma < N < \bar{N}$	$\bar{N} < N < \bar{N}+\sigma$	$\bar{N}+\sigma < N$
հատվածներում	կամ $X < 683$	կամ $683 < N < 780$	կամ $780 < N < 777$	կամ $777 < N$

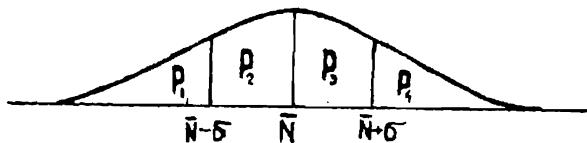
Հատվածում դիտված քանակը	8	10	18	6

Հատվածներն այնպես պետք է ընթրել, որպեսզի նրան պատկանեն մի քանի շափման արդյունք N_i : Հատվածների թիվը նշանակենք K , այսուհետեւ՝ $K=4$:

Ամբողջ հարավոր շափման արժեքները բաժանելով հատվածների, հարցը կարելի է ավելի միշտ մեակերպել: Խոխ կարելի է հաշվել այն արդյունքների թիվը, որոնք ընկած են յուրաքանչյուր հատվածում՝ K . Նշանակենք այդ թիվը M_K : Մեր օրինակի համար դիտված թվերը կլինեն m_1 , m_2 , m_3 , m_4 , ցույց են տրված 3-րդ աղյուսակի վերջին տողում: Այսուհետեւ ենթադրվում է, որ մեր շափման արդյունքները բաշխված են նորմալ /ինչպես զնահատել ենք \bar{N} և $\bar{\sigma}$ / և նարելի է հաշվել յուրաքանչյուր K հատվածում պատճեն շափման արդյունքը՝ M_K : Այսուհետեւ անհրաժեշտ է որոշել ինչքան լավ են համընկնում դիտվող թվերը պատճեն Ռ_K թվերի հետ:

Աղասպող Ռ_K թվի հաշվումն ակնհայտ է: Հավանականությունը, որի մեջ ցանկացած շափման արդյունքը կլինի $\alpha < N < \beta$ տիրույթում, հայտար է Գուլսի Ֆունկցիայի տակի մակերեսին $/N=\alpha$ և $N=\beta$ /: Մեր օրինակում այդ չորս հատվածներում ընկնելու հայանականությունը՝ P_1 , P_2 , P_3 և P_4 է: Այդ մակերեսները ցույց են տրված նկ. 3-ում: Դրկու հպասար P_2 և P_3 մակերեսները միասին տալիս են 66%: Այնպես որ հայանականությունը, որ շափման արդյունքը կլինի երկու կենարունական հատվածներից մեկի մեջ, կազմում է 34%, այսինքն՝ $P_2=P_3=34\%$

Թոկու արտաքին մակերևունները կազմում են մոտավոր 82%, այսինքն՝
 $P_1 = P_4 = 16\%$.



Աղ. 4. $P_1 \dots P_4$ այն հավանականություններն են,

որ հաշվածն արդյունքները կը նկանն Գոռուսի

կորի տակ ընկած մակերևուններից որեւէ մակի մեջ:

Որպեսզի գտնի ՌԿ ապահով մեծությունը, այդ հավանականությունը զարգացես բազմապահվում է $\gamma = 40$ լրիկ չափումների թվով։ Այդ պահապող թվերը քերպած են աղյուսակ 4-ում։ Այն փառք, որ թվերն ամբողջ չեն, ցույց է տալիս, որ „ապահովելի թիվը”, այն չէ, ինչ իրականում պահպում է յուրաքանչյուր փորձում, այլ անելի շուրջ միշտին պահպող թիվն է, որ կսացվի այն դեպքում, եթե մենք մեր չնփումը կրկնենք շատ սնգամ։

Աղյուսակ 4

Հասկած K	1	2	3	4
P_K հավանականությունը %	16	34	34	16
Ապահովելի թիվը $PK \Rightarrow P_K$	6,4	18,6	18,6	6,4
Թիվական թիվը m_K	8	10	10	6

Այժմ մեր խնդիրն է որոշել ինչքան լավ է ապահովելի թիվը P_K համապատասխանում դիտաված թվին m_K /4-րդ աղյուսակի ներքելի տեղը/։ Բնականաբար մենք m_K -ի ՌԿ թիվը միշտ բացարձակ համընկնում չենք պահանջում, եթե մեր չափումները կատարվում են վերջավոր թվով։ Մյուս կողմից՝ եթե մեր Վարկածն այն է, որ չափման արդյունքներն իսկապես բաշխված են Գոռուսի օրենքով, ապա մենք իրավունք ունենք պահանջ, որ ինչ-որ չափով $m_K - m_K^*$ շեղումները փոքր լինենք Ընդհանուր մեջ, եթե զարգացի, որ $m_K - m_K^*$ շեղումները մեծ են, ապա մենք պես է կառկածենք, որ մեր Վարկածը միշտ չէ։

Որպեսզի մենք մեր համոզմունքներին մշգրիս իմաստ տանք, այսինքն՝

որ $m_k - n_k$ շեղումները , ,մեծ,, կամ ,,փոքր,, են, մենք պետք է շեղ-
ման ազասվելիք արժեքը զնանաենք այն դեպքում, եթե իրոք մեր չափման
արդյունքները բաշխված լինեն Գառւսի Վիմակագրական օրենքով։ Այդ
դժվար չէ անել։ Այս գառակացնենք, որ մեր ամբողջ 40 չափման շարքը
կրկնակամ է շատ անգամ, ապա չափման m_k արդյունքը ցանկացած K հառ-
վածում կարելի է դիտել որպես փորձնական արդյունք։ Մեր չափման ար-
դյունքների բազմությունը պետք է ունենա ոչ միշտն արժեք, որի շուր-
ջը m_k արժեքները կառն շեղումներ /թլուկուացիա/ $m_k - n_k$ մեծությամբ։
Այսպիսով, երկու մեծություն, որոնց պետք է համեմատել, դրանք
շեղումն է ազասված $\sqrt{m_k}$ շեղումից։ Այսպիսով, մենք դիտարկում ենք

$m_k - n_k$

/8/

$\sqrt{m_k}$

Որոշ հասկածների համար այդ հարաբերությունը, կլինի դրական, մյուս-
ների համար՝ բացասական, փոքր թվով հասկածների համար նա կարող է
մեկից մեծ լինել, իսկ մեծամասնության համար՝ նա պետք է մեկի կարգի
կամ նրանից փոքր լինի։

Որպեսզի ստուգի վարկածը /այս, որ չափման արդյունքները նորմալ
են/, ընական է, որ /8/ արտահայտությամբ ստացված թիվը բարձրացնել
քառակուսի յուրաքանչյուր և այս համար և նրանց գումարել բոլոր լ... և
ինտերվալներով /ներկա օրինակում $K=4$ / ± 1 այդ արդյունքը բնորոշում է
թիվ, որը տեսանկում է χ^2/m_k քառակուսի/

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{\ell} \frac{(m_k - n_k)^2}{n_k} \quad /7/$$

Պարզ է, որ χ^2 -ը բնորոշում է, թե ինչքան չափ է համաճայնվում դիտ-
ված և ազասվելիք բաշխումը եթե $\chi^2=0$, ապա համապատասխանությունը
իդեալ ական է, այսինքն՝ $m_k=n_k$ բոլոր որ և համար, բայց դա
ուղղակի անհավանական է։ Ըստ հանուր դեպքում //գումար արտահայտու-
թյան առանձին անդամները պետք է մեկի կարգի լինեն, իսկ թանի որ գու-
մարում լ անգամ կա, ապա կունենանք

$$\chi^2 \leq \ell$$

$/\chi^2-\text{ը } \ell-\text{ի կամ } m_k-\text{ի փոքր թվի կարգի } \ell/$, այսինքն՝ ազասված և
դիտվող բաշխումները լավ համապատասխանության մեջ են և կերպ ասած՝
եթե $\chi^2 \leq \ell$, ապա մենք հիմք չունենք կասկածելու, որ մեր չափման
արդյունքներն իրոք Գառւսի օրենքով են բաշխված։ Մյուս՝ եթե

$\chi^2 > \ell$ նշանակալից մեծ է հասկածների թիվը, ապա դիտված և ազա-
սված մեծությունները /նշանակալիրեն տարբերվում են իրարից և հիմք
կա կասկածելու, որ մեր չափման արդյունքները բաշխված չեն ազասված
48

օրենքով:

Աղյուսակ 5

Համածի համար K	1	2	3	4
Հառված	$N < \bar{N} - \sigma$	$\bar{N} - \sigma < N < \bar{N}$	$\bar{N} < N < \bar{N} + \sigma$	$\bar{N} + \sigma < N$
Դիտված թիվը m_k	8	10	16	6
Սպասվելի թիվը n_k	6,4	13,6	13,6	8,4
$m_k - n_k$	1,6	-3,6	2,4	-0,4

Մեր օրինակում սպասվելիք և դիտվող չորս հառվածներում կրկին բերված են աղյուսակ 5-ում և նրանց պարզաբույն հաշվումը առկիս է:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^n \frac{(m_k - n_k)^2}{n_k} = \frac{1,6^2}{6,4} + \frac{13,6^2}{13,6} + \frac{2,4^2}{13,8} + \frac{-0,4^2}{6,4} = 1,80$$

Բանի որ $1,80$ գումար χ^2 -ի համար անելի թիւ է, քան անդամների գումարը թվաքան /այսինքն 4-ը/, հեռարար մենք հիմք չունենք կասկածելու այն Վարկածի վրա, որ մեր շափման արդյունքները բաշխված են Վիճակագրական օրենքով:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Վառարել Թիեզեղեական Ֆունի գրանցման /կամ երկար կյանքի անողությամբ ուղիղականիկ աղբյուրների ^{137}Cs , ^{60}Co /100 շափում, ժամանակի որոշակի միջակայքների ընթացքում:
2. Որոշել իմպուլսների թիւի փոփոխման dx միջակայքը և կառուցել F -ի կախվածության հիանողաբար, այսինքն՝ յուրաքանչյուր dx միջակայքում շափման արդյունքների հայտնան հաճախության կախումը:
3. 10 հաշորդական շափման արդյունքների համար, աղյուսակ 1-ի օրինակվ, որոշել միջին քառակուսային սխալը, ինչպես նաև այդ շափումների բացարձակ և հարաբերական սխալները:
4. 2ափման 40 արժեքների համար որոշել χ^2 -ը:

ԱՏՈՒԹՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԾԻ

1. Խնչիսի՞՞ բաշխումներով են նկարագրվում շափման արդյունքների շեղումները /եթե շափմող մեծություններն անընդհատ են կամ դիսկրետ/:
2. Սխալի ինչպիսի՞ աղբյուրներ գոյություն ունեն և ինչով են իրարից առընթափում:
3. χ^2 -ը ի՞նչ բնութագրիչ է:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А.Г.Худавердян, - Экспериментальные методы физики атомного ядра и элементарных частиц. Ереван 1988.
2. В.Н.Калашникова, М.С.Казодасев., Детекторы элементарных частиц М.,1966.
3. А.Н.Зайдель, Ошибки измерений физических величин. Наука, Ленинград, 1974.
4. Дж.Тейлор, Введение в теорию ошибок. М., "Мир" 1985.

Աշխատանք Ա.5. Δ -ԲԱՍՍԻԿԱՆՑԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄՆ ԸՆՏ ՎԱՐՔԻ ԹՐԱՌՈՒԹՅԱՆ

Δ -Առաջարկներն իրենցից ներկայացնում են մոտավորապես 10^8 սմ/ ψ ռազուրյամբ շարժվող լիցեպորված ծանր մասնիկներ, որոնց կլասվում են ոլյումինիումի ընդունելու մի տակի միկրոն-հասառությամբ շերտերում: Անվկարային վերլուծության մեթոդներով կառարկած հասառությունները ցույց ավեցին, որ այդ մասնիկները ${}^4\text{He}$ առոմի միջուկներն են: Բաղադրյալ մասնիկ բաժանելու նկատմամբ միջուկի կայունության չափանիշը է հանդիսանում միջուկի մեջ նուկլունների կազի էներգիան և որան մեծ է այն, այնպահ ոճված է այսպահել միջուկը: Կազի էներգիան բացասական է որոշ պրոցեսի նկամմամբ, այս միջուկը կարող է քածանակ ինքնաքերաբերած այդ պրոցես կը լինան այնպահ էներգիայի անհասումով: Որը հավասար է կազի էներգիայի բացարձակ արժեքին Δ -արդիման նկամմամբ միջուկների կայունության զայմանց, ըստ էներգիայի, զրովում է հետեւյալ սեպու:

$$E_{\Delta} = [M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He}) - M(A; Z)]c^2 < 0$$

$$M(A; Z) > M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He})$$

Եշակեասյին միջուկի զանգվածը / Mc^2 հանգստի էներգիան / պարզ է լինի մեծ դուսար միջուկի և Δ մասնիկի զանգվածների / հանգստի էներգիաների / զումարից: Ելակեասյին միջուկի էներգիայի ավելցուկը սրոհման ընթացքում անշապահ է Δ -մասնիկի և դուսար միջուկի կինետիկ էներգիայի սեպու:

$$\Delta E_{\Delta} = [M(A; Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})]c^2 = T_{\Delta} + T_s$$

Այն բաշխում է Δ մասնիկի և դուսար միջուկի միջև այնպիս, որ բա-

Վարորդի նույն հմգուլսի պահպանման օրենքը

$$P_a + P_s = P(A, Z)$$

Ընդունելով, որ արդիվոր միջուկը զանում է հանգստի վիճակում, առանձ նում ենք $|P_a| = |P_s|$: Աշկած պայմանից հանում է, որ $P_s = \beta \frac{M_s}{M_J}$, իսկ էներգիայի պահպանան օրենքից՝

$$\Delta E_a = T_a + T_s = T_a \left(1 + \frac{M_s}{M_J}\right) \quad L$$

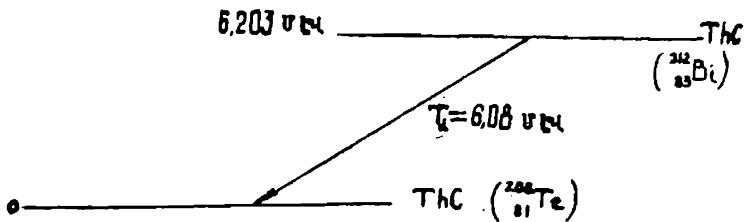
$$T_a = |E_a| \frac{M_J}{M_J - M_s}$$

բայ որ $M_J \gg M_s$ ապա կարելի է ըլլունել, որ անշապատճ էներգիան հիմնականում տարկում է և մասնիկի կողմից, այսինքն՝

$$T_a \approx \Delta E_a$$

Ճ մասնիկի արդիման հետապուման համար շատ հարմար են էներգետիկ դիագրամները։ Համակարգի էներգետիկ վիճակը տրվում է հորիզոնական զծով, որի աեղադրման քարձորությունը ընութեարգում է էներգիայի նըշանակությամբ մեզաւ Ակտորությունով։ Բայ որ միջուկի լրիկ էներգիան շատ մեծ է /981 A ՄէՎ, որտեղ Անգանագածային թիվն է/, իսկ Ճ-արդիման ժամանակ անշապատճ է միայն դրա չնշին մասը /~10 ՄէՎ/, ապա պայմանակորպում են որպես էներգիայի զրոյական արժեք ըլլունել Ճ մասնիկների և դուստր միջուկի հանգստի էներգիայի գումարը $[M(A-4, Z-2) + M(\alpha He)]C^2$: Ճ-արդիման պարզագույն գծապատճերն ըստ էներգետիկ մակարդակների, արկած է նկ. 1-ում։ Կերին մակարդակը 6,203 ՄէՎ էներգիայով համապատասխանում է $T_{He}(B)$ միջուկի հիմնական վիճակին մինչեւ Ճ-արդիմը։ Ներքին մակարդակը համապատասխանում է Ճ-մասնիկի և դուստր միջուկի հանգստի էներգիաների գումարին և ըստ պայմանակորպածության այլ մակարդակի էներգիան հավասար է զրոյի։ Տրված զծապատճերը համապատասխանում է տրոհման այնպիսի սիեմայի, որի դեպքում տրոհման ժամանակ ստուգվում է միայն մեկ էներգիայով /մոնուէներգետիկ/ Ճ-մասնիկներ։ Ակտուել էրն Ճ-մասնիկների օղում շարժման այնպիսի տանձնահատկություններ, ինչպիսիք են հետազծերի ուղղագիծ լինելը և նույն էներգիայով Ճ-մասնիկների միենույն շափի վագթի երկարությունը ունենալը։ Կերչին հանգամանքը հնարակորություն է տալիս օղում Ճ-մասնիկների վագթի երկարության չափման միջոցով վերականգնել դրանց կինետիկ էներգիաները։ Ճ-մասնիկների վագթի երկարությունների մշգրիտակում է տալիս օղում Ճ-մասնիկների վագթի երկարությունների մոռագոր չափումները։

Առկայծումային հաշվիչների միջոցով օղում Ճ-մասնիկների վագթի երկարությամբ չափման սարքակորման զծապատճերը արկած է նկ. 2-ում։



Ա.1. T_{C} միջուկի ձարսնման սխեման:

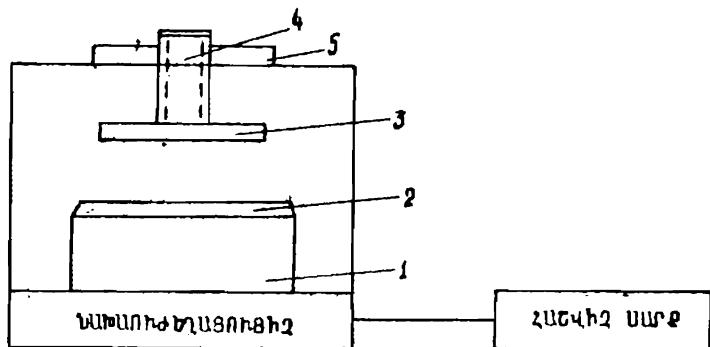
Ձ-ուղիղօպակիվ մուշը /3/ ամրացվում է լույսի նկատմամբ ռնթափանց պահի ունեցող լեցիկի սուլֆիդից պարագանեած տակայժիշի /2/ դիմաց ձ-մասնիկները դուրս բռչելով մուշից /3/ անցնում են օղում և հասնում տակայժիշին: Դրանց ազդեցության տակ տակայժիշում առաջացած լուսային բռնկումները ֆոտոէլեկտրոնային բազմագույն գրգռում են էլեկտրո-կան ազդյանշան, որն ուժեղացվում է նախուժեացուցիչում և արգում հաշ-վեց սարքին: Ֆոտիկից դուրս աելարված բռնակի օգնությամբ զառելով պը-տուածքը, մուշը կարող ենք մուտքնել տակայժիշին կամ էլ հեռացնել դրանից: Մուշի և տակայժիշի միջև եղած և ձ-մասնիկների վարել եր-կարությանը զերազանցող հեռավորությանների դեպքում ձ-մասնիկների կլանվում են օղում և տակայժումներ չեն առաջացնում: Ճշգրիտ /1/ մմ ծառությամբ / կարելի է ընթել այն հեռավորությունը, որը հավասար է օղում ձ-մասնիկների վագրի երկարությանը: Դա կառարկում է օսցիլո-գրամի էկրանի էլեկտրոդների ազդյանշանի դիմամաբ կամ էլ հաշվիչ սարքում դրանց գրանցմամբ:

Ներկա աշխատանքի նպատակն է պլուտոնիումի իզոտոպից տարբած ձ-մասնիկների օղում վագրի երկարության չափումը և դրան համապատասխան մասնիկների էներգիայի որոշումը, օգակելով վագրի երկարության և է-ներգիայի միջև եղած կազմ արտահայտող ժողովնական քանակամիջոց:

$$R \approx 0,809 \cdot E^{1,5}$$

Որտեղ $3 < R < 7$ մմ:

Այս քանակամում R -ը չափվում է սամախմերերով օղում, իսկ E -ը՝ էներգիան է մեզայի էլեկտրոնութեառով:



Ա.2. Ձ-մասնիկների վագբի երկարության չափման
սարքի ընդունութ տեսքը:

ԱՇԽԱՏԱՎԵՐԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՄՈՋ

- Ուսումնասիրել սինտիլացիոն հաշվիչի աշխատանքը՝ ըստ համապատասխան ցուցմունքի:
- Հատ պիտակի ստուգել սարքի միացման թշությունը:
- Ձ-ողդիուակտիվ պրեզարատը տեղադրել սինտիլյացիոն էկրանից և առաջացույն հեռավորության վրա ֆոտոէլեկտրոնային բազմապակիչին տալ բարձր լարում և միաժամանակ տալ լարում նախառութեղացուցիչին։
Պոտուտակի պառան միջոցով մեծացնել պրեզարատի և սինտիլյացիոն հաշվիչի միջև եղած հեռավորությունը մինչև ազդանշանների լրիվ անհետանալ ընթացակարգ և սինտիլյացիոն հաշվիչի միջև եղած հեռավորությունը, որի դեպքում դաշտում են սինտիլյացիաները, իրենից ներկայացնում է տվյալ իզոտոպի Δ -մասնիկի վագբի երկարությունը օղում։
- Օգտվելով էմպիրիկ բանաձևից $R = 0,309 E^{1.5}$, որոշել Δ -մասնիկի էներգիան։

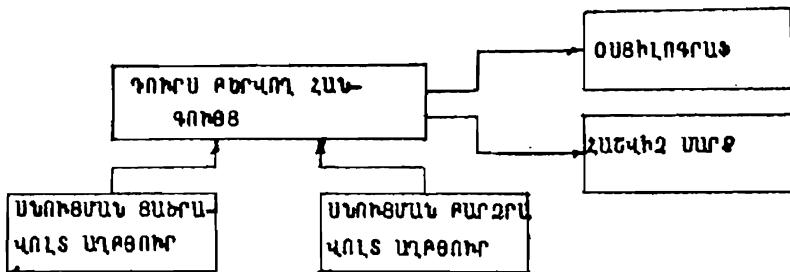
- Ունենալով Δ մասնիկի, պոլոնիումի և կապարի գանգվածները

$$M_d = 4,009879 \text{ g.ա.մ.}$$

$$M_{P_0} = 209,047756 \text{ g.ա.մ.}$$

$$M_{P_0} = 205,096599 \text{ g.ա.մ.}$$

Հաշվել Δ -մասնիկի էներգիան և համատել փորձում ստացված արդյունքի հետ։



**Ա. 3. Հ-ամանիկների վազքի երկարության որոշման
սարքի գծանկարը:**

ԱՏՈՒԳՈՂ ՀԱՐՑԾ

1. Ի՞նչ է նշանակում α -արոնում:
2. Ինչպիսի՞ն է α -արոնման էներգետիկ պայմանը:
3. Ինչպես չփել α -ամանիկի վազքի երկարությունը օդում:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Մухին Կ.Ի., Էкспериментальная ядерная физика. М. Атомиздат, 1985г.
2. Կալանников В.И., Козодаев М.С. "Детекторы элементарных частиц", М. "Наука", 1966г.

ԱՌԵԱՏԱԿԱՆ Խ. Բ. ԲԵՐՈՉՈՒԹ

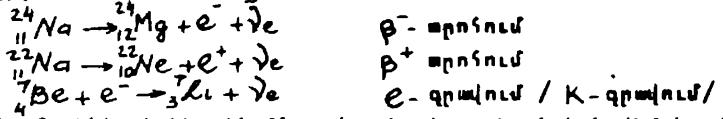
β -արոնման հիմնական քնութագիրը

β -արոնման ռեզյուլտ միջուկի ինցինակամ ֆոխակերպումն է իզոբրար միջուկի, որի ընթացքում արձակվում են էլեկտրոն և ալտրինյերին կամ պոզի-սուրոն ու նեյթրինու. β -արոնման ժամանակ ֆոխվում է միջուկի լիցքը մեկ միավորով՝ $\Delta Z = \pm 1$; զանգվածային թվի պահպանան առկայությամբ ($\Delta A = 0$)

β -ռազիուսիկ միջուկների կիսատրոնման պարբերությունը ֆոխվում է 10^{-2} Վրկ-ից մինչև $2 \cdot 10^{15}$ Վարի, իսկ β -արոնման էներգիան՝ 10^{-4} ՎՀՀ-ից $/^3\text{H}$ -ի համար / մինչև 10^{-6} ՄՋ / 12N -ի համար / :

Հայտնի է β -արոնման 8 տասնկ. β^- , β^+ արոնում և միջուկի կողման էլեկտրոնի գրավում միջուկին մոտ գտնվող առոմային թաղանթից

/ K-բալովթից/: Այս վերջին պրոցեսը կոչվում է Շ-գրավում կամ
K-գրավում:



Արոհումը էներգետիկորեն համարյոր է, եթե սկզբնական վիճակում
միջուկի հանգստի զանգվածը մեծ է վերջնական վիճակի զանգվածից: Ներ-
կայումն էլ եկարունային նեյթրոնույի հանգստի զանգվածի համար ստացված
է հետեւյալ արժեքը $14 \leq M_d \leq 27$ ՄՎ, որը կարելի է արհամարել մի-
ջուկի և էլ եկարունի զանգվածների համեմատությամբ: Յ առաջի թ-արոհ-
ման համար էներգետիկական դայմանը կարելի է գրել՝

$$\begin{array}{ll} M(A,Z) > M(A,Z+1) + Me & \beta\text{-արոհում} \\ M(AZ) > M(A,Z-1) + Me & \beta^+\text{-արոհում} \\ M(A,Z+1) + Me > M(A,Z) & e\text{-գրավում} \end{array} /1/$$

Որոշելով ուղին էլ եկարունի հանգստի զանգվածն է, $M(A,Z) \geq M(A,Z+1)$ Ա-գանգվածային
թիվ և Z -առոմային համար ունեցող միջուկի զանգվածն է:

Թափի որ աղյուսակներում բերվում են չեղող առոմների զանգվածնե-
րի արժեքները, ապա օգնվելով ակնհայտ հակասարություն /առոմում էլ եկ-
արունի թիմիական կամի էներգիայի ծշտությամբ/ կարելի է գրել առոմի
և միջուկի զանգվածների միջև եղած կապը.

$$M(A,Z) = M(A,Z) + ZMe \quad /2/$$

Ավելացնելով /1/ անհավասարության 2 մասին Z առ օգնվելով /2/
հակասարություն, կստանանք՝

$$\begin{array}{ll} M_{\text{ար}}(A,Z) > M_{\text{ար}}(A,Z+1) & \beta\text{-արոհում} \\ M_{\text{ար}}(A,Z) > M_{\text{ար}}(A,Z-1) + 2Me & \beta^+\text{-արոհում} \\ M_{\text{ար}}(A,Z+1) > M_{\text{ար}}(A,Z) & e\text{-գրավում} \end{array} /1/$$

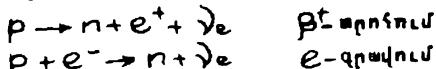
Վերջին 2 անհավասարություններից երեսմ է, որ e^- -գրավումը և
 β^+ -արոհումը կատարվում են միաժամանակ, եթե սկզբնական և վերջնական
միջուկների զանգվածների արրերությունը մեծ է $2Me - hg / 2Mc^2 =$
 $1,022$ ՄՎ/: Որպան մեծ է այդ ասրբերությունը, այնքան համարական է
 β^+ -արոհումը e^- -գրավման հետ համեմատած: e^- -գրավումը ավելի հա-
վանական է ծանր միջուկների համար, որոնց առոմային թաղանթները դա-
սավորված են միջուկին մոտիկ: e^- -գրավումը միշտ ուղեկցվում է վեր-
նական առոմի քնութագրական ուժագենյան մառագյթմամբ:

Թափի որ նեյթրոնի և պրոտոնի զանգվածների տարրերությունը մեծ է
էլ եկարունի զանգվածից, ապա ազան նեյթրոնը $T_{1/2} = 10,18$ րոպե կիսացայցը՝
ման գարբերությամբ տրոհվում է հետեւյալ սխմայով /նայել նույնպես

β -արոնման էներգետիկական քալանաց/

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Գրությունը ազատ վիճակում կայուն է, բայց միջուկում նա կարող է վերածվել նեյթրոնի



β -արոնում

e^- -գրավիում

Այսպիսի միջուկում β -արոնման ընթացքում ռելի է ունենալ

նուկլիոնի փոխակերպումը մի վիճակից մյուսին էլեկտրոնի կամ պոզիտրոնի արժակմամբ, որոնք ծնվում են հենց արոնման ժամանակ։ β -արոնում Բուլց փոխադեղություն է, դա փոխազեցություն է լեզունային

թույլ /էլեկտրոն-նեյթրինույին/ և ուժեղ /նուկլիոնային/ դաշտերի միջև, որը կառապում է միջանկյալ բոզոնների / W^\pm, Z / փոխակաման միջոցով։ Ֆեյմանի զծանկարի /դիտարամ/ Վրա նեյթրոնի արոնումը կարելի է գտնել երացնել այսպիս։



W -բոզունը համարվում է թույլ փոխազեցության ցվանու, որի գոյությունը աեսականորեն կանխազուշակվել է դեռևս 60-ական թվականներին, W^\pm -բոզունները փորձնականորեն գրանցվել են 1982թ. հանդիպակած փոշերում ~80 ԳԵՎ գանգվածի տիրույթում։

$$m_{W^\pm} = 81.4 \text{GeV} / \text{պինը}^* \quad I=1/$$

Գարգ է, որ $m_W \gg m_n$, այդ հանգամանքը հենց աղանդում է թույլ փոխազեցության կարծ գործողության շատավելիութեանը։

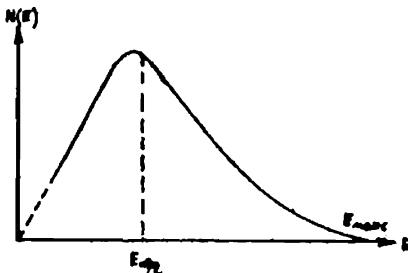
Էլեկտրոնների և պոզիտրոնների էներգետիկական տպեկտը անընդհան ան, այսինքն β -արոնման ժամանակ արժամկում են մասնիկներ, որոնց էներգիան փոփոխվում է զրոյից մինչև առավելագույն E_{\max} արժեքը, որին առանաւմ են β -աղեկարի Վերին սահման /Ա.Ռ. 1/

β -արոնման էներգետիկական սպեկտրի անընհատությունը բացարկում է նրանով, որ միջուկը արոնում է Յ 3 մասնիկների՝ վերջնական միջուկի, էլեկտրոնի և անտրինեյթրինույի։ Իրող, ելնելով իմպուլսի պահպանման օրենքից, ունենաց։

$$\tilde{P}_i = \tilde{P}_n + \tilde{P}_e + \tilde{P}_{\bar{\nu}}$$

/Տ/

որտեղ սկզբնական միջուկի իմպուլսը հավասար է Յ Յ 3 վերկորների ցանկացած կոմբինացիան բերում է 0-ի, այսինքն սպեկտրի անընհատությանը



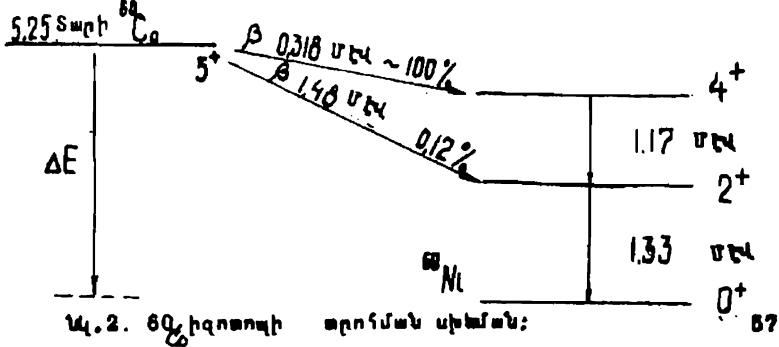
Ակտիվության էներգիական պահպարք:
Էներգիայի պահպանում օրենքի համաձայն $\Delta E = E_{\alpha} + E_{e} + E_{\gamma}/\text{այսպես}$
և հասպայում E տն կինետիկ էներգիան է:

Մյուս կազմից $\Delta E = c^2 [M(AZ) - M(A, Z \pm 1) - m_e - m_{\gamma}]$,
որի համար ի ու ու E_{α} փոքր մեծությունը, կառանան՝
 $[M(A, Z)c^2 - M(A, Z \pm 1)c^2 - m_e c^2 - m_{\gamma}c^2] = E_{\alpha}E/\epsilon$ /
Նոր նեյթրիոնն չի առնում կինետիկ էներգիա, առանց
 $\Delta E = E_{\beta_{\max}}$

Սեղ օշառւթյամբ չափելով β -պահպարքի առմանային էներգիան $/E_{\beta_{\max}}$ /
Կարելի է $/4$ հավասարությունը որոշել նեյթրիոնյի հանգստի զանգվածը
 $/նեյթրիոնյի հանգստի զանգվածի որոշման փորձերը կառարկած են որիթիումի
 $/^{14}\text{H}/\text{արոհման ժամանակ}/z$$

Ի արքերություն β^{\pm} արոհման դեպքում անցման
էներգիան բաշխվում է 2 մասնիկների՝ վերջնական միջուկի և նեյթրիոնյի
միջև։ Նեյթրիոնյի պահպարքը այդ դեպքում պետք է լինի մոլոքորության կազման։

Համար β -արոհման ժամանակ արդյունքում առացկած միջուկը զանգում
է ոչ միայն հիմնական, այլև զրգուկած վիճակում, որից χ -ավանդությունը
նույզայթելով անցնում է հիմնական վիճակի։ /Ակ. 2/:



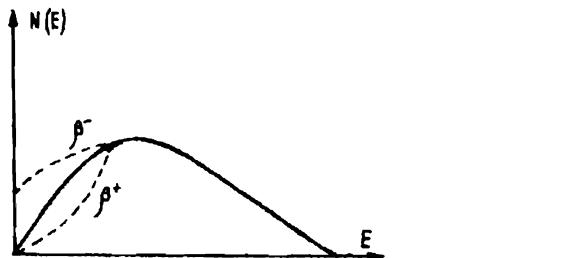
“⁶ Ըստ արոհման սիեմայից կարելի է հաշվել թ-արոհման էներգիան.

$$\Delta E = 1,48 + 1,93 = 2,82 \text{ Մ}^2$$

$$\Delta E = 0,918 + 1,17 + 1,93 = 2,82 \text{ Մ}^2 \quad \text{կամ}$$

թ-արոհման հավանականությունը խիստ կախված է սկզբնական և վերջնական միջուկների տպի արքերությունից, այդ վիճակների զույգություններից և $E_{\text{բառ}}$ էներգիայից / թ-արոհման հավանականությունը համապատասխան է $E_{\text{բառ}}^5 - \text{ին}: /$

Անցումները համարվում են թույլատրելի, այսինքն մեծ հավանականություն ունեցող, եթե սկզբնական և վերջնական միջուկների լրիվ մոմենտների տարբերությունը 0 կամ $\pm 1^\circ$ / $\Delta I = 0,1$ / և վիճակների զույգությունները չեն փոխվում / $P_0/P_1 = 1$ / : Մնացած դեղքերում, թ-անցումներն արգելված են տարբեր աստիճաններով՝ կախված $\Delta I - \text{ի}$ արժեքներից: $\Delta I - \text{ի}$ մեկով մեծացման հետ, անցման հավանականությունը փոքրանում է մոտ 100 անգամ և, հետևաբար, թ-ակտիվ միջուկների կյանքի միջին տևողությունը՝ մեծանում: Թ-ակտիվ մեջ կախված է այն քանից՝ թույլատրելի, թե անթույլատրելի է անցումը: Բացի դրանից, սպեկտրի ձևի վրա ազդում է արձակված էլեկտրոնի / գոզիարոնի / փոխազդեցությունը վերջնական միջուկի լիցքի դաշտի հետ: Այս փոխազդեցությամբ պայմանավորված սպեկտրի աղավաղումը հասկացել է սպեկտրի սկզբում, այսինքն՝ փոքր էներգիայով մասնիկների համար: Բացիկածության կորի առանձագույն / $E = 1/3 E_{\text{բառ}} / 2 \text{ էն}^2$ կում է դեպի փոքր էներգիաներ էլեկտրոնների համար և դեպի մեծ էներգիաներ պոզիտրոնի համար: Ըստ որում շեղումը այնքան մեծ է, որըսն մեծ է միջուկի լիցքը / նկ. 3 / :



Նկ. 3. Գոզիարունների և էլեկտրոնների էներգետիկական սպեկտրը:

թ-սպեկտրի առավելագություն էներգիայի որոշումը

Էլեկտրունները, անցնելով նյութի միջուկ, կորցնում են իրենց էներգիան կլասիչի տառմի միջուկի և էլեկտրոնների հետ էլեկտրամագնիսական դիմումը:

փոխազդեցության հեռականության համարար փոքր /կրիտիկականից փոքր, $E_{k_p} = 1600 \frac{mc^2}{Z}$ $mc^2 = 0,5U^2$ / էներգիայով էլեկտրոնների համար է-ներգիայի կորուսաները պայմանավորված են իոնացումով։ Կրիտիկականից մեծ էներգիաների դեպքում ավելի էական են դառնում մարզայթային կորուստները, այսինքն՝ արգելակող նյութի էլեկտրական դաշտերում էլեկտրամագնիսական արգելակման մատագայթման արձակումը։ Տարբեր նյութերի համար էլեկտրոնների կրիտիկական էներգիան տարբեր է։ Այլ յումինիումի համար $E_{k_p} = 47$ ՄէՎ-ի, այդ պատճառով ալյումինիումի կլանիչներում թ-տրոհման ժամանակ տաշացած էլեկտրոնների էներգիաների դեպքում հիմնականում իոնացման կորուստներ են աելի ունենում։

Ոչ ուկ յատիկիսական տիրույթում էներգիայի իոնացման կորուստները մասնապարհի միավոր երկարության վրա արտահայտվում են հեռայալ բանաձեռուկ»

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) = \frac{4\pi e^4}{mv^2} Z N \ln \frac{mv}{I} \quad /6/$$

որտեղ e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, V -ն նրա արագությունը, N -ը կլանիչի 1 սմ³-ում առոմների թիվն է, Z -ը նրա կարգաթիվը, m -ը՝ էլեկտրոնի զանգվածը, I -ն կլանիչի առոմների իոնացման միջին զուտենցիալն է; իոնացման կորուստների կախվածությունը միջավայրից որոշվում է կլանիչում էլեկտրոնների խոռոչյունից՝ NZ -ից /մասնիկի արգելակման համար I մեծության ազդեցությունը կարեղոր չէ/։ Համարակի օգնագործում են աեսակարար իոնացման կորուստներ մեծությունը, որը հարաբերում է ոչ թե երկարության X /ամ/ մեծությանը, այլ $X\rho$ /գ/սմ²/ մեծությանը, որտեղ ρ -ն կլանիչի խոռոչյունն է։ Բանի որ $ZN/\rho = N_A Z/A = N_A \cdot \text{Ալոգարորյի թիվն է}$ /իոնացման կորուստների մեծությունը հաշված 1 գ/սմ²-ով մոտավորացես միենույնն է քունոր թեթև կլանիչների համար, ապա լիցքավորված մասնիկի վազքի երկարությունը հավասար է այն երկարությանը, որի վրա մասնիկի սկզբնական կինետիկ էներգիան կորչում է միջավայրի հետ փոխազդեցության հաշվին, այսինքն

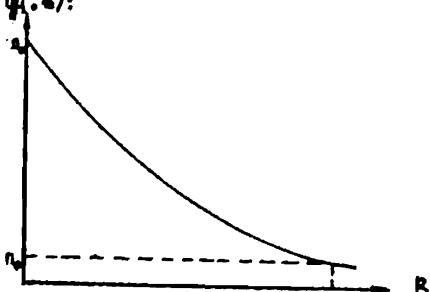
$$R = \int_0^{\infty} -\frac{dE}{dx} \quad /7/$$

Կազմի երկարությունը շափուս է երկարության միավորներով կամ $g/սմ^2$ -ով, ընդ որում

$$R [g/սմ^2] = R [սմ] \cdot \rho [g/սմ^3]$$

Այստեղից հեռականության է, որ մասնիկի վազքը կախված է նրա կինետիկ էներգիայից, այդ պատճառով, շափելով վազքի երկարությունը, կարելի է գտնել կինետիկ էներգիան։ Սակայն, քանի որ էլեկտրոնը թեթև մասնիկ է, ապա նյութի մեջ տալիս է տածական փոխազդեցության շատ դեպքեր

և նրա հասպիծը ուղղի չէ։ Բարձր թիթեների միջով անցնող է եկարոն-ների թիվը, թիթեների հասությունը մնացնելիս ստիմանքար փոքրա-նում է։ Թիթեղի տակելազույն հասությունը, որը կլանում է իր Վրա ընկած բռնոր է եկարոններին, կոչվում է վազի էֆեկտի երկարություն։ թ-արոննան էներգետիկ ազեկարի վերին սահմանը որոշելու համար չա-փում են այլումինիումում թ-առաջարթման կլանման կորը, այսին-քըն՝ օգուելով քարակ շերտերով թիթեների հավաքածուից, ստանում են է եկարոնների ինտենսիվության կափածությունը կլանիչի հասությու-նից /նկ. 4/։



Նկ. 4. Է եկարոնների կլան-
ման կորը

Օգուելով ստացված կլանման կորից է եկարոնների տակելազույն է-
ներգիան որոշում են երկու աղյուսակով։

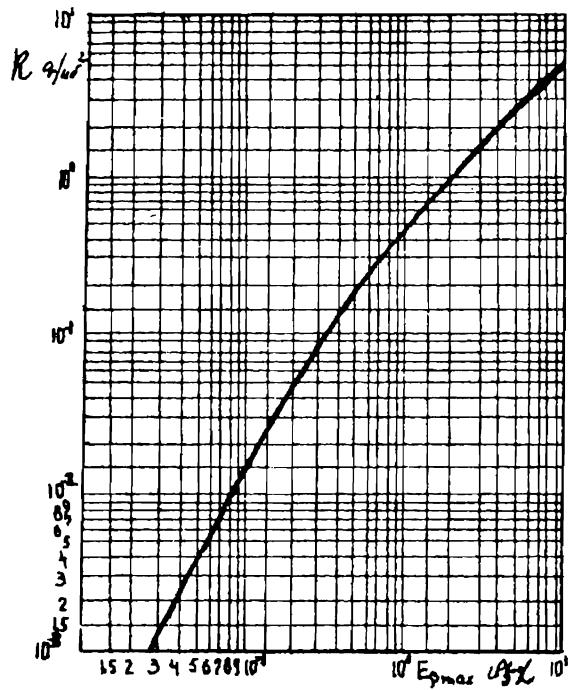
1-ին աղյուսակ։ Աղյուսան կորի Ֆոնի Մակարովակին է խարապություննելով
գտնում են թ-է եկարոնների գործնական վազի երկարությունը։ Աղյու-
րի տակայության դեպքում է լ եկարոնների թվի յուրացնչյուր արժեքից
հանում են Ֆոնի արժեքը ստացված նույն աղյուսի և մասնիկների թիվը
է խարապությունում գրոյիք։ Կամ գործնական վազի երկարության արժեքը
մշգրտելու համար կլանման կորի է խարապության Ֆոնի Մակարովակին կո-
րելի է կառառել լոգարիթմական սանդղակով, քանի որ միջամայրում
մատակարի կլանման կորի ընթացքը մոտ է երկունենցիալ կափածությու-
նը։ Այնունակ է լ եկարոնների էներգիան որոշում են վազի երկարու-
թյան էներգիայի կափածության փորձնական բանաձեկը։

$$R = 0,524E_p - 0,183; \quad 0,8 \leq E_p \leq 8 \text{ ՄՎ} / 8 /$$

Բայց կորելի է օգուել գրաֆիկից /նկ. 5/, որտեղ պրկած է թ-է լ եկարոն
ների վազի երկարության կափածությունը նրանց տակելազույն էներ-
գիայից։ Եթառական։

2-րդ աղյուսակ։ թ-աղյուսարի վերին սահմանի որոշումը կառավագում է
նկ. 6-ում պատկերված նամազրամի օգնությամբ։ Աղյուրի Վրա բերկած կորը
առլիս է թ-աղյուսարի վերին սահմանի՝ $E_{\beta_{max}}$ կափածությունը կլանիչի

d - հաստությունից, որը թուլացնում է փնջի ինտենսիվությունը 2^n անգամ / $n = 2, 4, 8/$:



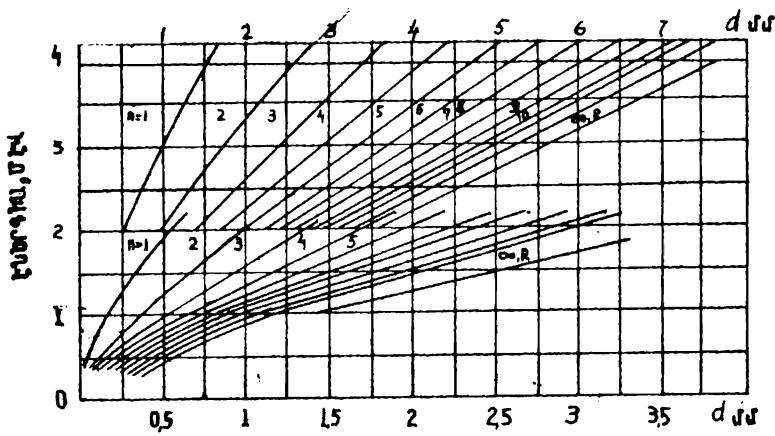
Ա.5. Ելեկտրոնների վազքի երկարության կախածությունը E_{Fmax} - ից:

Օրդինատների առանցքի վրա տեղադրված է էներգիան, որը համապատասխանում է թ-սպեկտրի վերին սահմանին, իսկ արսցիսների առանցքին՝ ալյումինի հաստությունը:

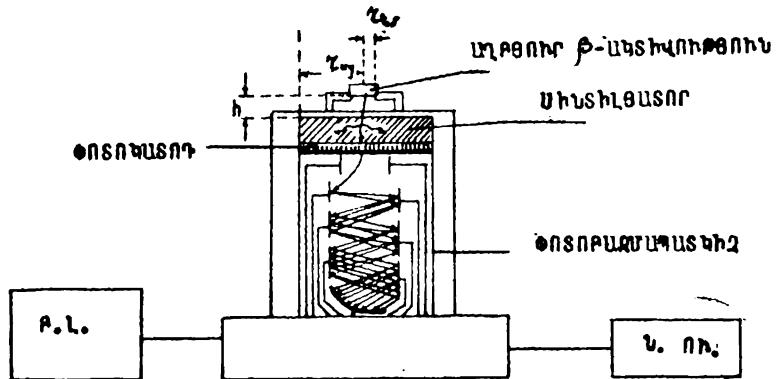
Վերը նկարագրված եղանակները կոպիտ են և թույլ են տալիս որոշել թ-մասնիկների առավելագույն էներգիան 10% ծշությամբ:

Սպեկտրի առակելագույն էներգիան՝ որոշելու համար օգտագործված է գրանցիչ, որը բաղկացած է պլաստիկ սինտիլյատորից, ֆոտորազմապակիչից /ՖԷԲ-95/ և սաման բարձր լարվածության աղբյուրից:

Ֆոտորազմապակիչին արվում է աշխատանքային լարում, իմպուլսը ՖԷԲ-ի եւթից արկում է հաշվիչ սարքին: Սարքավորման ըլոկ սինեման բերված է Ակ.7 ռում:



Աղ. 6. β -աղեկորի վերին սահմանի կաթվածությունը
կլանման շերտի հաստությունից:



Աղ. 7. β ռազիումության որոշման սարքավորման կառուցվածքը:

Աշխատանքի ընթացք

- 1.Միացնել սարքավորումը;
- 2.ՏԵԲ-ին տալ աշխատանգային լարում;
- 3.Ստուգել սարքավորման աշխատանքը;
- 4.Զափել ֆոնն առանց աղբյուրի;
- 5.Տեղադրել ^{90°}ՏՐ ոդդիոակտիվ աղբյուրը սինահլյատորից 1,5 սմ հեռա- վորության վրա /պահիչի վրա/ և չափել իմպուլսների թիվը որոշակի ժա- մանակամիջոցում:
- 6.Աղբյուրի և զրանցիչի միջև դնել ալյումինե թիթեղ և չփել իմպուլս- ների թիվը կլանիչի ավյալ հաստության համար:
- 7.Զափել մասնիկների թիվ կախվածությունը ալյումինե կլանիչի հաստու- թյունից:
- 8.Արդյունքները բերել միավոր ժամանակի և կազմել ալյուսակ:
- 9.Այլ ավյալներով կառուցել ^{90°}ՏՐ իզոտոպի β -օտագայթման կլանման կորը ալյումինում (ԱՅ), աքսցիսների առանցքի վրա տեղադրելով շերտի հաստությունը՝ d -ն միլիմետրերով, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ իմպուլսների թիվը /թոնը հանած/

ու - ո ք

- 10.Կլանման կորը եսարագուացնելով մինչև 0 /հատումն աքսցիսների ա- ռանցքի հետ/որոշել R լրիկ Վազքը մմ-ով և այն արտահայտել q/սմ²մի- ավորներով:

- 11.Ակ.5-ից գտնել առավել ազույն էներգիան:
- 12.Կլանման կորի օգնությամբ գտնել d -ն մմ-ով, երբ իմպուլսների հաշվի արագությունն ընկնում է 2^1 , 2^2 2^n անգամ:
- 13.Նոմոգրամի /նկ.6/ օգնությամբ յուրացանցյուր Ռ-ի համար գտնել $E_{\beta_{max}}$ և միջինացնել այդ արժեքները:
- 14.Կերչնականապես որոշել էներգիայի միջին արժեքը ստացված 11 և 13 կետերում:
- 15.Ստացված $E_{\beta_{max}}$ -ի արժեքը համեմատել /4/ բանաձեռվ ստացված գնա- հատականի հետ, բանաձեռվ տեղադրելով $m_g=0$, $M_{\alpha_{eff}}=89,907761q.ա.մ$ $M_{\alpha_0}=89,907177$ գ.ա.մ և $M_{\alpha_{eff}}=89,93284$ գ.ա.մ.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ ՆՈ.7. ՀԱՅՏԻ ԻՋՈՏՈԳԻ β -ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ռադիոակտիվ իզոտոպների կիրառությունը ֆիզիկայի, քիմիայի, բժշկու- թյան և այլ տարբեր բնագավառներում ստեղծում է β -օտագայթման ին- տենսիվության չափման անհաժեշտությունը: Այդպիսի խնդիր առաջանում է նույնականացնելու համար իրանական առանձինությունների, ծանր իրանական առանձինությունների աղղեցության տակ միջուկային ռեակտորների ելքերի որոշման դեպքում,

երբ ուսմցիւների հետանքով առջանում են թ- ակտիվ իզոտպներ:

Ռադիոակտիվ աղբյուրների ինտենսիվությունը ընութագրվում է ակտիվությունով, այսինքն միավոր ժամանակում միջուկների արհումների թը-վով։ Ա ակտիվությունն անմիջականորեն կազմած է ռադիոակտիվ միջուկների N թվի և արհման հաստատումի՝ λ -ի հետ հետևյալ ձևով՝

$$A = N\lambda \quad /9/$$

Որպես ակտիվության միավոր N համարզում ընդունված է 1 Բեկկերելը /Բն/, որը ցանկացած ռադիոակտիվ իզոտպի համար համապատասխանում է վայրկյանում մեկ արհման Լայն արածում գառած ակտիվության միավորը՝ $1 \text{ կյուրին} = 9,7 \cdot 10^{10} \text{ Բն}$.

թ-նառագայթման ակտիվությունը չափելիս անհրաժեշտ է մոցնել ուղղումներ, որոնց կափած են սպեկտրի գերին սամանից /Եր_{max}/ և փորձի երկրաչափությունից։ Առեւ թ- սպեկտրը բարոր է և կազմված է մի քանի մասնակի /պարզից/ սպեկտրներից, ապա գետը է իմանալ անցումների հավանականությունները, որոնց թերում են ավյալ սպեկտրների առաջացմանը, այլ կերպ ասած՝ ակտիվությունը չափելիս գետը է իմանալ ռադիոակտիվ իզոտպի արհման սինթետիկիվությունը չափելու մեթոդները բացառակ են և հարաբերականությունը ներկա աշխատանքում կատարվում են բարակ և հասա թ- աղբյուրների ակտիվության և բացարձակ ու հարաբերական չափումներ սինակի յացիոն գրանցիչի օգնությամբ, որը բարկացած է պլաստիկական պինակի լատորից և ՖէԲ-35 ֆոտորազմագալիքից ցՊլաստիկական

սինակի լատորային գրանցիչը Հեյզեր-Մյուուլերի պառուհանավոր հմշկիչի նկատմամբ ունի առանձինություն, այն է՝ սինակի լատորային գրանցիչին ունի գրանցման բարձր էթեկտիվություն, հուսավիճակ է աշխատանքում և ունի կերպականման կարծ ժամանակ /արագ գործող է/ թ- ակտիվության գրանցման դեպքում չափում է նմուշի /պրեզարատի/ հաշվման արագությունը։ Պետք է հաշվի առնել, որ մի կողմից գրանցիչում գրանցվում են նմուշի արժակած ոչ բոլոր թ- մասնիկները։ Նրանց մի մասը չի ընկնում գրանցիչը /կողքով է անցնում/, մի մասը կլանվում է օղում։ և գրանցիչը փակող եկրանում է հասա նմուշներում թ- մասնիկները ցրվում և կլանվում են հենց իր նմուշի մեջ։ Մյուս կողմից գրանցիչը են ընկնում տիեզերական մասնիկները, երկրի և շրջապատի չ- մառագյթները։ Բացարձակ ակտիվությունը չափելու համար անհրաժեշտ ուղղումները կարելի է կատարել մեծ նշառությամբ։ Բարակ նմուշում /նմուշի հասառությունը չի գերազանցում կիսականման հաստության շերտի $\frac{1}{200}$ մասը/ կլանումց չի հասնում 1 % -ի և այն կարելի է արհմարդել։ Անհրաժեշտ է ուղղումներ մացնել ֆունի, մարմնային անկյան, թ- մասնիկների օղում և սցինակի յարութ ծածկող սե։ Ֆոտոթղթում կլանման և աղբյուրի ռակղերից անդրադարձ-

ման նկատմամբ : Ճնշարկենք պարզ աղեկոր ուսնեցող β -ոտղիուակախվ նմուշի ակտիվության չափման ընթացքում ուղղումներ մոցնելու մեթոդները եթե β -ակտիվ նմուշը, բացի էլեկտրոններից, առաջում է նաև γ -ռվառներ, այս աղեկանում է ֆոնը : Գումարային ֆոնը չափելու համար նմուշը տեղափորկում է գրանցիչից որոշ հեռավորության վրա, նմուշի և գրանցիչի միջև տեղադրկում է ալյումինի թիթել 2,5 մմ հաստությամբ, որը լրիկ կլանում է նմուշից արձակած էլեկտրոնները, սակայն առանց բուլացման բաց է թողնում : γ -օտղազայթումը: Չափում է հաշվման արագությունը՝ այսինքն N_{f} գրանցիչ ընկած β -մասնիկների թիվը միավոր ժամանակում կլինի $N_{\text{p}} = N_{\text{f}} - N_{\text{b}}$, որտեղ N_{b} նաշվման արգությունն է առանց ալյումինի կլանիչ թիթելի:

— Մարմնային անկյունով գայմանավորված ուղղումը որոշվում է որպես միակոր ժամանակում գրանցիչի աշխատանքային ծավալի ուղղությամբ առաված մասնիկների թիվ / N_{ω} / : Հարաբերությունը միավոր ժամանակում բարու ուղղություններով նմուշի առաջած մասնիկների թիվն / $N_{\omega} = \frac{N_{\text{f}}}{N_{\text{b}}}$: Երջանած նմուշի ակտիվության չափման ժամանակ մարմնային անկյունով գայմանավորված ուղղումը կարելի է որոշել $N_{\text{b}}/2$ ալյուսակից, որտեղ արգած են ա - ի արժեքները կախված h/τ_{u} և $\tau_{\text{u}}/\tau_{\text{u}}$ հարաբերություններից, այստեղ h -ը նմուշի և գրանցիչի միջև հեռավորությունն է, τ_{u} -ը նմուշի շառավիղն է, $\tau_{\text{u}}/\tau_{\text{u}}$ սինալի յառարի շառավիղն է / $N_{\omega}/2$ / :

— Կլանումով գայմանավորված ուղղումը՝ K -նիրենից ներկայացնում է գրանցիչի աշխատանքային տիրույթի ուղղությամբ առաված մասնիկների թիվ N_{ω} հարաբերությունը աշխատանքային տիրույթ հասած մասնիկների թիվն / $N_{\text{p}}/2$, այսինքն $K = \frac{N_{\omega}}{N_{\text{p}}}$:

Ժառագայթման հայտնի սպեկտրալ բաղադրության դեղումը կլանումով գայմանավորված ուղղումը կարելի է որոշել հաշվարկային եղանակով, օտղազայթումը՝ կլանվում է նյութում հեռայալ օրենքով $N_{\text{p}} = N_{\omega} 2^{-\frac{\rho d}{\lambda}}$, որտեղ ρd -ն գրանցիչի մակերեսույթի և նմուշի միջև եղած կլանիչ նյութի հաստությունն է $\text{մգ}/\text{սմ}^2$ -ով, Δ -ն - նմուշի β -օտղազայթման կիսակլանման շերտի հաստությունն է $\text{մգ}/\text{սմ}^2$ -ով: Կլանումով գայմանավորված ուղղումը համաստ է՝

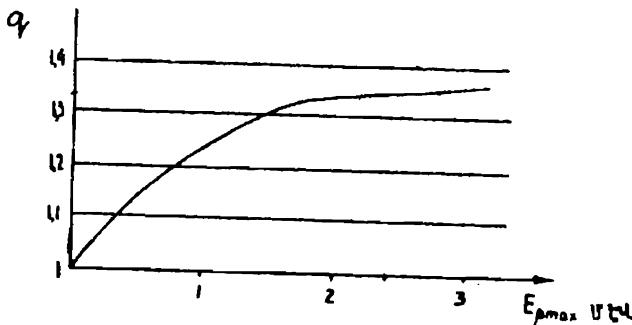
$$K = \frac{N_{\omega}}{N_{\text{p}}} = 2^{\frac{\rho d}{\lambda}}, \quad \rho d = \rho d_{\text{օր}} + \rho d_{\text{բուղթ}}:$$

Հայտնի իզոուզի կիսակլանման շերտի հաստությունը / β -սպեկտրի հայտնի տավելագույն էներգիայով/ կարելի է որոշել $N_{\text{b}} \approx 2$ ալյուսակի օգնությամբ: Հաջորդ ուղղումը գայմանավորված է նմուշի ակտիվիթից անդրադարձությամբ:

Մասնիկներով: Տակադիրի անդրադարձման գործակիցը՝ q , ընկոչվում է գրանցիչի ուղղությամբ սպեկտրով նմուշից առաջած մասնիկների թիվ

գարաքերությունը նույն ուղղությամբ առանց տակդիրի և մուշից առաքված մասնիկների թվին: Այդ գործակցի մեծությունը կախված է տակդիրի հաստությունից, նրա նյութի առումնական համարից /թվից/ և թ-սպեկտրի տակել ազույն էներգիայից: Տակդիրի հաստության ամեանը զուգընթաց, զործակիցն ամում է և հասնում հագեցման թ-մասնիկների տակել ազույն վազքի 0,2 մասին հավասար հաստության դեպքում:

Դ-անդրադարձման գործակցի կախվածությունը թ-սպեկտրի տակել ազույն էներգիայից ալյումինե հաստ տակդիրի համար $d > 0,5$ մմ/ տըրքած է նկ. 8-ում:



Նկ. 8. Անդրադարձման գործակցի կախվածությունը
թ-սպեկտրի տակել ազույն էներգիայից:

Այսպիսով, թ-մասնիկների թվի որոշման համար վերջնական արժանայությունն է

$$N_u = \frac{M_p K}{\omega q} / 10 /$$

Սինալի լացիոն գրանցիչով թ-մասնիկների գրանցման ժամանակ է ֆեկտի-վության ուղղում չի մտցվում, քանի որ այն մոտ է 100% և մուշից թացարձակ ակտիվությունը՝ A-ն համընկնում է N_u ստացված արժեքի հետ, եթե մուշից տեղի է ունենում միայն թ-մասնիկներ տաքող ռադիոակտիվ փոխակերպումներ, և մուշը չի առաքում կոլակերսիոն էլեկտրոններ: Հակառակ դեպքում, որպեսզի N_u -ից անցում կատարվի A-ի, անհրաժեշտ է մացնել ուղղումներ, տաշկի առնելով տրոհման սխեման և ներքին կրնվերսիայի էլեկտրոնները:

Կերը նշված ուղղումների մանրակրկիտ որոշման դեպքում գումարային սիալը բարակ նմուշների համար թ-սպեկտրի $E_{f_{\max}} = 0,6$ ՄէՎ-ից բարձըր էներգիայի դեպքում կարող է զգերազանցել 8 - 10%: Սակայն, ռադիոակտիվ տրոհման վիճակարական ընույթը բերում է վիճակագրական սըխալի տաշացման: Նմուշում միավոր ժամանակում N տրոհում տեղի ունենալու հավանականությունը միջին արագությամբ տրոհման դեպքում ո-

բոշվում է հետյալ արտահայտությամբ.

$$W(N) = N^{-\kappa} e^{-\bar{N}/N}$$

Այս հպատակումը կոչվում է Պուտոնի բաշխման օրենք: Այս արտահայտությունից կարելի է ստանալ, որ միջին փիճակարգական շեղումը $\bar{\Delta} = \sqrt{N}$, որտեղ N -ը զրանցված արորումների լրիկ թիվն է: Այսուելից N արորում զրանցելու դեպքում հարաբերական փիճակարգական սիմելը $\delta = \frac{\Delta}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$ այսինքն, հարաբերական սիմելը նվազում է հակադարձ համեմատական \sqrt{N} -ինմեջյալ $\delta = \text{մեծությամբ } \sqrt{N} \text{ չափումներ } \text{կատարելու } \text{համար } \text{անհամեցած } \text{է } \text{շարունակել } \text{իմպուլսների } \text{հաշիվը } \text{մինչեւ } N = 1/\delta^2$: $1\% \text{ ծշություն } \text{ստանալու } \text{համար } \text{անհրաժեշտ } \text{է } \text{զրանցել } 1/(0,01)^2 = 10000 \text{ իմպուլս: } \text{Հարկ } \text{է } \text{նշել, } \text{որ } \text{կարելի } \text{է } \text{չափումներ } \text{կատարել } \text{մեկ } \text{կարգ } \text{փոքր } \text{փիճակարգական } \text{ծշությամբ, } \text{եթե } \text{մասնիկների } \text{զրանցման } \text{արագությանը } \text{գերազանցի } \text{Ֆոնի } \text{զրանցման } \text{արագությանը } \text{ոչ } \text{գակաս, } \text{թան } \text{երկու } \text{կարգով:}$

Աշխատանքի կատարման կարգը.

1. Համոզվել, որ սարքի բարձր լարման կարգավորման բռնակը դրված է փոքրագույն արժեքի վրա:

2. Ստուգել ԲԼ-ՆՀԲ հաշվիչ համակարգի միացումը:

3. Սարքը միացնել ցանցից:

4. Տարանալուց հետո դաշտայի բարձրացնել լարումը ՖԵԲ-ի վրա:

5. Խուզը տեղադրել զրանցիչի մակերեսության 18 մմ հեռավորության վրա:

6. Կատարել Խուզից հաշվի արագության չափում Ֆոնով N և Ֆոնը N_f :

7. Հաշվի առնել Ֆոնի, մարմնային անկյան, β -մասնիկների կլանման և անշրջադաման ուղղումները:

Որոշել Խուզի թ-ակտիվությունը Բեկկերել միավորներով:

Հաստ նմուշների թ-ակտիվության չափումը

Այն դեպքում, եթե հարաբերությունը է ընթեռնվում հաստ և բարակ նըմուշների թ-ակտիվությունների չափման մեթոդի ընտրության, նախազավությունը սովորաբար արկում է առաջինին, որպես առավել ծզգրիտ մեթոդի, բարակ նմուշների թ-ակտիվության չափման ժամանակ մեծ ծշություն պահովում հնարավոր է շնորհիկ բարակ նմուշներում կլանման և ցրման դժվար չ-հաշվի առևկող էֆեկտների բացակայության: Հնայած սրան, զործնականում բավականին համակարգի անհրաժշտությունը է առաջանում չափել ցածր աեսակարար ակտիվությամբ նմուշի թ-ակտիվությունը: Այդպիսի նըմուշների օրինակներ են լեռնային պատուերի, հողի, սննդի ապրանքների նմուշները, որոնցում ստուգվում է բնական կամ արհեստական ռադիոակտիվ իզոտոպների գոյությունը: Համարկակի բարակ ենթից պատրաստված

այրգիսի նմուշների ակտիվությունն այնքան ցիչ է լինում, որ չի գերազանցում ընական ֆոնը և ոժվար չափելի է դատնում։ Ցածր տեսակարար ակտիվություն ունեցող նմուշի թ-ակտիվությունը չափելու համար օգտագործվում են հաստ նմուշներ։

Մինակի յացիոն հաշվիչի միջոցով հաստ նմուշի թ-ակտիվությունը չափելու ժամանակ, բացի այն ուղղումներից, որոնք մացկում են բարակ նմուշի թ-ակտիվությունը չափելու դեպքում, անհրաժեշտ է մոցնել նաև ուղղում գայմանավորված նմուշում ակտիվության կլանումով։

Բարակ նմուշների թ-ակտիվության որոշման համար ստացված /10/ արտահայտությունը լրացվում է մեկ գործակցով ևս և ստանում է հետևյալ տեսքը՝

$$N_2 = \frac{N_{\theta K}}{\omega q S} \quad /12/$$

որտեղ S -ը կլանումով և ցրումով պայմանավորված ուղղումն է։

Հաստ նմուշում թ-մառազայթման կլանումը և ցրումը որոշելը բավականաշափ դժվար է։

Դա բացառրվում է նրանով, որ կլանումը և ցրումը կախված են շապարամեարերի ազդեցությունից, որոնցից առավել էական են։ թ-մառազայթման էներգիան, նմուշի հաստությունը, մարմնային անկյունը, տակողիրի և նմուշի էնեկտիվ առոմական համարը։

ՅԱ հաստությունից պակաս հաստություն ունեցող նմուշում թ-մառազայթման կլանումը ենթարկվում է երարունենցիալ օրենքի Մակայն, կըլանումով գայմանավորված ուղղում մոցնելը, առանց հաշվի առնելու մառազայթման ցրումը նմուշում, համար կարող է եթերել ոչ թե չափման արդյունքների մշտաման, այլ լրացուցիչ սինալի, քանի որ $\omega < 0,5$ մարմնային անկյան առաջ չափման դեպքում ցրումը բերում է հաշվման արագության մեծացման։ Ցրումը մեծացնում է հաշվման արագությունը, քանի որ նմուշով նորմալի նկատմամբ անկյան տակ անցնող թ-մասնիկները անցնում են մեծ մասապարհ նյութով և ենթարկվում բազմակի ցրման, նրանցից մի մասը ընկնում է գրանցիչի մեջ չաշշարկային եղանակով ցրումով գայմանավորված ուղղում մոցնելը շի տալիս մշգրիտ արդյունքներ հիմականում, նմուշում թ-մառազայթման կլանումը և ցրումը որոշվում է փորձնական եղանակով։ Հաստ նմուշների ակտիվության որոշման լավագույն մեթոդը հանդիսանում է հարաբերական չափումների մեթոդը։ Այս մեթոդով չափումներ կատարելու համար անհրաժեշտ է էտալոնային նմուշ, որի բացարձակ ակտիվությունը հայտնի է։ Խռալոնային և չափող նմուշները պետք է ունենան նույն ձեռ, չափսերը, զանգվածը և պարունակեն միևնույն ուղիղակի իզոտոպը /կամ միևնույն ուղիղակի իզոտոպները

նույն քանակական պարունակությամբ / : Ալանումով և ցրումով պայմանավոր-
ված ուղղումները նրանց համար այս դեպքում նույնն են: Միենալույն երկրա-
չափական պայմաններով միենալույն գործիքի վրա կատարված շափումների դեպ-
քում համընկնում են նաև ուղղումները պայմանավորված ֆունվ, մարմնա-
յին անկյունով և կլանումով: Բոլոր ուղղիք գործակիցների համընկնումը
թույլ է տալիս հրաժարվել նրանց որոշումից, քանի որ այս դեպքում
մասնիկների հաշվի արագությունների հարաբերությունը շափող նույնի
Աթ և էալոնային նույնի Աթ համար հավասար է շափող և էալոնա-
յին նույնների ակտիվությունների հարաբերությանը / ռես 9 քանաձեց / .

$$N_{\beta} / N_{\text{ԵՄ}} = A_{\beta} / A_{\text{ԵՄ}} \quad / 13 /$$

Այստեղից շափող նույնի ակտիվությունը որոշվում է էալոնային նը-
մուշի հայտնի բացարձակ ակտիվությամբ և նրանց շափկած արագություննե-
րով.

$$A_{\beta} = A_{\text{ԵՄ}} N_{\beta} / N_{\text{ԵՄ}} \quad / 14 /$$

Այն դեպքում, եթե էալոնային նույն գաղտասել անհնարին է և հարա-
բերական շափումների մեջող իրազործելի չէ / տեխնիկապես / , կարելի
է օգտվել „անվերջ հաստ“, շերտում ակտիվության որոշման բացարձակ
մեջողից: „Անվերջ հաստ“, կոչվում են նույններ, որոնց Ը հասու-
թյունը Յ Ծ -ից մեծ է: „Անվերջ հաստ“, նույնների համար կլանման և
ցրման ուղղումների մեծությունը / 9 / կարելի է որոշել հետեւյալ մոռա-
վոր փորձարարական քանաձեց:

$$S = 1,5 \frac{\Delta}{\ell} \quad / 15 /$$

/ 15 / քանաձեց ստացված է Շ ± 9 % Ծ շառությամբ Յ = 0,04 - 0,05 մարմնային
սնվյունների համար, նրա կիրառումն այլ մարմնային անկյունների հա-
մար կմեծացնի հնարավոր սիրալները: Տակողից անդրադարձումով պայմանա-
վորված ուղղումները Ը > Յ Ծ հասությամբ նույնների շափման դեպ-
քում կարելոր չեն, քանի որ տակողից անդրադարձ Յ - նորագայթները
փաստացիորեն լրիվ կլանվում են նույնությունը:

/ 12 / արտահայտությունն այս դեպքում ստանում է հետեւյալ տեսքը:

$$N_{\gamma} = N_{\beta} K / 1,5 \omega \Delta \quad / 16 /$$

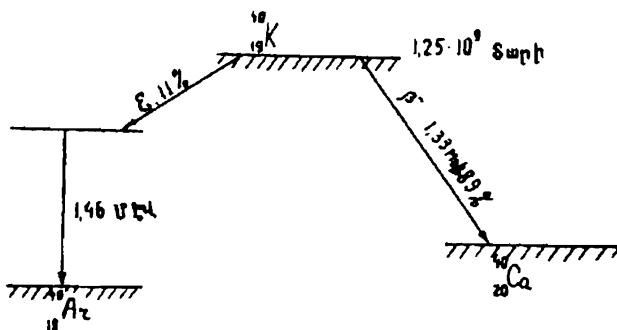
որտեղ Յ -ը եւ Յ Ն արտահայտվում են մզ/սմ²-ով: Մ (q) զանգվածով, Տ -
մակերեսով և Ը (q/սմ²) հասությամբ „անվերջ հաստ“, նույնի սեսակա-
ռար Յ -ակտիվությունը որոշվում է հետեւյալ արտահայտությամբ:

$$N_{\text{անմ}} = \frac{N_{\gamma}}{m} = \frac{N_{\gamma}}{S \ell} = \frac{N_{\beta} K}{1,5 \omega \Delta S} = \frac{\text{որոշում}}{\text{Կրկ. q}} \quad / 17 /$$

Այս արտահայտությունը ցույց է տալիս, որ Յ - նորագայթման կիսակը-
լանման շերտի հայտնի հասությամբ նյութի սեսակառար Յ -ակտիվու-

թյան որոշման համար բավական է նրանից պատրաստել հայտնի S մակերես-սով լրացնելու առաջամբ ամուշ, չափել ամուշի թ մասնիկների հաշվի արագությունը, որոշել ա և K ուղղումները պայմանավորված մարմնային անկյունով և կլանումով:

Ներկա աշխատանքում առաջարկվում է որոշել ընական կալիումի ռեսակարար ակտիվությունը նաև կալիումը հանդիսանում է ամենասարածված ընական ռազիուակտիվ էլեմենտներից մեկը: Նշանակալի քանակությամբ նա պարունակվում է երկրի կերպում և հողում, կենդանիների և բույսերի հյուսվածքներում: Ալիումի β -մատագայթումը հանդիսանում է ընական ռազիուակտիվ ֆոնի հիմնական սկզբնալրյուրներից մեկը: Բնական կալիումի ռազիուակտիվությունը պայմանավորված է նրանում ^{40}K իզոտոպի ներկայությամբ: Այդ իզոտոպի արոհման սխեման բերված է նկ. 9-ում:



Նկ. 9. ^{40}K իզոտոպի արոհման սխեման:

Բնական կալիումի ակտիվության որոշումից հետո կարելի է որոշել մարդու օրգանիզմում պարունակվող կալիումի β -ակտիվությունը: Մարդու մրջին զանգվածը ընդունվում է հավասար 70 կգ, կալիումի պարունակությունը մարդու օրգանիզմում զանգվածի 0,2% է:

$$N_{\text{մարդ}} = N_{\text{տես}} \cdot 0.002 \rho_{\text{մարդ}} = N_{\text{տես}} \cdot 0.002 \cdot 70000 / 18 /$$

Թանի որ մատական կալիումն ունի բարձր քիմիական ակտիվություն, այն չի օգտագործվում չափումների համար: Աշխատանքի կառարման համար առաջարկվում է կալիումի անվնաս միացություն, օրինակ՝ KCl :

Աշխատանքի կառարման ընթացքը

1. Համոզվել, որ բարձր լարման կարգավորման բռնակը դրված է փոքրագույն արժեքի վրա:

2. Սոուզել ԲԼԱ-ՖԷԲ-հաշվից համակարգի միացումը:

3. Միացնել սարքը և տացացնել:

4. Համաշափ բարձրացնել բարձր լարումը ՖԷԲ-ի վրայ
 5. KCl լուսակացնել առաջարկել սինթետիկ ապարից 18 լմ հեռավորության վրա
 և հաշվել առաջի հաշվի արագությունը, ինչպես նաև ֆոնի հաշվի արա-
 գությունը, երբ աղբյուրի և զրանցիչի միջև տեղադրված է ալյումինե
 կլանիչ:
6. Մոցնել ուղղումներ պայմանավորված ֆոնով, մարմնային անկյունով,
 թ-մասնիկների կլանմամբ և բանամեռվ որոշել KCl -ի տեսակարար թ-ակ-
 տիպությունը:
- 7./18/ բանամեռվ որոշել մարդու օրգանիզմում պարունակվող կալիումի
 թ-ակտիվությունը:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑՆԵՐ ԾՎ ԽՄԻՒՐՆԵՐ

1. Գրել թ-արոհման ժամանակ գանգանման օրենցները:
2. Խնչու՝ թ-արոհման ժամանակ էլեկտրոնների /նեյթրինոյի/ ազեկարք
 անընդհատ է:
3. Խնչպիսի՝ ընույթ ունի նեյթրինոյի ազեկարք Շ-գրավման դեպքում:
4. Բացառել հաստ և քարակ նմուշների ակտիվությունների որոշման առ-
 բերությունը:
5. Որոշել էլեկտրոնի մեծագույն էներգիան նեյթրոնի արոհման ժամանակ,
 զնահատել այս դեպքում պրոտոնի ծեղոց քերած էներգիան:

$$M_n = 1,008665 \text{ g } \omega \text{ m}$$

$$M_H = 1,007828 \text{ g } \omega \text{ m}$$

2. Ուսումնասիրել միջուկի կայունությունը արոհման նկատմամբ:

$$M_{\text{Կ}H} = 59,949840 \text{ g } \omega \text{ m}$$

$$M_{\text{Օ}C} = 59,952868 \text{ g } \omega \text{ m}$$

3. $\mu = .40$ հարկան իզորածների զանգվածների օգնությամբ որոշել
 արոհման հնարավոր տեսակները և որոշել անցման էներգիան ՄԷՎ-երով:

$$M_{\text{Խ}O} = 39,962689 \text{ g } \omega \text{ m}$$

$$M_{\text{Խ}C} = 39,964008 \text{ g } \omega \text{ m}$$

$$M_{\text{Խ}A} = 39,962384 \text{ g } \omega \text{ m}$$

4. Որոշել ⁷ Յեմիլուկի K -գրավումից առաջացած հիմնական վիճակում
 զանգող L_1 միջուկի հաճարվածի էներգիան:

5. Որոշել միջուկի C -գրավումից առաջացած հիմնական վիճակում զանգող
²² Անմիլուկի հաճարվածի էներգիան:

$$M_{22N_a} = 21,994438 \text{ g } \omega \text{ m}$$

$$M^{22}_{N_c} = 21,991988 \text{ g } \omega \text{ m}$$

6. Հաշվել ¹³⁷ Cs միջուկի արոհման ազեկարքի վերին սահմանը, հաշվի առե-
 լով, որ ¹³⁷ Br դուստր-միջուկն առաջանաւ է զրգության վիճակում ենթաց-

Վող օվալուների էներգիան հավասար է 0.87 MeV :

$$M(^{137}\text{Cs}) = 136,90682 \text{ а.м.ж}$$

$$M(^{137}\text{Br}) = 136,90556 \text{ а.մ.յ}$$

7. $A = 13$ իզոբրաների զանգվածների միջոցով որոշել առարկող / Յառագայթվող / պլոդարուների β -սպեկտրի վերին սահմանը՝

$$M(^{13}C) = 13.003354 \text{ а.մ.յ}$$

$$M(^{13}N) = 13.005798 \text{ а.մ.յ}$$

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Мухин К.Н., Экспериментальная ядерная физика, М., 1985.

2. Практикум по ядерной физике. Изд-во МГУ, 1972.

3. Ядерный специальный практикум. Изд-во, МГУ, 1977.

ԱՌԵՎԱՆՔ ԽՈ.8. χ -մառագայթների պլանային գործառքի ու էներգիայի որոշումը

χ -մառագայթներն իրենցից ներկայացնում են կարճակի էլեկտրամագնիսական ալիքներ /ալիքի երկարությունը $\sim 10^{-8} \div 10^{-11} \text{ м}/$: Ինչպես բոլոր էլեկտրամագնիսական ալիքները, χ -մառագայթները նյութի միջով անցնելիս կլանվում են: Այդ քացարգում է նրանով, որ նյութի միջով անցնելիս χ -մառագայթների փունջը պազում է կլանման կամ ցրման հետևանքով:

Այս մեկ առոմի միտ, χ -մառագայթների ցրման կամ կլանման գործակիցը նշանակենք $\frac{dJ}{dx}$, աղա dx կլանման շերտի միջով անցնելուց հետո J , ինանդիպության dJ փոփոխությունը կարուահյակի

$$-dJ = J_0 \sigma N dx, \quad dJ = J_0 \mu dx \quad /1/$$

որտեղ N -ը կլանիչի 1 ամ²-ում եղած առոմների քանակն է, σ -ն՝ Ֆունդուկ մեկ առոմի հետ լրիկ փոխազդեցության կարգածքը, որը պայմանավորված է երեց հիմնական պրոցեսներով /եթե հաշվի շատնվեն Ֆունդուկային ռեակցիաները/.

1. Ֆունդուկ,

2. χ -մառագայթների կոմպոնյան ցրումը,

Յ.Միջուկի դաշտում χ - ծառագայթների կողմից էլեկտրոն-լոզիարոն գույքի ծնումը, այսինքն՝

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_{\text{d}} + \sigma_{\text{e}} \quad /2/$$

/1/ հավասարումն ինտեգրելով կստանանք c/x շերտով անցնելուց հետո

$J = \int_{\infty}^{\infty} \frac{dJ}{dx} dx = \int_0^x \sigma N dx, \quad J = J_0 e^{-N \sigma x} = J_0 e^{-N x} /3/$

որտեղ J_0 ն ընկող փոփի ինտենսիվությունն է, N ՝ Ա-ն կլանման գործակիցը:

Ֆունկտիվական ֆունկտիվ ֆունկտիվ էրկան էներգիան՝ E_{kin} աղորդվում է կազմած առոմային էլեկտրոնին, որը դուրս է թոշում առոմից T

$$T = E_g - I$$

Կինետիկ էներգիայով Այսակ Ի-ն առոմում էլեկտրոնի կազմի էներգիան է: Բանի որ աղի ունի իմպուլսի պահպանական օրենքը, χ -թվանունի իմպուլսի ինչ-որ մասը հաղորդվում է միջուկին: Բայց բանի որ նրա զանգագածը շատ մեծ է էլեկտրոնի զանգագածից, հաղորդված էներգիան անշան կլինի: Ֆունկտիվական հականականությունը մեծանում է χ -թվանունի էներգիայի փոքրացմանը զուգընթաց և հասնում է իր մեծագույն արժեքին, եթե

χ -ծառագայթման էներգիան համեմատական է դառնում էլեկտրոնի կազմի էներգիայի հետ Ֆունկտիվական համար խիստ կարենու է էլեկտրոնի կազմ առոմի հետ, որին հաղորդվում է որոշակի իմպուլս Ֆունկտիվականությունը հարավոր է միայն կազմած էլեկտրոնների վրա:

Խնչքան ավելի փոքր է էլեկտրոնի կազմ առոմի հետ, Ֆունկտիվ էներգիայի հետ համեմատած, այնքան ավելի ցի հավանական է Ֆունկտիվական Այդ հանգամանցն էլ ընորոշում է՝ Ֆունկտիվական հիմնական համակարգությունները՝ կորպածի կաթման ընթացքը χ -ծառագայթների էներգիայից, ինչպես նաև միջավայրի Z կարգային թվից:

Ֆունկտիվական կարգածքի կախումը էներգիայից և միջավայրի կարգային թվից արտահայտվում է հեռևյալ կերպ

$$\left(\sigma_s \sim \frac{Z^5}{E_g} \right)_{E_g >> I_K} \quad \left(\sigma_d \sim \frac{Z^5}{E_g^{5/2}} \right)_{E_g \neq I_K}$$

որտեղ I_K -ն էլեկտրոնի ինտենսիվականությունն է:

Ֆունկտիվական համակարգ նշանակալից է ծանր նյութերի համար, որոնցում նա ընթանում է համեմատարար մեծ հականականությամբ, նույնիսկ

χ -թվանական բարձր էներգիաների դեպքում: Բնիք նյութերում Ֆունկտիվական որ նկատելի է դառնում χ -թվանական համեմատարար փոքր էներգիաների դեպքում: χ -թվանունի էներգիայի մեծացման զուգընթաց Ֆունկտիվականությունը ավագում է. χ -թվանական բարձր էներգիաների դեպքում /Ա՛Հ ~ 50 կՏՎ, կազմի համար/ $P_B \sim 500$ կՏՎ/ χ -ծառագայթների կլանման գործակիցը հիմնականում զայմանակորպած է Ֆունկտիվ-

առվ։ Ֆոտէթեկտի կտրվածքի հարաբերությունը կոպտոնյան ցրման կտրվածքին 50 կէւ էներգիայի դեպքում հավասար է մեկի, իսկ 5 կէւ-ի դեպքում դառնում է 100 :

Ճ- քվանների էներգիայի մեծացման հետ, կոմպտոնյան ցրման կտրվածքը համեմատած ֆոտէթեկտի կտրվածքի հետ, աճում է։ Այս դեպքում յ-քվանն ավելի ցրվում է, քան կլանվում է յ-քվանների այն էներգետիկ տիրույթում, որտեղ կոմպտոնյան ցրումը զերիշեղող դեր է խաղում, յ-մառազայթի էներգիան նշանակալի մեծ է էլեկտրոնի կազի էներգիայից։ Այդ իսկ պահանով կոմպտոնյան ցրումը կարելի է դիտել որպես յ-քվանների ցրումը ազատ էլեկտրոնների վրա, որոնք գտնվում են դաշտարի վիճակում թափի որ յուրաքանչյուր էլեկտրոննը ցրում է յ-քվանը մյուսներից անկախ, առա կոմպտոնյան ցրման կտրվածքը ուղիղ համեմատական կլինի միջավայրի կարգային թվին՝ Σ -ին.

$\sigma_{\text{կոմպ.}} \sim \frac{\Sigma}{E}$

յ-քվանների ավելի մեծ էներգիաների դեպքում առավել նշանակալից է դառնում e^+e^- զույգի առաջացման դերը, ֆոտէթեկտի և կոմպտոնյան ցրման հետ համեմատած։

Այս դեպքում յ-քվանը միջուկի դաշտում ծնում է e^+e^- զույգ։ Զույգի լրիկ էներգիան համասար է յ-քվանի էներգիային։ Նրանց կիսեակի էներգիան համասար է յ-քվանի էներգիայի և էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի հանգամաժի տարրերությանը։

$$T = E_y - 2meC^2$$

Այստեղից հետեւմ է, որ էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգ առաջացնելու նըլքազառույն էներգիան կլինի $2meC^2/1.02$ ՄէՎ։ Կակումում էլեկտրոն պոզիտրոն զույգեր չեն կարող ծնել, քանի որ խախտվում է իմպուլսի և էներգիայի պահպանության օրենքը։

Թափի որ միջուկի զանգվածը շատ մեծ է, առա նրա եռ հարվածը կարելի է անեսել։ e^+e^- զույգի առաջացման հավանականությունը անում է նյութի կարգային թվի քառակուսուն Σ^2 համեմատական

$\sigma_{\text{զույգ}} \sim \Sigma^2 e^2 E_y$

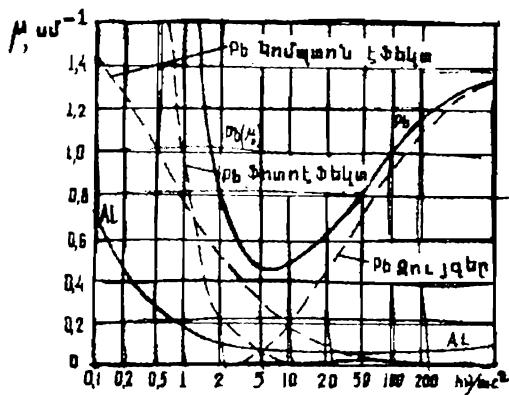
Ցարքեր նյութերում, սկսած 5 ՄէՎ-ից կապարում և 15 ՄէՎ-ից ալ յումինում, զույգերի ծաման կտրվածքը զերազանցում է կոմպտոնյան ցըրման և ֆոտէթեկտի կտրվածքները ու աճում է էներգիայի մեծացմանը զուգընթաց, այնքան, մինչև հասնում է առամական էկրանացումով գայլմանավորված հազեցման Այսպիսով, յ-քվանների լրիկ կլանան զործակիցը, կտրված նրա էներգիայից, կարելի է գրել

$$\mu = \mu_x + \mu_y + \mu_z$$

Կմառազայթների լրիկ կլանան զործակիցի և նրա բաղադրիչների կախու-

մը էներգիայից, երբ նրանց անցնում են կապարի միջով արկած է Ա. 1-ում:

Համախ ռադիոակտիվ փոխակերպումների ժամանակ դուստր միջուկն առաջանում է գրգոված վիճակում: Գրգոված վիճակից հիմնականին անցումը կապովում է χ -քվանոնների առաջման միջոցով:



Ա. 1. χ -օտագայթների լրիկ կլանման գործակցի և բաղադրիչների կախումը նրա էներգիայից:

Քանի որ միջուկն ունի միայն դիսկրետ էներգետիկ մակարդակներ, ապա միջուկից առաջված χ -օտագայթները էներգետիկ սպեկտրը դիսկրետ կլինի:

Այսպիսով, ռադիոակտիվ փոխակերպումների ժամանակ արժակվում են մեկ կամ մի քանի χ -քվանոներ, որոնց որոշակի իզոտոպների հարաբերական մուգակի էներգիաները ունենուն:

Համախ ռադիոակտիվ արդիումներն ուղեկցվում են ունագենյան օտագայթների արժակումով, որի էներգիան մի քանի կեն-ի է հասնում: Որոշ ռադիոակտիվ աղբյուրների հետ աշխատելիս անհրաժեշտ է հաշվի առնել ունագենյան օտագայթման առկայությունը:

Նյութի այն շերտը, որի միջով անցնելիս օտագայթման ինտենսիվությունը նվազում է 2 անգամ, կոչվում է կիսակլանման շերտ:

$$X_{1/2} = 0.693 / \chi$$

Համախ կլանիչի հաստությունն արտահայտում են մակերեսութային խոռոչյան միակորներով: Այդ դեպքում

$$J = J_0 e^{-(\chi/r) \rho x}$$

որոել մի-ն շ-օտագայթների կլանման զանգվածային գործակից անունն է կրում:

Թանի որ շ-օտագայթների կլանման գործակցի կախումը էներգիայի մեծությունից բավական լավ է ուսումնասիրկած, ապա շ-օտագայթների կլանման գործակցի որոշումը նյութի կիսակլանման շերտի որոշման միջոցով, հարավորություն կտա որոշել շ-քվանուների էներգիան:

C_0^{60} հառտողի եւսարս Գործութիւն ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԿԱՊՄՈՒՄ,
ԱՇԽՈՒՄԻՆԻՄ ԵՎ ՄՐԿԱՑՈՒՄ

Մոնոթրոմատիկ շ-օտագայթները միջավայրով անցնելիս կլանվում են /3/ արտահայտությամբ: Թանի որ

$$X = 1/M \quad J = J_0 e^{-1}$$

Այստեղից հանեն է, որ երբ շ-քվանուն անցնում է $1/M$ հաստության շերտի միջով, նրա ինտենսիվությունը նվազում է e անգամ:

Ներկա կլանիչի հաստությունը արտահայտվում է ամ-ով, ապա կլանման գործակցի շափողությունը լինում է aM^{-1} և այն կոչվում է կլանման գծային գործակից: Ներկա կլանիչի հաստությունն արտահայտվում է մակերևության լառության միավորներով, $R\chi q/aM^2$ / զանգվածային կլանման գործակից նրա շափողությունը արտահայտվում է aM^2/q միավորներով:

/3/ արտահայտության լոգարիթմելուց կստանանք

$$\mu x = \ln J_0 - \ln J$$

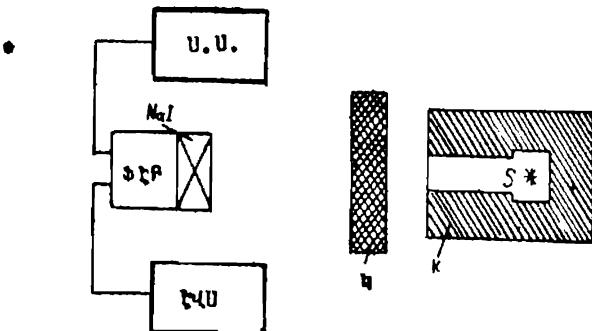
Ներկա զրաֆիկորեն արտահայտենք $\ln J$ կախվածությունը X -ից, ապա կըստացկի ուղղի գիծ, որի անկյունային գործակիցը կներկայացնի որոշշղող կլանման գործակիցը:

Շ-օտագայթների ինտենսիվության գրանցումը կառարկում է կլանիչում կամ հաշվիչի պատերում ծնկած երկրորդային էլեկտրոնների գրանցման միջոցով:

Այդ իսկ պատճենով շ-օտագայթների գրանցման համար նպասկանարմար է օգտագործել հաստ պատերով հաշվիչներ: Շ-օտագայթները գրանցող հաշվիչը պատվում է կապարով, բնական հոնի բացառման համար: Բացի այդ, կապարյա պատյանը պաշտպանում է հաշվիչը ^{60}Co աղբյուրից առարկած շ-օտագայթների գրանցումից: Աղբյուրի և հաշվիչի մեջ առարեք հաստության կլանիչի շերտերի տեղաշրման միջոցով կարելի է ստանալ շ-օտագայթների ինտենսիվության նվազումը կախված կլանիչի հաստությունից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

Աշխատանքի նպատակն է յ. Ծառագայթների կլանման գործակցի որոշումը տարբեր կլանիչներում, ինչպես նաև յ. Ծառագայթների էներգիայի որոշումը:



**Կ.2. յ. Ծառագայթների կլանման գործակցի որոշման
սարքի ըլոկ-սխեման:**

Ծառագայթների կլանման գործակցի որոշման փորձարարական սարքը բերված է նկ.2-ում: Այստեղ S -ը՝ յ. Ծառագայթների աղբյուրն է, K -ն՝ կոլիմատորը, Կ - ն՝ կլանիչը, ՖԲ-ն՝ ֆուտել եկարոնային քազմագակիչը N_{0j} սինթելյատորը, ԵՎՍ -ն՝ էլեկտրոնային վերահաշվիչ սարքը, Ս.Վ.ն ՖՀԲ-ն սնուցող սարքը: յ. Ծառագայթների աղբյուր է ծառայում 1-10մկ կյուրի ակտիվությամբ իգուտողը: Աղբյուրը տեղադրվում է կապարյա տրանսկում, և այնուհետո ստացվում է նեղ ուղղորդված փունջ, որն ուղղվում է հաշվիչի վրա, անցնելով միջավայրում տեղադրված կլանիչների միջով: Հաշվիչի և աղբյուրի միջև համար տեղադրում են կոլիմատորը, յ. Ծառագայթների նեղ փնչի ստացման, ինչպես նաև պաշտպանման շերտերից ցրված Ծառագայթների գրանցման քացանման նպատակով:

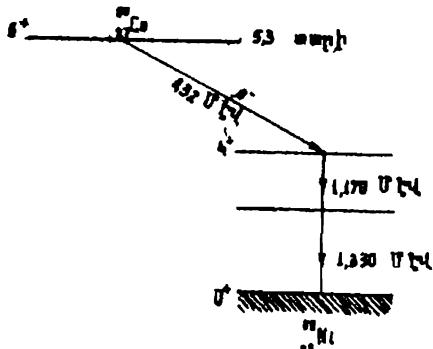
Աշխատանքում յ. Ծառագայթների աղբյուր է ծառայում ^{60}Co ռադիոակտիվ իգուտողը: ^{60}Co իգուտողը կայուն չէ և նրա կիսալրուման գարքերությունը $5,3$ տարի է, $^{60}Co \xrightarrow{60} Ni \xrightarrow{60} Ni$ -ի տրոհման սխեման բերված է նկ.3-ում: Ինչպես երևում է ^{60}Co տրոհման սիմեմայից, ^{60}Co տրոհման յուրաքանչյուր դեպքը ուղեկցվում է իրար մոտ էներգիաներով $1,17$ ՄԷ և $1,33$ ՄԷ քվանների արժակումով: Ներկա մեթոդում էներգիան միջինացվում է և ընդունվում է $1,25$ ՄԷ:

Թափի որ յ. Ծառագայթների էներգիայի որոշումը, կլանման գործակցի միջոցով, համեմատաբար կողիտ եղանակ է, այն թույլ չի տալիս բա-

ժանել երկու իրար մոտիկ դասավորված զծերը, որոնք առաջվում են ^{60}Co հղուառի կողմից:

Co -ի թ-ավեկտոր փափուկ $t / E_p = 0,92 \text{ USC} /$, այդ պատճեռով էլ եկ-արդուները կլանվում են հենց ամրությաի պատերի կողմից, որում գտնվում է աղբյուրը նոշա չ- մատագյթման համար այդ պատերը գործնականորեն թափանցիկ են:

Ժանի որ ^{60}Ni կողմից առարկան չ- թվանաները ^{60}Co -ի թ-արոհման ար-դյունք են, ապա չ- մատագյթման աղբյուրի կիսաթրոհման պարբերությու-նը ընդունվում է ^{60}Co -ինը՝ 5,9 տարի, այսինքն՝ աղբյուրը երկար կյանքի ակողություն ունի:



ն.9. ^{60}Co արոհման սիեման:

Չ- մատագյթների լրիկ կլանման գործակցի որոշման համար գտնում են Չ- մատագյթների հոսքի խոռոչյան կախվածությունը կլանիչի հաս-առելիունից, որը աելադրվում է աղբյուրի և դետեկտորի միջև:

Ժանի որ հաշվիչ սարքի գրանցած իմպուլսների N_x թիվը համեմատական է սինթելիացիոն հաշվիչի բյուրեղի Վրա ընկնող չ- թվանաների հոսքի խոռոչյանը, ապա փորձնականորեն կատարվում է $N_x = f(x)$ կախվածության չափումը, որտեղ X -ը կլանիչի հաստությունն է:

Աշխատանքի կատարման ընթացքն է ծանրթանալ սարքի աշխատանքի բացա-արձականի հետ: Սարքի տարացումից հետո կատարել ներքոնիշյալ չափում-ները՝

1. Զափել լաբորատորիայի ժոնը:

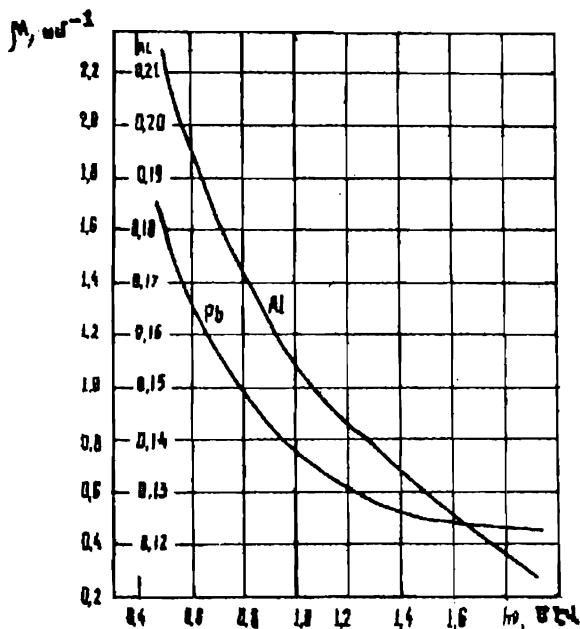
2. Արկնել չափումը աղբյուրի առկայությամբ:

3. Կատարել $N_x = f(x)$ կաման հանումը կապարի կլանիչի համար, փոփո-խելով կլանիչի հաստությունը՝ X -ը 0-ից մինչև 2-3 մ/ ընդամենը 10 կմ/ ժուրացանշյուր կետի չափման ակողությունը պետք է վերցնել

3-10 բովեւ:

4. Խանօրինակ չափումներ կատարել նաև ալյումինի կլանիցի համար:
5. Բոլոր կատարած չափումներում հաշվի առնել թոնը:
6. Ստանալ $\sigma_{\text{t}}(N_0/N_0) = f(x)$ կափումը գրաֆիկորեն և ուղղի թերությունը որոշել անկյունային զործակիցը, որը և կանոնիսանա որոշող կլանիցի համար / P_b և A_l / Ծառագայթների կլանման գծային զործակիցը $f_{Pb} \approx 1/4$, $f_{Al} \approx 1/6$:

Օգտվելով Ակ. Գ-ում քերպած՝ կորերից, որոնց արտահայտում են կլանման զործակիցի և γ - Ծառագայթների էներգիայի կախածությունը 0,4-
- 1,6 ՄԵԿ էներգիայի տիրույթում, գնահատել γ - Ծառագայթի էներգիան գնահատել կլանման զործակիցի և էներգիայի որոշման սխալ անցը:



Նկ. 4. γ - Ծառագայթների կլանման զործակիցի կախվածությունը նրա էներգիայից, կապը և ալյումինի համար:

ԱՍՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ինչպիսի՞ն է γ - մառազայթների կլանան գործակցի կախվածությունը էներգիայից:
2. Ի՞նչ մեթոդներով կարելի է որոշել γ - մառազայթների կլանան գործակցը /զանգվածային և զծային/:
3. Ի՞նչ եղանակներով կարելի է γ - մառազայթների էներգիան որոշել:

ԳՐԱԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Մոխին Կ.Ի., Էքսպերիմենտալյան յաձերանական ֆիզիկա. Ե.Ի., Ատոմ-իզդատ, 1984.
2. Խուճարյան Ա.Գ., Էքսպերիմենտալյան մեջությունների համար առաջարկ աշխատանքներ. Երևան, 1988.
3. Սборник лабораторных работ по ядерной физике под редакцией Т.В.Гришкина, Ю.П.Добрецев и др., М., Атомиздат, 1970.
4. Սборник лабораторных работ по ядерной физике под редакцией К.Н.Мухина., М., Атомиздат, 1979.

ԱՇԽԱՏԱՄ ԽՊ. 9. ԴՈԶԻՄԵՏՐԻԱ

1. ԾԱՌԱՋԱԹՄԱՆ ՔԻՄԻԿԱԼ ԾՎ ԿՇԽՍԱԲԱՆԱԿԱՆ ՆԵՐԳՈՐԾՈՒԹՅՈՒՆ

Միջուկային մառազայթումն ուժեղ այսահանող ներգործություն ունի կենդանի օրգանիզմների վրա, սկսած մանրեներից մինչև կաթնասունները: Ախտահարման ընութագրի ինտենսիվությունը կախված է մառազայթման չափից և տեսակից: Բոլոր դեպքերում տեղի է ունենում նյութի իոնիզացում: Նյութի իոնիզացումը տեղի է ունենում անդիշականորեն α , β , ρ , d և ուրիշ լիցքավորված մասնիկների ներգործության տակ: Եթեոք մասնիկներն ուղղակիորեն չեն առաջացնում իոնիզացում, սակայն նրանք առընդ պրոցեսներում ծնում են երկրորդային լիցքավորված մասնիկներ, որոնց և իոնիզացնում են միջավայրը:

χ - մառազայթները, գոլիսաղելով ով նյութի հետ, առաջացնում են էլեկտրոններ՝ կոմպոնու էֆեկտի, Ֆուուէնեկտի և էլեկտրոն-վոզիտրոնային գույզերի առաջացման պրոցեսներում: Նեյթրոնները նույնպես, գոլիսաղելով նյութի հետ, առաջացնում են լիցքավորված մասնիկներ, $/n$, χ/n .

ակցիաներում առաջանում են եաճարվածի պրոտոններ, որոնք և իոնիզաց-նում են նյութը Բարձր էներգիաների դեպքում նեյթրոնների ազդեցության առաջնային տեղի են ունենում և ուրիշ պրոցեսներ՝ /n,d/, /n,d/, /n,f/, ինչպես նաև առաջանում են եաճարվածի միջուկներ:

Կենդանի օրգանիզմը կազմված է հյուսվածքներից, մոլեկուլներից և մակրոսկոպիկ համակարգերից /օրինակ՝ մկանային հյուսվածքներից կամ շնչառական համակարգից և այլ և մատագայթման առաջնային ներգործությունը օրգանիզմի վրա դա մոլեկուլների և հյուսվածքների ախտահրումն է: Առաջնային ախտահրումն 2 մեխանիզմներ՝ ուղղակի և անուղղակի: Ուղղակի մեխանիզմի ժամանակ միջուկային մասնիկն ազդում է հենց մոլեկուլների վրա Անուղղակի մեխանիզմի ժամանակ մատագայթումը կատարում է ջրի մոլեկուլների քայլայում /զլխավորացես ՕՀ խմբի, ինչպես նաև Ի, ՀՇՕ ուղղիկալների/, որի արդյունքները ուսացիայի մեջ են մտնում մակրոմոլեկուլների հետ: Ուղղակի ախտահրումն ժամանակ, որը տեղի է ունենում շատ կարծ ժամանակամիջոցում, հյուսվածքը կորցնում է իր ֆունկցիաները /կիսվելու ընդունակությունը, սպիտակուցների և նուկլինային թըրուների սինթեզումը և այլն/: Մոլեկուլներում թիմիական կապերը պոկվում են, նրանց արոնվում են հիմնական ռադիկալների: Ճեղման արդյունքներն օժտված են քարծր թիմիական ակտիվությամբ, նրանց միանումն են հյուսվածքի մյուս մոլեկուլների հետ և առաջանում նոր միացություններ, որոնք հառուկ չեն առողջ հյուսվածքինցնա հանգեցնում է նյութափոխանակության խանգարման և որից հետո առըքեր օրգանների ֆունկցիաների խանգարման մատագայթման դոզայից և նրա տեղությունից կափած այդ փոփոխությունները կարող են լինել վերականգնելի կամ ոչ վերականգնելի:

2. ԺԱՌԱԳԱԹԹՐՄԱՆ ԴՊՁԱ

Ժառագայթման ժամանակ կենտանի օրգանիզմում տեղի ունեցող փոփոխությունները կազմված են մատագայթման էներգիայի, նրա տեսակի և կլանող միջավայրի հառկությունների հետ: Դրա համար հիմնական ֆիզիկական մեծություններ, որ ընութագրում է իոնիզացնող մասնիկների հոսքի գործողության աստիճանը, ընդունում են $\Delta = \frac{dE}{dI}$: Կլանող դոզայի միավորը ուսումնակարգությունը /գրեյը /Գր/ 1 ոտղ. = $100 \frac{\text{ԷՎ}}{\text{Գ}}$ = $0,01 \frac{\text{Ջ}}{\text{Գ}}$ = 0,01 Գր: Բաղդը համարկում է ցանկացած ռադիոակտիվ մատագայթման չափման համար α , β ունագեցնյան, նեյթրոնային/ ունիվերսալ միավոր: Մատագայթման կամացանական դոզայի հարաբերությունը մատագայթման ժամանակին

Կոչկում է դոզայի հզորություն $R = \frac{dO}{dt}$. դոզայի հզորություն միավորը $1 \frac{\text{մմ}}{\text{գր}} \Rightarrow 10^{-2} \frac{\text{կմ}}{\text{կգ}}$:

Ճ է ռենօգենյան ծոտազայթման համար, որպես ծոտազայթման դոզայի միավոր, ընդունվում է 1 ռենօգենը, որը նորմալ գայմաններում 1 ամ³ օ-դում առաջացնում է 2,088 . 10⁹ գույզ իրոնիք, այսինքն՝ յուրաքանչյուր լիցերից էլեկտրականություն մեկ էլ էկարտասահիկ միավոր:

Հաշվի առնելով, որ օդում ինչի առաջացման միջին էներգիան հավասար է 34 էվ, հեղա է կազ հասանել ռենօգենի էներգիայի համարժեքի և ուղղության միավորի միջին, եթե միշտապրը ոդ է.

$$1 \text{ Ո} = 2,088 \cdot 10^9 \cdot 34 \frac{\text{էվ}}{\text{մմ}} = 88 \frac{\text{էվ}}{\text{գ}} = 0,88 \text{ ռայ}$$

Դոզայի այսպիսի քնութագրումը կերպերվում է միշտ Յ ՄՀԿ էներգիա ունեցող յ - թվանիներին և ռենօգենյան ծոտազայթներին: Ծոտազայթման ուրիշ սեսավների համար օգտագործվում է դոզայի մեկ այլ միավոր՝ ռենօգենի Ֆիզիկական համարժեքը /ՈՒՀ/, որն առաջ է բերում անհիսի իրոնիքացիս, ինչպիսին 1 ռենօգենը հենալոնի օրգանիզմի ծոտազայթումը, նրա վրա ծոտազայթման ներգործությունը բնութագրվում է ոչ միայն էներգիայով և մասնիկի տեսակով, այլև հյուսվածների կերպարանական ունակությամբ և կենդանի օրգանիզմի զաշտանիչ ռեսկիւյոնի: Ան թե ինչու կենաքարտանկան օրյակների ծոտազայթման դոզայի համար մասնում է դոզայի հատուկ միավոր ՈՒՀ /ռենօգենի կենաքարտանական համարժեք/ կամ ՄՀ համակարգում միկրո /Մ, , ԷԲ, , ՏՎ/ 1 ՈՒՀ = 0,01 ՏԿ ռենօգենի կենաքարտանական համարժեքով՝ ՈՒՀ-ով արտահայտված ծոտազայթման դոզան համեմատական է ռենօգենի ֆիզիկական համարժեքով /ՈՒՀ/ արտահայտված դոզային և համառականաթյան գործակցին, որը արդեր է ծոտազայթման արդեր տեսակների համար: Այս քնութագրում է այս կամ այն տեսակի ծոտազայթումների ,, վասնակայթությունների,, կենաքարտանական օրյակների համար: Այդ քազագուշակիչը կոչվում է կենաքարտանական հարաբերական էներգիկություն /ԷՇ/: Առաջին այլուստական քերկան են ծոտազայթման որոշ տեսակների համար ԿՀՀ-ի արժեցները.

Աղյուսակ 1

Ծոտազայթման տեսակը	ԿՀՀ	Ծոտազայթման տեսակը	ԿՀՀ
Յ - ծոտազայթում	1	Պրոտոններ	10
Բ - մասնիկներ	1	Ժ - մասնիկներ	10
Հերմային նեյթրոններ	5	Ծանր միջուկներ	20

2 և 8 աղյուսակներում բերված են արտաքին նոռագայթման հոսքի սահմանային խոռոչյունները և տարրեր դոզավելող դեպքում կծնաբանական ներզործության արդյունքները /նոռագայթման միավազ ստացման դեղում/:

Աղյուսակ 2

Նոռագայթման ռեսակը	Նոռագայթման էներգիան	Ծարժական /86 ժամ/ թույլ արելի դոզան
ց,ունագենյան նոռագայթում	մինչեւ 2 ՄԷ	100 մոլի շաբաթ
թ յասնիկներ	մինչեւ 3 ՄԷ	$2,5 \cdot 10^6$ մասն/ամ ²
ձերմային նեյթրոն,	0,025 Է	$100 \cdot 10^6$ մասն/ամ ²
Դանդաղ նեյթրոններ	0,1 Է	$72 \cdot 10^6$ մասն/ամ ²
Արագ նեյթրոններ	10 ՄԷ	$2,6 \cdot 10^6$ մասն/ամ ²

Աղյուսակ 3

Նոռագայթման դոզան /ռեսակներ/	Նոռագայթման ազդեցության արյունացները
0 - 25	Տեսանելի ֆոփոխությունների քացակայություն
25-50	Հնարավոր է ֆոփոխություն արյան մեջ օռփոխություն արյան մեջ, աշխատունակության կորուս
50-100	Նորմալ վիճակի խանգարում, հնարավոր է մաս
100-200	Նորմալ վիճակի խանգարում, հնարավոր է մաս
400-500	Մանացու դոզա

Տրդ աղյուսակում բերված են ավյալներ, որոնք վերաբերում են ամբողջ օրգանիզմի նոռագայթմանը: Մարմնի ոչ մեծ մասի մանացու դոզան գերազանցող նոռագայթման դեպքում այն կարող է թողնել ավելի թույլ ներզործություն ընդհանուր օրգանիզմի վիճակի վրա:

9.ՊԱՇՏՎԱԿԱԽՈԹՈՒԽԻՑ ԻՐԱՆՀԱՑՅՈՒԽԻՆ ԸՆԴԱՑՄԵԹՈՒԽԻՑ

ա/ց և ռեսակնյան նոռագայթում: C ակտիվություն ունեցող /միւթէ կյուրի/ կետային իզոտոպ ց-աղյուրից R հոռակության վրա նոռ-

զայթման էտապոգիցիոն դոզան /Ռենազեններով/՝ է ժամանակում հաշվվում է հեռևյալ բանաձևով $\Delta = I_0 \frac{Gt}{R^2} + 1/$, իսկ հզորությունը՝ $P = I_0 \frac{G}{R^2}$ որտեղ I_0 -ն ավյալ ուղղուական իզոուողի լրիկ չ-հաստատուն է, այն իրենից ներկայացնում է էտապոգիցիոն դոզայի հզորությունը՝ արտահայտված Ռենազեն /ժամ միավորով/, որն առաջանում է 1 ամ-ի Վրա 1 նյութի ակտիվություն ունեցող ալբուրով/: ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs ուղղուական իզոուողների համար I_0 -ն համապատասխանարար $12,6; 13,2;$ $8,08$: Այդ մեծությունը կախված է ուղղուական իզոուողի արժակած չ-իզանաների թվից, նրանց կամ էներգիայից, միջուկի մեկ արոնմանը համապատասխան քվանուների ելեկտրականությամբ և շատապայթների ընդհանուր էներգիայի այն մասից, որը փոթակերպվում է երկրորդային էլեկտրոնների էներգիայի 1 ամ օդի շերտի անցման ժամանակէ: Դոզիմետրական գնահատման ժամանակ հարմար է օգտագործել մի ուրիշ միավոր՝ չ-համարժեց / G / և եթե երկու ուղղուական մառչներ գրանցեցի միենույն երկրաշափության դեպքում առեղծում են դոզայի միենույն հզորություն, ապա ասում են, որ նրանց ունեն միենույն չ-համարժեցի միավորն է ուղղումը միւկամ-համարժեցը /Ra մգ. համ/, այսինքն այնպիսի մառչի չ-համարժեցը, որի ծառագայթումը չափման միենույն դայմաններում առաջացնում է դոզայի այնպիսի հզորություն, ինչպիսին առաջացնում է պատկան էտալոնի 1 մգ ուղղումը 0,6 մմ հաստությամբ պլատինի ֆիլտրի առկայությամբ: Հասանակած է, որ 1 մգ ուղղումը այդպիսի դայմաններում 1 ամ հետափորության վրա առեղծում է $8,4$ ռ/ժամ դոզայի հզորությունը: Այդ պատճեով օգտագործելով զամանակամարժեցի հասկացությունը R /սմ/ $^{-2}$ հետափորության վրա, T /ժամ/ ժամանակի ընթացքում հաշվում է Δ դոզան /Ռ/ հեռևյալ բանաձևով:

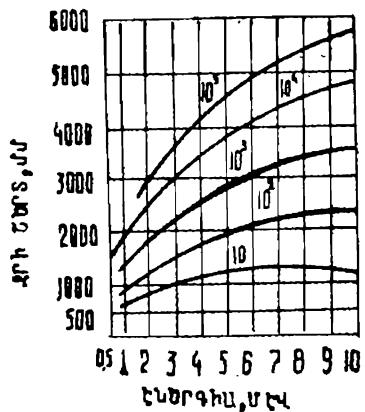
$$\Delta = \frac{8,4 Gt}{R^2} \quad /2/$$

Դոզայի արագաւայությունը ցույց է առիս նրա թուլացման Յ հնարապորություն։ 1. Կրծանել ծառագայթման ժամանակը, 2. մեծացնել հեռավորությունն աքրյուրից և 3. ալբրյուր ֆակել կլանման մեծ ընդունակություն ունեցող նյութով։ Հայտնի է, որ X հաստություն ունեցող նյութով անցնող ներ մոնտերումահիկան չ-ֆուշի ինտենսիվությունը նվազում է եթաղոննեցիալ օրենքով՝ $I = I_0 e^{-\tau X}$, որտեղ I_0 -ն ելանի համապատասխանարար սկզբնական է կերպնական ինտենսիվություններն են, τ -ն փոփոխական գործակիցը: T -ն քարդ մեռվ է կախված չ-ծառագայթի էներգիայից և նյութի հակությունից: 4-րդ այլուստակում թերկած են T -ի արժեցները առընթերում ամ-⁻¹ միավորներով:

Աղյուսակ 4

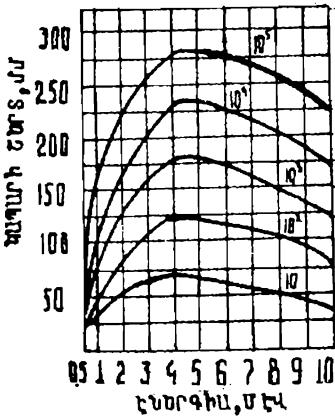
Էներգիա ՄՀ	օդ	ջուր	Կապոր
0,1	$1,98 \cdot 10^{-4}$	0,172	59,9
0,5	$1,11 \cdot 10^{-4}$	0,092	1,67
1,0	$0,81 \cdot 10^{-4}$	0,070	0,75

Լայն փնջի դեպքում դոզիմետրական վառացի գնահատման համար մտցնում են դոզայի կուտակման գործակից, որն իրենից ներկայացնում է դոզաների հարաբերությունը, երբ չափումները կատարված են լայն և նեղ փնջերի դեպքում:



Էներգիա,ՄՀ

Ակ. Զ. Լայն փնջի թուլացումը $10, 10^2, 10^3, 10^4, 10^5$ անգամ:



Էներգիա,ՄՀ

Ակար 1-ում բերված են լրում /ա/ և կապարում /թ/ լայն չ-փնջի ռադիացիական պատիկությամբ թուլացման նոմոգրամները:

Շ/Ձ և թ-մառազայթում: Ընդամենը մի քանի ամ օդի շերտը կամ ծխախոտի թուղթը ամբողջությամբ կլանում են բնական ռադիոակտիվությունը ունեցող նմուշների Ժ-մառազայթումը: Թ մառազայթումը կլանվում է մի քանի մետր օդի շերտով կամ մի քանի մմ ալյումինով: Հեղշտ է զնահանուլ թ/Ձ և թ/թ թությունը ունեցող էկրանի Շ/Ձ/ հաստությունը E/\sqrt{E} / էներգիա ունեցող թ-մառազայթների լրիկ կլանման համար:

$$d = \frac{0,57E - 0,161}{P}$$

Սակայն պետք է պահպանել հասուլ նախազգուշական միջոցներ Ժ և թ-բաց աղբյուրների հետ աշխատելիս ռադիոակտիվ նյութերի օրգանիզմ ընկնելուց խուսափելու համար:

4. ԹՈՉԻՄԵՏՐԱԿԱՆ ՄԱՐՁԱՌ

Դոզիմետրն իրենից ներկայացնում է մառագայթման գրանցիչ։ Դոզիմետրի օգնությամբ գրանցվում են մասնիկների գումարային հոսքը, մառագայթման դոզան, այսինքն՝ գրանցվում է էներգիա կամ իոնիզացիոն հոսքը։ Ամենատարածված դոզիմետրերը համեյալ ներն են։

1. Դոզիմետր կոնդենսատորային խցիկի հիման վրա։

2. Սինալի յառարային դոզիմետր։

Դոնդենսատորային խցիկը դա բարձրորակ մեկուսիչով անջատված երկել եկարողային համակարգ է։ Խա արտաքին լարման աղբյուրից լիցքավորվում է որոշակի պոտենցիալ ների տարերությամբ։ Ան այդ լիցքավորված խցիկը անդարձնեց իոնիզացիոն մառագայթման դաշտում, ապա խցիկի գազային ծավալում կառաջանա լիցք և սկզբնական պոտենցիալ ների տարերությունը կփոքրանա /առաջացած լիցքը երր կնատեն խցիկի էլեկտրոդներին/։ Հարման այդ փոփոխությունը՝ ΔU -ն, ճենց հանդիսանում է մառագայթման դոզայի շափակությունը՝ ΔE / Ն-ն, ճենց հանդիսանում է մառագայթման դոզայի շափակությունը / ինչպիսին է, օրինակ, գրգանի դոզիմետր $\Delta E/02$ -ն/։

Սինալի յառարային դոզիմետրն իրենից ներկայացնում է հոսանքային ուժիմով աշխատող ստվորական սինալի յառարային գրանցիչ։ Զափող մառագայթումն ընկնում է սինալի յառարի ծավալ։ Գրանցիչի մեկ շղթայում գրանցվում է հոսանքի ուժի իմպուլսը՝ նա, որը համեմատական է սինալի յառարում միավոր ժամանակում կլանված էներգիային / ΔE / կամ կը լանված դոզայի հզորությանը՝ նա՝ $\sim \Delta E \sim P$ կլ։ Կլանված դոզան իր հերթին համեմատական է մառագայթման դոզայի հզորությանը։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՈՒՄԸ

1. Ժանոթանալ $\Delta E/0,1$ դոզիմետրի սելինիկական նկարագրին և նորագարանու սարթը շափումների։

2. Զափել ավյալ ռադիոակտիվ նմուշի չ-մառագայթման դոզայի հզորությունը $0,5$, $0,7$ և 1 մ հեռավորության վրա և նրանից $/1$ բանաձեռու որոշել նմուշի ակտիվությունը։

3. Որոշել շափմած դոզայի հետաքրությունից կաֆված քնութագիրը և այն համեմատել $/1$ բանաձեռի հետ։

4. Մառագայթման շափմած դոզայի հզորության օգնությամբ որոշել 1մ հեռավորության վրա ռուանց պաշտպանիչի աշխատելու թույլատրելի ժամանակը։ Դրա համար օգտագործել շաբաթական թույլատրելի դոզայի արժեքը $/0,1$ Ռ, այդ դեպքում τ թույլատրելի ժամանակը $= 0,1$ Ռ $/P$ Ռ/ժամ։

5. Որոշել նմուշից գտնվելու անվանագիրը հեռավորությունը՝ $R_{\text{հ}}=0$

36 ժամ։ Աղխատանքային շաբաթի դեղումները կարելի են որոշել առանց մասնակիության համար։

պաշտպանիչի աղբյուրի դեղքում, չափելով աղբյուրից կամայական շ հեռավորության վրա դոզայի հզորությունը՝ P_2 -ը։ Թանի որ γ -օտագայթման դոզայի հզորությունը հակաղարծ համեմատական է աղբյուրից հեռավորության քառակուսուն, ապա կարելի է գրել ($P_g \cdot R_{\omega}^2 = P_2 \cdot r^2$, որտեղ P_g -ին դոզայի թույլաթելի հզորությունն է $P_g = 0,1 \text{ дж/кв} = 0,77 \text{ мк}$ Վրկ.) :

Աղբյուրից անվտանգ հեռավորությունը որոշվում է այսպես՝ $R_{\omega} = \sqrt{P_2/P_g}$. 0,6-րդ աղյուսակի օգնությամբ, որտեղ բերված են կապարե պաշտպանիչի հաստությունները մմ-երով: Որոշել կապարե պաշտպանիչի անհրաժեշտ հաստությունը ամուշից 0,6 մ հեռավորության վրա շարաթական 36 ժամ աշխատելու ընթացքում:

Աղյուսակում տրված են γ -քվանտների էներգիաները և օտագայթման թափանցման վեցամյա ժամանակակից էներգիաները:

Աղյուսակ 5

Հ-քվանտների էներգիան E_{γ}	թուլացման K - գասիկությունը								
	1,5	2	5	8	10	20	50	100	
0,1	0,5	1,0	2	2	3	3,5	4	5	
0,2	1	2	4	5	5,5	6	8,5	10	
0,3	1,5	3	6	8	9	11	14	16	
0,5	2	5	11	15	16	20	26	30	
0,6	3	7	15	19,5	21	26	32,5	38,5	
0,7	4	8	19	23,5	26	32,5	39,5	47	
1	8	13	28	35	38	49	60	70	
1,25	9,65	15	33	42	45	58	72	84,5	
1,5	11	27	38	48	51	66	82	96,5	
2	12	20	43	55	59	76	96	118	
3	13	21	46	59	65	89	106	122	
10	9	18,5	30	38	42	56	73	87	

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀՄՐՑԵՐ. ԱՎ ԽՆԴԻՐՆԵՐ

1. Յույց տալ, որ թեևացենի էներգետիկ համարժեք են հանդիսանում օդի $2,08 \cdot 10^9$ գույզ իոն/սմ²-ը, $8,8 \cdot 10^{14}$ էՎ/սմ², $0,114$ էրգ/սմ²-ը և 87 էրգ/գ-ը:

2. Հասարակածին մոտ տիեզերական մատագայթման հաշվին ծովի մակերեսութիւնը առաջանում են $2,4$ գույզ իոն/սմ² վրկ. 6100 մ քարձորություն ու-

Նեցող սարի Վրա 29 զույգ իոն/սմ² վրկ.։ Որոշել մարդու ստացած ռարեհ-կան դոզան ծովի մակերևույթի և սարի Վրա:

Յժողիմեարական սարի աստիճանավորման համար օգտագործվում է 280 միլի Կյուրի ակտիվություն ունեցող ^{60}Co -ի իզոտոպը։ Հաշվել օրվա լնացած քանի՞ ժամ կարելի է աշխատել չբաշտպանված աղբյուրից ՑՄ հեռավորության վրա։

4. Ականովկած են արդյոց անվանագ աշխատելու գայմանները սենյակում, որը բաժանված է լաբորատորիայից 0,5 մ հաստությամբ քեռոնե պատով։ Լաբորատորիայում աշխատում են 100 մԿյուրի ակտիվություն ունեցող ^{60}Co -ի իզոտոպը և նախագույն հեռավորությունը աղբյուրից 4 մ է։ Բեռնում 1,3 ՄԷԿ էներգիայով յ-օտոքայթների կլանաս գործակիցը հավասար է $0,124 \text{ m}^{-1}$:

Տիհնչքան ժամանակ կարելի է աշխատել ուղիղականիվ նմուշի հետ նրանից մմ հեռավորության վրա, որի յ-համարժեքը հավասար է 20 մգ ուղիղում համարժեքի։

5. Աշխատանքում չափված դոզայի հզորությունը 280 մՌ/վրկ. է։ Յ. Եկանեների էներգիան հավասար է 1,3 ՄԷԿ։ Հաշվել քեռոնե պաշտպանիչի հաստությունը, որը կթուլացնի դոզայի հզորությունը մինչև թույլատրելի սահմանը։ 1,3 ՄԷԿ էներգիայով յ-օտոքայթման կլանաման գործակիցը քեռոնում հավասար է $0,124 \text{ m}^{-1}$ ։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П., Ядерная физика И., Наука, 1979.
2. Иванов В.И., Дозиметрия ионизирующих излучений, М., Атомиздат, 1964.
3. Дозиметрия ионизирующих излучений, основные понятия, терминология, вып. 70, М., Наука, 1965.
4. Голубов Б.И. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. М., 1976.

ԱՇԽԱՏԱՆՁ 10. ՖԻԼՄԱՑԻ ԻՆՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ՄՇԱԿՈՒՄՆ ՄԹՈՂԻԴԱՅ

Բարձր էներգիաների փորձարարական ֆիզիկան ներկայումս ամենաբարդն է և թանկարժեքը, այդ իսկ պատճեռով գիտափորձերը և նրանցից ստացված տվյալների հետազա մշակումը մեծ մասսամբ կտարկվում է խոշոր համագործակցությունների կողմից, որոնց մեջ մտնում են բազմաթիվ գիտական հատակություններ և երկրներ: ԵՊՀ-ի ֆիզիկայի ֆակուլտետի միջուկային ֆիզիկայի ամբիոնը ևս մի շաբաթ համագործակցությունների անդամ է Ամբիոն համագործակցում է ՄՀՄԻ-ի /Միջուկային հետազոտությունների միացյալ ինստիտուտ/ միջուկային պրոբլեմների բարձր էներգիաների ֆիզիկայի լարորատորիաների հետ, ինչպես նաև նրանի ֆիզիկայի ինստիտուտի հետ: Մտացված ֆիլմային ինֆորմացիան անցնում է դիտարկման փուլով, իսկ մըշակման մնացած փուլ երջ կատարվում են նրան-ում, ՄՀՄԻ-ում: Բացի այդ, որպես համագործակցության անդամ, ամբիոնը հարավորություն ունի օգագործել վերջնական արդյունքները, որոնց պահպան են մազնիսական ժապավեսի վրա, և կատարել ֆիզիկական հետազոտություններ: Այժմ նրան-ում գործում է ֆիլմային ինֆորմացիայի մշակման մեծ լարորատորիա, որն ապահոված է անհրաժեշտ ամենածամանակակից սարքավորումներով:

Լարորատոր աշխատանքի կատարման համար մենք օգագործում ենք ՄՀՄԻ միջուկային պրոբլեմների լարորատորիայի մեկ մետրանոց պրոպանային պղղչակային նցիկից ստացված ծոտուապակենները, ուր լուսանկարված են 5 ԳԵլ /C իմպուլսով $\pi = \text{մեզոնների } \frac{\text{փոշի}}{\text{ածխածնի}} \text{ միջուկի } \text{ հեռազեցության } \eta \text{ եպքերը և բարձր } \xi \text{ ենրգիաների } \text{ լարորատորիայի } \text{ երկու } \text{ մետրանոց } \text{ պրոպանային } \text{ պղղչակային } \text{ նցիկից ստացված } \text{ լուսանկարները, որում } \text{ պրոտոնների } /P/, \text{ դեյտրոնների } /D/, \text{ հելիումի } \text{ միջուկների } /^3\text{He}/ \text{ և ածխածնի } \text{ միջուկների } /C/ \text{ մեկ } \text{ նուկլուսին } \text{ ընկնող } 4,2 \text{ ԳԵլ/ } \text{ իմպուլսով } \text{ փոշերը } \text{ փոխազդում } \text{ են } \text{ ածխածնի } \text{ միջուկների } \text{ հեռա:$

ՊՐՁԱԿԱՑԻ ԽԹԻԿԻ /ՊԲ/ ԱՇԽԱՏԱՆՁԸ

ՊԲ-ն դասվում է այն հետազային գրանցող ստորերի թվին, որոնց միաժամանակ նաև թիրախի դեր են կատարում: ՊԲ-ն լցված է թափանցիկ հեղուկով, որը գտնվում է եռման շերմաստիճանին մոտ կիմակում: Խցիկն ունի ընդարձակող մեխանիզմ, որը նեղուկը քերում է կիսակայուն /գերտարացած/ կիմակի: Այդ կիմակը պահպանվում է այնքան ժամանակ, թանի դեռ նեղուկում չկան անհամասեռություններ:

Խցիկի ընդարձակումը տեղի է ունենում փոշի նցիկ մանելուց մի քանի միլիկայրկյան առաջ /փունջն անցնում է կենորոնական հորիզոնական հարթությամբ/. Փնջային մասնիկների և պրոպանի միջուկների հեռազեցության հետևանքով առաջնում են երկրորդային մասնիկները:

Լիցքավորված երկրորդային մասնիկները կրում են իոնացման կորուստներ, որի հետևանքով նրանց հետազծի երկայնքով առաջանում են պղպջակի տեսքով եռման կենարուներ: Ցնչի անցնելուց հետ 2 միջիկայրկյանի ընթացքում պղպջակները մեծանում են մինչև 800 միկրոն, նցիկը լուսանկարվում է մի թանի գրուեցիաներով որոնք թույլ են տալիս դեռքի տարածական կերպաննում: Լուսանկարելուց հետ ժապակենը տեղաշարժվում է, իցիկը սեղմվում է, պղպջակներն անհայտանում են և սարթը պատրաստ է հաջորդ փուլին: ՊԵ-Ն տեղադրված է մազնիսական դաշտում, որն ուղղված է իցիկի նորիզոնական հարթությանը, ինչպես նաև ֆուռտազպենին ուղղահայաց: Այդ թույլ է տալիս որոշել մասնիկի լիցքն ըստ կորության ուղղության և իմպուլսն ըստ կորության շառավիճակի լիցքավորված մասնիկի հետազիքը մազնիսական դաշտում մի կորպահեծ է, որի գրուեցիան հարթության վրա շրջանագիծ է հեռայի շառավիճակ:

$$R = P \cos \alpha / 0.3 H$$

որտեղ R -ը կորության շառավիճակը / ամ /, P -ն՝ մասնիկի իմպուլսը, H -ը՝ մազնիսական դաշտի լարվածությունը / կիլոդատեղներով / α -ն՝ իմպուլսի և նորիզոնական հարթության միջև կազմված անկյունը:

Մասնիկների իմպուլսների որոշման համար օգտվում են հատուկ շաբաթուներից, որոնց վրա զգված են տարբեր շառավիղներով շրջանագծերի հատվածներ, որոնց համապատասխանում են իմպուլսների տարբեր արժեքների: Այսպիսով, որոշված իմպուլսի արժեքը կունենա 30 % -ի մշտություն, որը լիովին բավարար է լարորատոր աշխատանքների կատարման համար:

ՊԱՏԿԱՆՆԵԼՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԱԶՐԱՄԱՆՆ ՓԱՔԻՆ

Դիտարկման ժամանակ, ամենից առաջ, անհրաժեշտ է որոշել սկզբնական մասնիկի պատկանելությունը փնջին: Փնջային \mathcal{P} -նեզունները, ինչպես նաև երկրորդային մասնիկները, որոնք ունեն նույնական իմպուլսներ և, հետաքար, հետազծի նույնական կորություն, անցնում են միմյանց նըկառամբ իիստ զուգահեռարձնցիկի տիրույթում թույլ առված տակելազույն շեղումը կազմում է $\Delta X = \pm 1 \text{ ամ}$ և թույլառվածից ավելի մեծ շեղումով մասնիկները համարվում են փնջայինին չպատկանող: Հետազոտվող դեռքերն անպայման պետք է պատկանեն փնջային մասնիկների փոխազդեցությանը:

Ֆիլմային ինֆորմացիայի մշակման բոլոր փուլերը վերաբաշխել մի-քայլային թիզիկայի ընդհանուր գրականիկումի ասհմաններում հարակորչել, առաջայն արդեն դիտարկման փուլը բավական պարզ և հայեցական պահեցացում է տալիս հետազոտվող երկույթի մասին:

Դիտարկումը կատարվում է մի սարքի վրա, որը պատրաստված է ամբիե-

Նույն և կառուցված է երկու ֆուլիուզորացիշներից /115 x 130/ մբ չափի սեղանի վրա, իրենց մեխանիկական և էլեկտրական համակարգերով, որն ապահովում է ժաղավանի տեղաշարժը:

ՄԱՍՆԻԿԱՆՑԻ ԽԻԹԱՄԱՅՈՒՄԸ

Քանի որ Պ-ն տեղադրված է մաքնիսական դաշտում, ապա դրական և բացասական մասնիկները կթերվեն արքեր ուղղություններով, մեր դեպքում՝ դրական մասնիկները՝ աջ /դիմի ուղղության նկատմամբ/, բացասական մաս միկները՝ ծախտիուր որ բացասական մասնիկները համարվում են π^- մեզոններ, և - էլեկտրոններ, քանի որ հայտնի է, որ K^- -մեզոնների և Σ^- հիպերոնների քանակը շնչին է:

Դրական մասնիկները կարող են լինել կամ պրոտոններ, կամ π^+ մեզոններ: Գոյություն ունեն այդ մասնիկներն իրարից տարբերող մի շարք հայտնիշներ, որոնց գործում են տարբեր իմպուլսային միջակայցում: Ա/նույնացումը /իդենտիֆիկացիա/ ըստ իրնացման մասնիկները տարբերում են ըստ հարաբերական իրնացման:

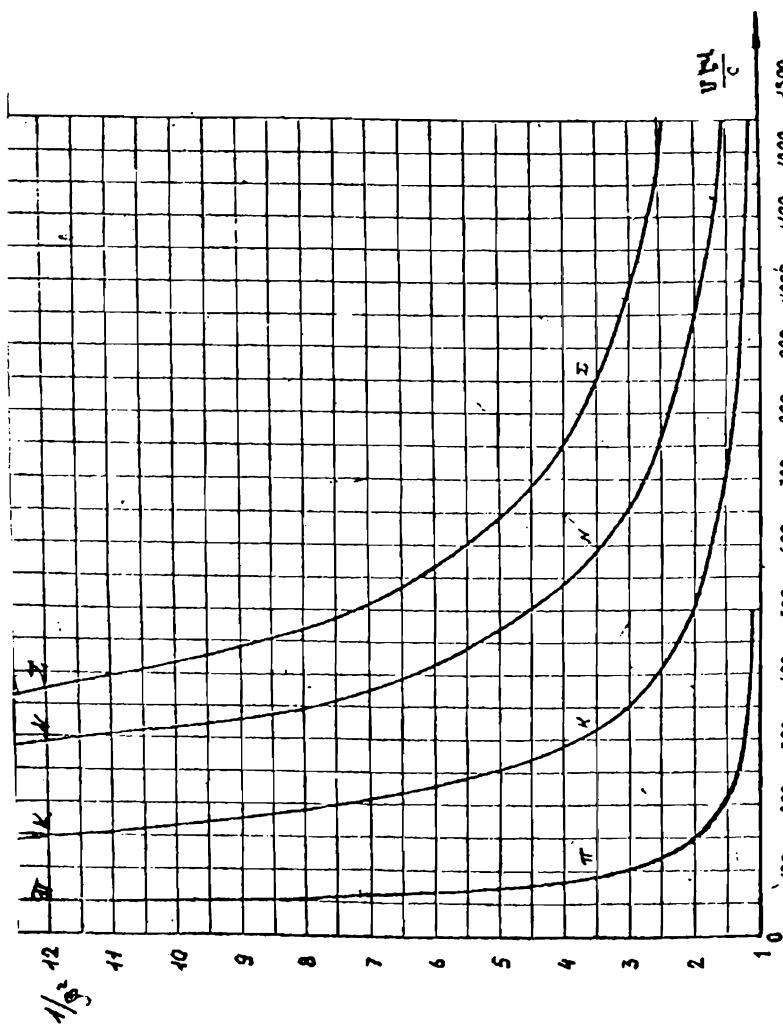
Հայտնի է, որ լիցցավորված մասնիկի իրնացման կորուստները ուղիղ համեմառական են լիցցի քառակուսուն և հակադարձ համեմառական են արագության քառակուսուն:

$$I \sim \frac{Z^2}{\beta^2} \quad \beta^2 = \frac{v}{c}$$

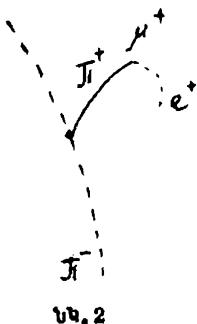
Ազ. 1-ում քերված է իրնացման կախումը իմպուլսից տարբեր մասնիկների համար: Ազարից հետևում է, որ $P_{\pi} \geq 150$ ՄԷՎ/ իմպուլսով π^+ մեզոնների իրնացումը նվազագույնն է՝ $I_{\text{տար}} P \leq 750$ ՄԷՎ/ իմպուլսներով պրոտոնների իրնացումը $I_{\text{տար}} \approx$ գերազանցում է 1,5 անգամ: Այն դրական մասնիկները, որոնց համար $I/I_{\text{տար}} > 1,5$ տեսողականորեն ունեն ավելի հոգ հետազօտեր, իսկ $I/I_{\text{տար}} < 1,5$ դարձում՝ մասնիկների հետազօտելու համար, քանի որ պղպջակների խոռոչյունն անում է $1/C_{\text{տար}}$:

Այսպիսով, $P \sim 150 \div 750$ ՄԷՎ/ միջակայցում $I/I_{\text{տար}} \approx 1$ մասնիկները համարվում են π^+ մեզոններ, իսկ այն մասնիկները, որոնց համար $I/I_{\text{տար}} \geq 1,5$, նույնացվում են որպես պրոտոն: Նշենք, որ նույնացման այդ մեթոդը կիրառելի չէ $\alpha \sim 30^\circ - 40^\circ$ / խորության անկյունը ունեցող հետազօտելի համար, քանի որ պղպջակների խոռոչյունն անում է $1/C_{\text{տար}}$: Ա/նույնացումն ըստ կանգառի հիմնված է այն երեսութիւնի վրա, եթե փոքր / $P_{\pi} < 190$ ՄԷՎ/ իմպուլսով π^+ մեզոնները խցիկում ունեն մոտ 20 մմ վազք, որից հետո արոնվում են խցիկի ծավալում, հիմնականում $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ եղանակով, իսկ μ^+ մեզոնն իր հերթին արոնվում է $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_{\mu}$ եղանակով և ունի բնութագրական ~ 90 ՄԷՎ/ իմ-

Ազ. 1. Տարբեր մասնիւնքի իրավագույն կառուտանքնի կախությունների պահուսից:



պուլս և ℓ_{∞} մմ երկարություն, այսինքն ժաղավենի վրա երևում է Ակ.2-ում բերված պատկերը:



ծավալից, իսկ եթե $\ell_1 \neq \ell_2$, ապա այն կանգ է տոել:

զ/նույնացում ըստ կանգարի կօգտագործվի այն դեպքում, երբ π^- և ρ^- հայտանիշ երը չեն անցնում: $\pi^+ - \text{մեզոնների}$ վազքը պրոզանային խցիկում բերված է Ակ.3-ում:

Երեսում է, որ հավասար իմպուլսների դեպքում պիոնի վազքը ավելի մեծ է $R_\pi(P)$, քան պրոտոնինը՝ $R_p(P)$: Առեւ մասնիկի թվաքայլը ավելի մեծ է, քան $R_p(P)$ նույն իմպուլսի դեպքում, ապա մասնիկը նույնացվում է որպես $\pi^+ - \text{մեզոն}$:

Դ/նույնացում ըստ δ էլեկտրոնների օգտագործվում է բարձր էներգիաներով / $P > 750 \text{ MeV}/c$ / որական մասնիկների համար: Այդ տիրույթում մյուս բոլոր հայտանիշ երը: Կիրառելի չեն: δ - էլեկտրոնին M զանգվածով և P իմպուլսով մասնիկի կողմից փոխանցված առավելագույն իմպուլս:

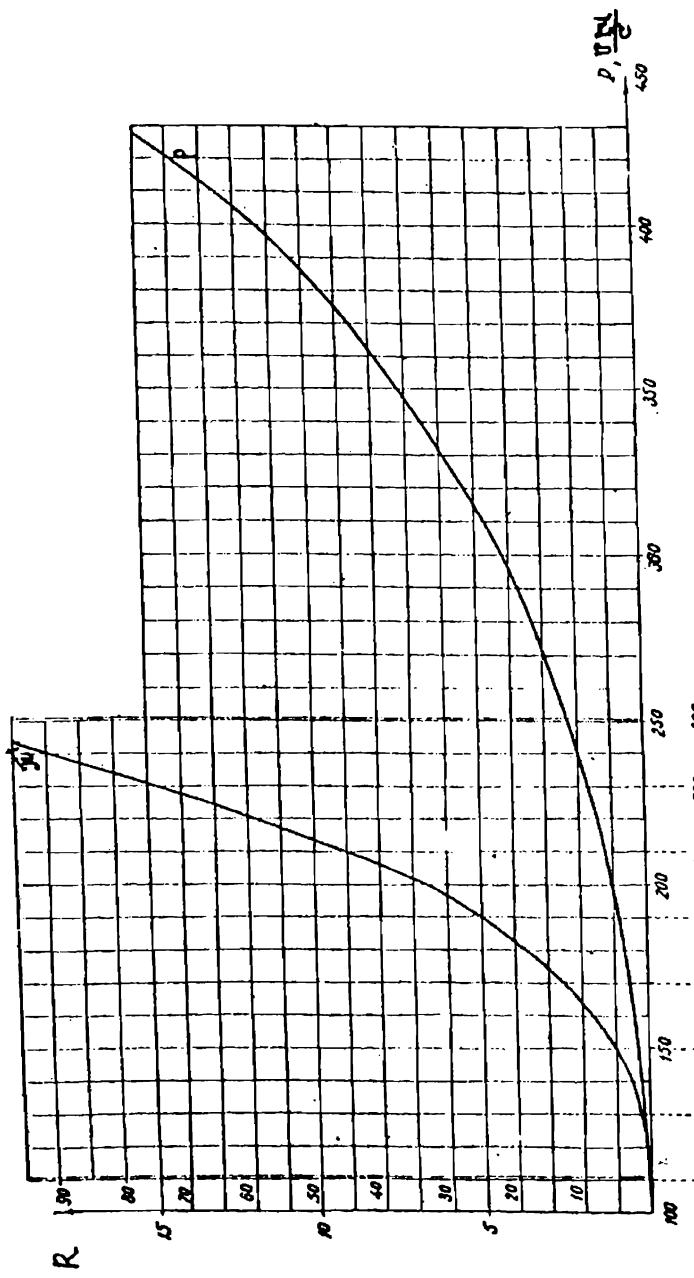
$$P_{\text{max}}^\delta \approx 2 m_e P^2/M^2$$

Այդ կնշանակի, որ հավասար իմպուլսների դեպքում $P_{\text{max}} - \sigma$ պիոնի համար $\frac{m_e}{M^2} \approx 45$ անգամ ավելի է, քան պրոտոնի համար: Այսպիսով, եթե հատագծի վրա գունդող δ - էլեկտրոնի իմպուլսը գերազանցում է պրոտոնի համար թույլատրված առավելագույն արժեքը, ապա մասնիկը նույնացվում է որպես $\pi^+ - \text{մեզոն}$ և δ էլեկտրոնի իմպուլսը $P^\delta < P_{\text{max}}$, ապա մասնիկը դիտվում է կրկնակի վարկածով՝ $\pi^+/P : \delta - \text{ էլեկտրոնի } \epsilon$ ներգիյի կախվածությունը պրոտոնի իմպուլսից բերված է Ակ.4-ում:

Նթե մասնիկի կանգարը չի ուղղված ցըվում աման պատկերով, և կանգառը տեղի է ունեցել խցիկի ծալալում, ապա մասնիկը նույնացվում է որպես պրոտոն:

Մասնիկի կանգարը ստուգելու համար անհրաժեշտ է յափել հատագծի երեացող ծայրակետի և որևէ ժաղավենի վրա նշանակած խցիյի միջև եղած հետափությունը երկու պրոեկցիաներում: Եթե $\ell_1 = \ell_2$, ապա մասնիկը դուրս է Ակել խցիկի

Անգլիական պատճենահանության գրառադաշտը:



$e(\text{ՄԵ}/\text{с})$

30
28
26
24
22
20
18
16
14
12
10
8
6
4
2

1000 2000 3000 4000 5000 6000 $P(\text{ՄԵ}/\text{с})$

$p \frac{\text{ՄԵ}}{\text{с}}$	$e \frac{\text{ՄԵ}}{\text{с}}$
600	0.3
940	1
1320	2
1620	3
1870	4
2100	5
2300	6
2500	7
2700	8
2800	9
2960	10
3100	11
3240	12
3380	13
3500	14
3600	15
3740	16
3860	17
3980	18
4090	19
4200	20
4300	21
4400	22
4500	23
4600	24
4700	25
4800	26
4900	27
5000	28

Ա. 4. - Տեղակառնի էներգիայի կտրումը
պրոտոնի իմպուլսից

**\mathcal{T}^- ՄՆԱՌՈՒՆԻ ՊՐՈՊԱՍԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՀԵՏ ԹՈԽԱՐԴՐԵՑՈՒՅՑ
ԹԵԱՆ ԴՆՑՅՈՒՆԻ ԴԱՍԱԿԱՐԳՈՒՅՑ**

$\mathcal{T}^-(C_3 H_8)$ փոխազդեցությունները դասակարգում են հետեւալ կերպ.

1. „P” տիպի դեպքեր, որոնք նշանակում են, որ \mathcal{T}^- մեզոնը փոխազդում է ջրածնի միջուկի հետ կամ ածխածնի թվազիազառ պրոտոնի հետ:

2. „N” տիպի դեպքեր, եթե \mathcal{T}^- մեզոնը փոխազդում է ածխածնի թվազիազառ նեյտրոնի հետ:

3. „C” տիպի դեպքեր, եթե ընկնող \mathcal{T}^- մեզոնը փոխազդում է ածխածնի միջուկի հետ:

„P” տիպի դեպքեր: Ելեկտրական քարիոնային լիցենի պահանման օրենքները, ինչպես նաև կինեմատիկական սահմանափակումները բերում են \mathcal{T}^- փոխազդեցությունների սահմանման հետեւալ հայտանիշներին.

ա/Բոլոր երկրորդային մասնիկների գումարը ($\chi_{\text{Ե}}$) հավասար է 0 -ի ($Q=0$):
թ/Երկրորդային պրոտոնների թիվը 1-ից ավելի չէ, ընդ որում քացանում է որեւէ այլ հիգերոնի գոյությունը պրոտոնի հետ համատեղ:

զ/Գրուռոնը /եթե այն կա/ չպետք է թուշի եռեւ կիսասթերան լաբորատոր համակարգում:

դ/Ասողի կենարունում „, ըլոր, , չկա, այսինքն մի հոծ հեռազիծ, որն առաջանում է միջուկի եահարկածից:

„N” տիպի դեպքեր: \mathcal{T}^- փոխազդեցությունների սահմանման համար առաջարկվում են հետեւալ հայտանիշները

ա/Բոլոր երկրորդային մասնիկների գումարը ($\chi_{\text{Ե}}$) հավասար է 1-ի ($Q=-1$):
թ/Վերջանական վիճակում պրոտոնների /քարիոնների/ թիվը 1-ից ավելի չէ:

զ/Գրուռոնը /եթե այն կա/ եռեւ կիսասթերան չի թուշում:

դ/Ասողի կենարունում „, ըլոր, , չկա:

„C” տիպի դեպքերն այն բոլոր դեպքերն են, որոնք չեն դասակարգվում
„P” և „N” տիպի դեպքերի շարքին, այսինքն աեղի է ուսնենում ընկանող մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկի հետ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԱՐԳԱԾ

1.Միացնել սարքը, սեղանի աջ և ծախ կողմերում գտնվող կոմակներով տեղաշարժել ֆոտոժպակենը և գտնել որեւէ դեպք երկու պրոտեկտիաներում:

2.Որոշել դեպքի պահանելությունը առաջնային մասնիկի խցիկը լցնել նյութի հետ փոխազդեցությունը:

3.Որոշել երկրորդային մասնիկների կանգառը:

4.Խույնացնել երկրորդային մասնիկները:

5. Որոշել փոթագղեցության տիպը:

6. Ակարել դեպքը հասուկ ըւանկների վրա և լրացնել բոլոր կետերը:

ՍՏՈՒԴԵՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԾՐ

1. Ո՞րն է Պ-ի աշխատանքի սկզբունքը:
2. Ինչպես է կատարվում դրական մասնիկների նույնացումը:
3. Ինչպես է կատարվում մասնիկների նույնացում ըստ իոնացման:
4. Ինչպես է կատարվում մասնիկների նույնացում ըստ իմպուլս-վազք հարաբերակցության:
5. Ինչպես է կատարվում դրական պիոնների նույնացումն ըստ կանոնի:
6. Ինչպես է կատարվում նույնացումն ըստ δ - էլեկտրոնների:
7. Որո՞նք են դեպքերի որոշման հայտանիշերը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Александров Ю.А., Пузырьковые камеры М. - Атомиздат, 1963г.
2. Мухин К.Н., Экспериментальная ядерная физика. М. Атомиздат, 1984г.
3. Байдин А.М., Кинематика ядерных реакций, Атомиздат, 1968г.
4. Локк У., Ядерная физика частиц высоких энергий, из-во И.Л., 1962г.
5. Колашникова В.Н. Казодaeв М.Е., Детекторы элементарных частиц, из-во "Наука", 1966г.

**ՏԻԾՁԵՐԱԿԱՆ ԾԱՌԱՋԱՑՑԱՆՑԻ ՖԻԶԻԿԱ
ԱՇԽԱՏՄՆՅ ՆՈ.11**

1. ԱՌԱՋԱՆՑԻ ՏԻԾՁԵՐԱԿԱՆ ԾԱՌԱՋԱՑՑԱՆՑԻ ԴՐԱՄԱԿԱՆ

Տիեզերական մատագայթները հայտնագործվել են պատահականորեն Ել-սըտերի, Հայտելի և Վիլսոնի կողմից՝ Ֆիզիկական այլ երևույթների ուսումնասիրության ժամանակ։ Ելասերը և Հայտելը, որոնց մթնոլորտային էլեկտրականության հետազոտողներ էին, 1900թ. կատարած փորձերում դիմեցին օդի այնպիսի իրանցում, որը չեր բացառում այդ ժամանակ հայտնի Ֆիզիկական օրենքներով։ Նոր հայտնագործված երևույթի էռլիցունը հասկանալու համար նրանք կատարեցին բազմաթիվ փորձեր՝ հարավոր ամենը վերացնելու նպատակով, որոնք կարող էին իրանցման պատճառ հանդիսանալ։ Սակայն որոնումները ցանկալի արդյունք չտվեցին։ Դիմում էր մնացորդային իրանցման, որը կափած չէր ոչ փորձի պայմաններից և ոչ ել շրջապատող միջավայրի ազդեցությունից։ Նրանք փորձերի արդյունքներից եք ներով եւթաղրեցին, որ այդ իրանցման պատճառը ինչ-որ անհայտ ընույթի ծառագայթներ են։ Անհայտ էին նաև այդ մատագայթման աղբյուրները։ Միջավայրի վրա զործող ազդեցությունը դրանց աման էին ունացենալու և ուղիղությունիկ մատագայթներին, սակայն նրանցից տարբերվում էին նյութական միջավայր թափանցելու ավելի լավ հակուրդյամբ։

Այդ նույն թվականին Վիլսոնը, որը կատարում էր իրանցման խցիկի միջոցով ուղիղությունիկ մատագայթման զրանցման փորձեր, Ելասերից և Հայտելից անկախ դիմեց անհայտ մատագայթների ազդեցության առաջ տեղի ունեցող իրանցում։ Մանրակրկիտ հետազոտությունների շնորհիվ նա հանգեց այն եղբակացության, որ դիմումը իրանցման առաջացնող մատագայթներն ունեն արաթերկրային ծագում։ Սակայն հայտնագործված մատագայթման ախեղերական ծագման մեջ համոզվելու համար այդ ժամանակ, հավանաբար, պահանջվում էին լրացուցիչ փորձարարական ավյալներ, որոնք ավելի ուշ ստացվեցին Հեսսի, Առլիներստերի և այլոց կողմից։ Անհայտ մատագայթների անմիջական շափումների առաջին ովյալներն ստացվեցին Հեսսի կողմից՝ ողապարիկով վեր բարձրացվող հերմետիկ իրանցման խցիկի միջոցով 1911թ. կառարկած փորձերում։ Նա նկատեց, որ օղապարիկի բարձրացմանը զուգընթաց իրանցումը խցիկում ակզրում նվազում է, այնուհետև արագ անում։ Ըստ որում այդ փորձերում հասանելի 5 կմ բարձրության վրա իրանցման մեծությունը խցիկում զերազանցում է իրանցման՝ երկրի մակերևույթի։ Վրա ստացված արժեցին։ Այդ փորձերի հիման վրա Հեսսն առաջ քաղղոթեց այն մասին, որ մթնոլորտի վերին շերտերից, գուցեն սիեզերական մատագայթյունից, զալիս են մատագայթներ, որոնց աման են յ/

մատագայթներին, սակայն դրանց գերազանցում են միջակայր թափանցելու մեծ ընդունակությամբ:

մատագայթման ընույթը պարզելու և դրանց աղբյուրների ռելց որոշելու գործում մեծ դեր կատարեցին Կոլխերստերի փորձերը՝ Կատարված 1913-1914 թ.ք.։ Նա օդապարհկով մի քանի անգամ բարձրացավ դեպի մթնոլորտի Վերին շերտերը և չափեց անհայտ մատագայթների պատմուկ խցիկում առաջացած իրանցումը Վերելքի մինչև 9 կմ բարձրության վրա Պարզգեց, որ այդ բարձրության վրա իրանցումը խցիկում, հեռաւրար և անհայտ մատագայթման ինտենսիվությունը 10 անգամ ավելի մեծ է, քան երկրի մակերևույթի վրա։ Պարզգեց նաև, որ այդ մատագայթներն օդում կլանվում են 10 անգամ ավելի թույլ, քան ռադիոակտիվ նյութերից ռուացված մատագայթները։ Հառագայում Կոլխերստերը, Ակոբեցցինը, ելեյը և Վեռնովը, իրարից անկախ, Օդապարհկներով կատարվող հեռազոտությունների առանձանը, հասցրեցին մինչև 20-30 կմ բարձրության և ցույց տվեցին, որ մատագայթում նկատվում է նաև այդ բարձրության վրա։

Նշված փորձերում անվիճելի հորեն հաստապեց այն ենթարկությունը, որ այդ մատագայթներն ունեն արտամթնոլորտային ժագում։ Հեսսի փորձերից հետո դրանք կոչվեցին տիեզերական մատագայթներ։ Ավելի ուշ կատարված փորձերը ցույց տվեցին, որ տիեզերական մատագայթները բարձր է-ներզիաներով օժաված տարրական մասնիկներ ու ատոմային միջուկներ են, որոնց առաջպատճեն Արեգակից, աստերից, այլ երկնային մարմիններից։ Տիեզերական մատագայթները, լուսային քմանուների հետ միասին, հանդիսանում են Տիեզերքի հորթերում ընթացող պրոցեսների մասին տեղեկություններ կրող մասնիկներ։ Այդ իսկ պատճողով դրանց հեռազոտություններն ստանում են առանձնահատուկ նշանակություն։

Երկրամերծ տիեզերական տարածությունից դեպի երկրի մակերևույթ շարժման մասնապարհին տիեզերական մատագայթներն անցնում են մթնոլորտի հաստ շերտի միջով, որտեղ և ենթարկվում են զանազան փոխակերպումների։ Էական փոփոխություններ են կրում մատագայթման զանգվածային, ինչպես նաև էներգետիկ և տարածական բաշխումները։ Այդ իսկ պատճողով Երկրի մակերևույթին հասնում են տիեզերական մատագայթման հոսքեր, որոնք զգալիորեն տարբերվում են արտամթնոլորտային տիեզերական տարածության մեջ դրանց հոսքերից։ Որպեսզի արտամթնոլորտային տարածության տիեզերական մատագայթները տարբերեն մթնոլորտի մեջ փոփոխությունների ենթարկված տիեզերական մատագայթներից, դրանց անկանում են համապատասխանաբար առաջնային և երկրորդային տիեզերական մատագայթներ։

Գիտատեխնիկական զարգացման մակարդակը մինչև 50-ական թվականների կեսերը թույլ էր տալիս գրակելու միայն նրանորդային տիեզերական ծառագայթների անմիջական փորձարարական հետազոտություններով։ Ընդունված ուսումնասիրությունները կատարվում էին երկրի մակերևույթին /վերերկրյա/, լեռնազագայթներին./քարձը լեռնային/, ինչպես նաև օդապարիկներում և ինքնաթիռներում/թոշող լաբորատորիաներ/ տեղադրված տիեզերական ծառագայթների հետազոտման կայանների օգնությամբ։ Նրանորդային տիեզերական ծառագայթների հետազոտման համանան հետազոտությունները շարունակվում են նաև ներկայումս, սակայն ավելի կատարելազործված ու հզոր սարքավորումների միջնորդով։

Այլ էր պատկերը առաջնային տիեզերական ծառագայթման ուսումնասիրությունների բնագավառում։ Հնարավորություններու կատարելու արտամթնուլորտային փորձարարական հետազոտություններ, ֆիզիկոսները բավարարվում էին առաջնային տիեզերական ծառագայթների մասին անուղղակի ծանսպարհով ստացված ինֆորմացիայով։ Ինֆորմացիայի միակ աղբյուրը երկրորդային տիեզերական ծառագայթների հետ կատարվող փորձերն էին։ Առաջնային տիեզերական ծառագայթների մասին նորանանգումներ կատարում էին՝ ելնելով երկրորդային ծառագայթների փորձերի արդյունքներից։ Որպես դրա հետևանք, առաջնային տիեզերական ծառագայթման մասին պատկերացումները մոտավոր էին։ Մյու բնագավառում իրաղրությունը փոխվեց 50-ական թվականների երկրորդ կեսին՝ երկրաժիշտական ու տիեզերական մղիջ հրթիռների ստեղծման շնորհիվ։ Ֆիզիկոսների համար հընարակորությունն ընծեռվեց փորձարարական սարքավորումները դուրս բերել արտամթնուլորտային տարածությունն և զրայվել առաջնային տիեզերական ծառագայթների հետ առնչվող անմիջական շափումներով։ Ներկայումս ընդհանուր օգտագործման, ինչպես նաև ուղղակի այդ նպատակների համար նախատեսված, տիեզերական ապարատներում տեղադրված սարքերի միջնորդ նրանու տիեզերական տարածության մեջ /ընդհուպ մինչև լուսնի ուղեծիր/ կառարկել են առաջնային տիեզերական ծառագայթումը բնութագրող մի շարք մեծությունների բազմակի շափումներ։ Խակ, , մարս, , , Կեներա, , , Կեզա, , /ԽՍՀՄ/, , , մարիներ, , , , Պիոներ, , , , Վիկինգ, , , Վոյաչեր, , /ԱՄՆ/միջմուլորակային կայանների սարքերի օգնությամբ կառարկել են առաջնային տիեզերական ծառագայթման մանրակրկիտ ուսումնասիրություններ Արեգակնային համակարգության մեջ։ Մերկուրի և Պլոտոն մոլորակների ուղեծրերի միջև ընկած տարածությունում Այդ ուսումնասիրություններում պարզաբնակել են առաջնային տիեզերական ծառագայթման ֆիզիկայի բազմաթիվ հարցեր։

1. ԱՐԱՔՆԱՑԻՆ ՏԻԾՁՐԱԿԱՆ ԺԱՌԱՎԱՅԹՆԵՐ

Մինչև այժմ կառարկած վերերկրյաց, ինչպես նաև արտամբնուրության հետազոտությունների ընթացքում առաջնային տիեզերական մատագայթման վերաբերյալ ստացվել է մեծածավալ ինֆորմացիա: Այս հնարավորությունն է ընձեռնել այդ մատագայթման հետ կազմած բազմաթիվ խնդիրները խմբավորելու հետեւյալ Յուղությունների մեջ՝ 1. այս տիեզերական մատագայթման բաշխում ըստ մասնիկների զանգվածների, 2. տիեզերական մատագայթման բազում, 3. տիեզերական մատագայթների էներգետիկ բաշխում, 4. տիեզերական մատագայթների տարածական բաշխում, 5. տիեզերական մատագայթների ժամանակային վարիացիաներ /փոփոխություններ/: Ստորև բերվում են այդ բնագավառներում կառարկած աշխատանքների արդյունքները:

ՏԻԾՁՐԱԿԱՆ ԺԱՌԱՎԱՅԹՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄՆ ՀԱՏ

ՄԱՍՆԻԴՎԱՆԵՐԻ ԶԱՆԳԱԾՆԵՐԻ

Առաջնային տիեզերական մատագայթման հոսքերում դիավում են պրոտոններ, α -մասնիկներ, էլեկտրոնային թղթամիններից ամբողջությամբ զրկված առոմային միջուկներ, ինչպես նաև էլեկտրոններ, նեյտրինոններ, ու ենողենյան ու չ-մատագայթներ: Պրոտոնների, α -մասնիկների և թիմիական տարրերի մերկ միջուկների բաժինը, որոնց միասին անվանում են առաջնային տիեզերական մատագայթման միջուկային բաղադրիչ, կազմում է մատագայթման լրիվ հոսքի 97%/ α -ը: Էլեկտրոնների, նեյտրինոնների և չ-ցվածների բաժինը չի գերազանցում ընդհանուր հոսքի 3%/ α -ն:

Տիեզերական մատագայթման միջուկներին բաղադրիչի ամիմական կազմը հիմնականում կրկնում է տիեզերքի /մասնակորածն Յալակահիկայի/ կառուցվածքը կազմող նյութական միջավայրի թիմիական տարրերի կազմի բաշխվածությունը նյութաման դեպքերում նկատվում են շեղումներ այդ օրինաչափությունից: Դրանում կարելի է համոզվել, համարդելով աղյուսակ 1-ում բերված տիեզերական մատագայթների կազմը ընութագրող տվյալները՝ Յալակահիկական նյութում թիմիական տարրերի բաշխվածության տվյալների հետ /2/:

Համար օգտագործվում են տիեզերական մատագայթների կազմի մասին փորձարական և Յալակահիկայում ըլմիական տարրերի բաշխման մասին ստացված տվյալները:

Առևմբը	Տիեզերական մա- ռազայթման կազմը	Ցարդի տո- կոսային պա- րունակութ. նային կազմ	Ժառագայթ- ման առաջ- կական նյու- թի կազմը %
P 1	H	99,9	99,8
d 2	He	5,5	5,5
L 3-5	Li, Be, B	0,087	-
M 6,9	C, N, O, F	0,35	0,044
H 10-20	Ne Ca	0,11	0,18
V/H 21-28	Se.... Ni	0,029	0,049
Դումարը		100	100
Համադրումից ակնհայտ են դառնում նույնալ օրինաչափությունները՝			

ա/Պրոտոնները կազմում են տիեզերական մառազայթների միջուկային քառ-
դըրիչի հիմնական մասը /մոտավորապես 99,90%/, α -մասնիկները չեն
գերազանցում միջուկային քաղաքրիչի $6^{\circ}/\circ$ -ը: $\Sigma > 30$ կարգաթվով մաս-
սիկներ հանդիպում են հազվադեպ:

բ/Ազատվում է կորելյացիա տիեզերական մառազայթման հոսքի քիմիական
կազմի և գալակտիկական նյութի քիմիական կազմի միջև:

գ/Այդ օրինաչափության մեջ բացառություն են կազմում L խմբին պատ-
կանող Li, Be, B քիմիական տարրերի միջուկները: Դրանք կազմում են
միջուկային քաղաքրիչի հոսքի 0,080%/ \circ -ը, մինչդեռ գալակտիկական նյու-
թի քաղաքրության մեջ դրանք չեն պարունակվում: Խսկ եթե պարունակ-
վում են, ապա դրանց խոռվածքը փոքր է 10^{-7} %/ \circ -ից: Այդ քիմիական
տարրերի բացակայությունը նյութի կառուցվածքում բացառվում է այն
քանով, որ դրանք չեն ծնվում աստերի ընդերքում ընթացող շերմամիջու-
կային ռեակցիաներում: Մնում է ընդունել, որ առաջնային տիեզերական
մառազայթման կազմում դրանց ներկայությունը հանձնանք է միջաստղային
տարածության մեջ շարժման ժամանակ առաջնային տիեզերական մառազայթ-
ների հոսքի կրած փոխակերպումների հերոց՝ Li, Be, B քիմիական
տարրերը ծնվում են միջաստղային տարածություններում՝ առաջնային տի-
եզերական մառազայթների քաղաքրության մեջ մտնող մեծ էներգիաներով
օժագած ծանր քիմիական տարրերի միջուկների և գազային միջամածությունների ու միջաստղային տարածության նոսր նյութական միջավայրի առոմնե-
րի միջև տեղի ունեցող ոչ-տարածական բախումների հաևանցուք: Այդ պրո-
ցեսը հանգեցնում է տիեզերական մառազայթման հոսքերում ծանր քիմիա-
կան տարրերի թանձի փոքրացման /2;3/:

Առաջնային տիեզերական մատագայթման հոսցերում քացակայում են հակամասնիկները և անկայուն ապրագան մասնիկները։ Բացառություն են կազմում Նեյտրոնները $E=1000$ Վրկ Կյանքի առղությամբ/, որոնց թույլ հոսքեր դիտվում են երկրամերծ տիեզերական առածության մեջ։ Ակզրում կար այն կարծիքը, որ Նեյտրոնները մտնում են Արեգակից առաքվող տիեզերական մատագայթման կազմության մեջ։ Սակայն երկրից մեծ հեռավորության վրա կառագում չափումների ժամանակ Նեյտրոնային հոսքեր չեն հայտնաբերվել։ Դրանից հետեւմ է, որ Նեյտրոնները երկրի մթնոլորտային շերտերից, ,անդրադարձած, տիեզերական մատագայթներ են։ Այսինքն դրանց ծննդում են մթնոլորտի վերին շերտերում՝ օդի առունեցի հետ առաջնային տիեզերական մատագայթների փոխազդեցության ժամանակ։ Դրանց մի մասը, որոնց շարժման քանակն ուղղված է դեպի երկիր՝ լորտնում են մթնոլորտի մեջ։ Նեյտրոնների մնացած մասը դուրս է գալիս մթնոլորտի սահմաններից և համար ուղարկում երկրամերծ առածությունում առաջնային տիեզերական մատագայթման կազմության մեջ։ Տիեզերական պարագաների միջոցով Նեյտրոնային մատագայթման թույլ հոսքեր դիտվել են նաև այլ մոլորակների մերժակայցում՝ որով և հաստակվել է Նեյտրոնային տիեզերական մատագայթների աելային /լոկալ/ ընույթը։

Տիեզերական մատագայթների ազգություն

Տիեզերական մատագայթներն առաջնային առաջնային առաջնորդություն ունենալու համար կողմից, որոնցում կառարկում են Նյութի չերմամիջուկային և միջուկային փոխազդեցումներ։ Այդպիսիք են Արեգակը և Արեգակի տիեզերը, զարգացման վերջին փուլում գտնվող աստղերը, գերնոր աստղերը, պուլսարները /Նեյտրոնային աստղերը/, քվազարները, զալակացիկների միջուկները և այլն։ Տիեզերական մատագայթման ընույթը էապես կարևոր է մատագայթման աղբյուրներում աելի ունեցող Ֆիզիկական պրոցեսներից։ Կերպին հանգամանքը Կարենոր է տիեզերական մատագայթման միջոցով երկնային մարմինների ներսում ընթացող պրոցեսների մնախն տեղեկություններ առանալու և աստղաֆիզիկական մի շարք պրոբլեմներ լուծելու համար։ Արեգակի և արեգակաման աստղերում ընթացում են չերմամիջուկային ուսակցիաներ, որոնցում առաջանում են Նեյտրինոններ։ Այդ իսկ պատճենով այդ մարմինները Նեյտրինոային մատագայթման հզոր աղբյուրներ են։ Դրանցից առաքվում են նաև մինչև մի քանի հարյուր ՄԵԿ էներգիայով լիցավորված մասնիկներ։ Գլանվակայի կենարունում աստղաֆիզիկական բարդ պրոցեսներին զուգահեռ մեծ ինտենսիվությամբ աելի է ունենում e^+e^- զույգի անհիմացիա $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ ընդհանուր

սիեմայով։ Ուստի գալ ակտիկայի կենարոնը հանդիսանում է նաև անիբիլ յացիոն յիշավանաների մատագայթման աղբյուր։ Պուլսարների հզոր մազնիսական հաշտերում տեղի է ունենաւ էլեկտրոնների սինցրոտորոն մատագայթում կատարվում է նաև պուլսարամերժ տիեզերական տարածությունից նյութի անկում պուլսարի /նեյտրոնային ռազի/ մակերևույթ /ակրեցիա/։

Անզման ժամանակ թափող նյութը ժեղք է բերում այնքան մեծ կինետիկ էներգիա, որ աստղի մակերևույթին բախվելիս առողմների մեջ մտնող էլեկտրոններն իրենց պահում են որպես ազատ մասնիկներ /առողմում էլեկտրոնների կապի էներգիան անհամեմատ փոքր է բախման էներգիայի նկատմամբ/։ Այդ իսկ պատճուկ աստղի մակերևույթին բախումն ուղղեցվում է էլեկտրոնների արգելակման մատագայթումով։ Այսպիսով պուլսարներն առաջում են սինթրոտրոն և արգելակման մատագայթման ռենտգենյան ու չ մատագայթներ։ Նրկամերժ տարածության մեջ առաջնային տիեզերական մատագայթման ընդհանուր հոսքում մատագայթման տարբեր աղբյուրների ներդրումը, կափած երկրից այդ աղբյուրների ունեցած հեռավորությունից և աղբյուրից տարբեր մատագայթման ինանենսիվությունից, տարբեր է։ Ըստ այդ ներդրման՝ երկրորդային դիտորդի համար տաշնային տիեզերական մատագայթման հոսքն ունի հեռայալ բաղադրիչները։ ա/արեգակնային տիեզերաբական մատագայթներ՝ Արեգակ աղբյուրով, թ/Գալաքտիկական տիեզերական մատագայթներ՝ Գալակտիկայում բաշխված մատագայթման աղբյուրներով, զ/արտագալակտիկական տիեզերական մատագայթներ՝ Գալակտիկայի սահմաններից դուրս բաշխված մատագայթման աղբյուրներով /թ/։ մատագայթման այդ հոսքերն իրարից տարբերվում են մասնիկների զանգվածային սպեկտրալ բաշխումով, մատագայթման էներգետիկ բաշխումով և այլ ընութագըրներով։

ՑԻՆԴՐԱՄԱԿԱՆ ԾԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀԱՄԳՐԱՑՏԻԿ ԲԱՇԽՈՒՄԸ

Առաջնային տիեզերական մատագայթման բնութագրման համար շատ կարևոր է իմասնալ այդ հոսքի մեջ մտնող մասնիկների բաշխումն ըստ էներգիաների։ Ճիեզերական տարածությունը լցված է մատագայթումով, որի բաղադրության մեջ մտնող մասնիկների էներգիաները փոփոխվում են մի քանի եւ-ից մինչև 10^{20} Նկ տիրույթում։ Դրանց մի մասը կլասվում է մթնոլորտի վերին շերտերում/ռենտգենյան և փափուկ չ մատագայթում/, իսկ մի մասը խորանում է մթնոլորտի մեջ և տառացնում այնպիսի փոփոխություններ, որոնք գրանցելի են վերերկրյա լաքրուառոր սարքերի կողմից։ Այդ իսկ պատճուկ տիեզերական մատագայթների էներգետիկ բաշխման մասին ամբողջական պառկերացում կազմելու համար էներգիայի չափման արագ-

Մեթոդները զուգակցվում են Վերերկրյա մեթոդների հետ։
Ռելազենյան, չ-քվանտների և ցածր էներգիաներով օժտված լիցքավորված
մասնիկների էներգետիկ բաշխման ուսումնասիրությունը կառարկում է ան-
միջնականոր են՝ արտամթնող որոտային տարածությոն դուրս քերված ապեկտրո-
մետրերի /ապեկտրաչափերի/ միջոցով։ Մեծ էներգիայով մասնիկների էներ-
գետիկ բաշխման ուսումնասիրվում է ինչպես արտամթնող որոտային
անմիջական, այնպես էլ Վերերկրյա չափումների միջոցով։ Ընդ որում,
Վերերկրյա չափումների դեպքում առաջնային մասնիկների էներգիան վե-
րականգնվում է կամ ըստ կալորիմետրական չափումների /եթե մասնիկն
անցել է կալորիմետրով և այլանել թողել իր լրիկ էներգիան/, կամ էլ
ըստ այդ մասնիկի գրգռած կասկադային հեղեղների լրիկ էներգիայի ցա-
փումների։

Տիեզերական մատագայթների էներգիայի բաշխումը քնութեարկում է
մի $J(E)$ մեծությամբ, որը ցույց է տալիս մատագայթման հոսքում $E > E_0$
էներգիայով մասնիկների թիվը։ $J(E)$ -ին համապատասխան ֆունկցիան
կոչվում է մատագայթման ինտենցիա էներգետիկ ապեկտրությունների հա-
մար ինտենցիա էներգետիկ ապեկտրությունների առաջային ցուցային
/աստիճանային/ ֆունկցիայի տեսքով։

$$J(E) = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad /1/$$

Որոտել E_0 -ն, K -ն և α -ն հանդիսանում են էմպիրիկ մասպարհու ըն-
տըրվող մեծություններ։ Առորե քերվում են այդ գարամետրերի արժեքներն
առաջնային պրոտոնների էներգետիկ բաշխման որոշ տիրույթների համար։

Աղյուսակ 2

Էներգիաների տիրույթները ԾԿ	E_0	K	α
$3 \cdot 10^{-10} \text{ և } 2 \cdot 10^{12}$	10^{11}	$/3,6-0,4 \cdot 10^{-4}$	$1,75 \pm 0,03$
$8 \cdot 10^{14} \text{ և } 4 \cdot 10^{17}$	10^{17}	$/1,8-0,4 \cdot 10^{-14}$	$2,20 \pm 0,15$
$3 \cdot 10^{17} \text{ և } 10^{19}$	10^{19}	$/1,5-0,3 \cdot 10^{-18}$	$2,24 \pm 0,04$

/1/բանաձեռ կիրառվում է նույնագույն տիեզերական մատագայթման
բաղադրության մեջ մասող միջուկների էներգետիկ ապեկտրությունը որոշելու
համար։ Միայն այդ դեպքում K -ն է փորձնական գարամետրերը պետք է
ընտառ հասկացնել այդ միջուկների համար։ Իսկ E և E_0 էներգիաների
առկ պետք է հասկանալ նույնունի առանձագար էներգիան /մեկ նույնունի
ընկնող կիրառիկ էներգիան/։

Առաջնային տիեզերական ֆառազայթների էներգետիկ քաշխման մեջ նը-կառվում է մի օրինաչափություն, որն արտահայտվում է մառագայթման երկրամերժ տարածությունում չափված հոսքի մեջ $E < 1 \text{ ԳՎ/նուկլու}$ էներգիաներով մասնիկների բացակայությամբ: Այն հայտնի է վերին-զուգահեռականային խզում / օօրեզանիք / անվան տակ և բացարկում է լիցքավորված մասնիկների շարժման վրա Արեգակնային համակարգության մագնիսական դաշտի, իսկ երկրամերժ տարածությունում գեռմագնիսական դաշտի ազդեցությամբ: Այդ դաշտերն արգելք են հսղի-սանում մագնիսոլորտի մեջ ցածր էներգիաներով մասնիկների խորանակուն: Իրոք՝ մագնիսական դիպոլի / Արեգակի կամ Երկրի / ստեղծած մագնիսական դաշտերում լիցքավորված մարմնի շարժման խնդրի լուծումից ստացվում է հեռևյալ արդյունքը: $P_{\min} = \frac{\text{Cas}^{\gamma} \lambda}{\sqrt{1 - \text{Cas}^2 \theta \text{Cos}^2 \lambda}} - 1$ /2/ պրոտոնը կարող է թափանցել հելիո կամ գեռմագնիսական դաշտերի խոր-ցերը զուգահեռականի նկատմամբ Θ անկյան տակ, որոշվում է /2/ բա-նձնով /4/

$$P_{\min} = 59.3 \frac{\text{Cas}^{\gamma} \lambda}{\sqrt{1 - \text{Cas}^2 \theta \text{Cos}^2 \lambda}} - 1 /2/$$

Հայտն ցածր էներգիաների կողմից տուշնային տիեզերական ֆառա-զայթման էներգետիկ ազելեկոր խզում է, այնուհետերժ այն լայն է և սփռված է 10^9 էՎ-ից 10^{19} էՎ տիրույթիում: Էներգիաների 10^{19} էՎ-ից քարձոր տիրույթը դեռևս ուսումնամիրված չէ: Սակայն աղասվում է է-ներգետիկ բաշխման խզում / օօրեզանիք / նույն գերբարձր էներգիաների տիրույթիում: Ըստ սեսական գնահատման, այդ խզումը վրա կհասնի սկսած մասնիկների 10^{20} էՎ էներգիաներից:

Տիեզերական ֆառազայթների էներգետիկ քաշխման տիրույթի մեծ լոյ-նությունը դժվարացնում է մառագայթման հոսքերի և մառագայթման այր-բյուրների միջև անմիջական կապ գտնելու խնդիրը: Մինչք $10^9 - 10^{10}$ էՎ էներգիայով տիեզերական ֆառազայթման հոսքերը կարելի է կազել այս կամ այն տիեզերական մարմնի հետ՝ ելնելով դրանցում ընթացող Ֆիզի-կական գրոցեսների բնույթից: Սակայն հարաբեր չէ գտնել տիեզերա-կան որեւէ օբյեկտ, որն առաջի 10¹⁵ – 10¹⁹ էՎ էներգիաներով տարրական մասնիկներ, որքան էլ որ ակտիվ լինեն այդ օբյեկտում ընթացող Ֆիզի-կական գրոցեսները: Երկար ժամանակ անհականալի էր մնում տիեզերական ֆառազայթման մեջ 10^{10} էՎ -ից մեծ էներգիայով մասնիկների անկայու-նությունը: Հարցի գառասխանն ստացվեց Ֆերմիի կողմից տիեզերական ֆառազայթների միջանկյալ արագացման տեսության ստեղծումով:

Համաձայն Ֆերմիի կողմից առաջ քաշված մեխանիզմի՝ տիեզերական օս-
ուագայթները Ծառազայթման աղբյուրներից առաքվում են մինչև 10^9 էՎ
էներգիաներով, իսկ ավելի մեծ էներգիաներ դրանք ժեռու են քերում
միջատղային տարածության էլեկտրամագնիսական դաշտերում շարժման
ժամանակ արագացման շնորհիվ:

Առաջնային տիեզերական ծառազայթման հոսքերի մեջ մտնող ռեն-
գենյան ու γ -օստազայթման էներգետիկ քաշիումը սահմանափակված է
1 ԿէՎ-ից 300 ՄէՎ տիրույթում և Ապեկտրի գույքը էներգիաների տիրույ-
թում $1 \text{ ԿէՎ} < E < 50$ էՎ և $E < 1$ ՄէՎ էներգիայով ֆոտոններն առաք-
վում են նեյտրոնային աստղերից, համապատասխանաքար որդես արդյունք
էլեկտրոնների սինթրոտրոն ծառազայթման և անկման ժամանակ էլեկտրոն-
ների արգելակման ծառազայթման էներգիաների $E < 1$ ՄէՎ տիրույթում
դիտվում են նաև գալակտիկայի կենտրոնից առաքվող աննիիլ յացիոն
 γ -քվանոնները: 1 ՄէՎ $< E_\gamma < 300$ ՄէՎ էներգետիկ տիրույթում սահմա-
նափակված ֆոտոնների հոսքը արդյունք է գրգոված միջուկների կողմից
 γ -օստազայթման, π^0 լեզոնների տրոհման/ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ /, միջաստղային
սյութի միջուկների դաշտում էլեկտրոնների արգելակման ծառազայթման,
ինչպես նաև հակաղաք կոմպտոն-էնեկտի կերպին դեպքում γ -քվանոննե-
րը ծնվում են ռեսանելի լույսի ֆոտոնների և բարձր էներգիաներով
շարժվող լիցցագորկած մասնիկների կոլլիզոնյան ցրման հետևանքով:
70-ական թվականների վերջին դիտվեց γ -քվանոնների սպեկտրալ տիրույ-
թի լայնացում դեպի բարձր էներգիաների կողմը: Կերերկոյա դետեկտոր-
ների միջոցով գրանցվեցին $E_\gamma \approx 100$ ԳէՎ էներգիայով γ -քվանոններ՝
առաքված „կարապ - Տ„, օրյեկտի կողմից: Առաջմ այդպիսի էներգիա-
ներով γ -օստազայթների առաջանական պատճուղ բացահայտված չէ: Քանի որ
այն չի բացաբարվում մինչև հայտնի ֆրզիկական օրենցներով:

Առաջնային Տիեզերական Ծառազայթման Ֆարմաթիմական Բարձրությունը

Առաջնային տիեզերական ծառազայթման ընութագրական հակություններից մեկը դրա գործնականում իզուրոպ քաշնումն է ամբողջ երկնակա-
մարով: Բացառությամբ ցածր / մինչև 19 էՎ/ և գերբարձր / $E \approx 10^{17}$ էՎ/
էներգիաների տիրույթների, անհզորովիան չի գնուզանցում 10/օ-ինչ
 $E_\gamma > 10^{17}$ էՎ տիրույթում ծառազայթման անիզուրոպիայի մասին պատկերա-
ցումները մոտավոր են դիտարկան ու փորձարարական ավյալ ների փոքր
ծագալի պատճուղության աղբյուրների տիրույթում անիզուրոպիան պայ-
մանավորված է բարձր գուգահեռականային խզմամբ: Էներգետիկ տիրույթի

այդ մասում անհզոտրոպիան՝ արեգակնային համակարգության մեջ փոքր-ինչ վերանում է շնորհիվ այն բանի, որ արեգակնամերծ տարածությունը / արեգակնային համակարգությունը / լցում է Արեգակից առարկած տիեզերական ծառագայթներով։ Այնուհետև դիտվում է անհզոտրոպիա՝ Արեգակ ուղղությամբ, որի լայնությը շի գերազանցում ընդհանուր հոգել 10/օ -ին։

Մինչև 1 հնկ էներգիաների տիեզերական ծառագայթման անհզոտրոպիան երկրամերծ տիեզերական տարածությունում ուժեղանում է շնորհիվ քարձոր-զուզանեականային խզման։ Դեպի երկիր եկող մինչև 1 հնկ էներգիայով պրոտոնները շեն մտնում երկրի մազնիսոլորտի մեջ / համաձայն / 2/ հավասարման / 300 ՄԸՆ-ից 1 գիշ էներգիայով մասնիկները շեղում են երկրի մազնիսական դաշտի ազդեցության տակ և վերադառնում միջմոլորակային տարածություննեմինչև 300 ՄԸՆ էներգիայով պրոտոնները գրավվում են երկրի մազնիսական դաշտի կողմից և անցնում գեռմազնիսական դաշտի ուժազգծերով ատեղծված մազնիսական օրսիչների / մագնիտինաթ լուսական / մեջ / 5/ սազնիսական օրսիչներում գրավված լիցքավորված մասնիկների խոռոչյունը շատ անզամ ավելի մեծ է տարածության հարևան տիերությներում մասնիկների խոռոչյունից։ Դրա հետևանքով մազնիսական օրսիչներում մեծ է նաև ուղիացիայի / իջնացնող ծառագայթման / մակարդակը։ Լիցքավորված մասնիկներով լցված մազնիսական օրսիչները կոչվում են նաև Երկրի ուղիացիոն / ծառագայթային / գոտիներ։ Կրկնելով գեռմազնիսական դաշտի ուժազգծերի մերն ու շափերը, ուղիացիոն գոտիները գոտանորում են Երկրի հյուսիսից հարակ։ Մազնիսական քետների շրջակայրում ոտակացիոն գոտիների ներքին եզրը գրեթե ուղղամիջով իջնում է մինչև 10-20 կմ քարձրության և հաստում մթնոլորտի վերին շերտերին։ Հասարակածի վրա ուղիացիոն գոտու ներքին եզրը գուզաններ է Երկրի մակերևույթին և գտնվում է դրանից 500-600 կմ քարձրության վրա / հենց այդ է պատճեռը, որ օդաշուակոր տիեզերանավերի ուղեծրերի քարձրությունը ընարկում է ավելի ցածր՝ մինչև 450 կմ, քան ուղիացիոն գոտու քարձրությունն է / Ռուղիացիոն գոտու ներքին մասում 500 կմ-ից 4000 կմ քարձրության վրա լիցքավորված մասնիկների հիմնական մասը կազմում են մինչև 300 ՄԸՆ էներգիայով պրոտոնները և նաև 13000 կմ-ից 60000 կմ քարձրություններում դիտվում են գլխավորապես էլեկտրոններ՝ մի քանի տասնյակ ՄԸՆ էներգիաներով։

Լիցքավորված մասնիկները, կառարելով պարուրած ուղեծրերով պըտիտական շարժում մազնիսական ուժազգծերի շուրջը, դրեյֆում են գեռմազնիսական դաշտի մազնիսական քետների միջև։ Բնելներում դրանց հետա-

գըծերն անցնում են վերին մթնոլորտի միջով, որտեղ և կտարպում է փոխազդեցություն օդի տառմների հետմասից մեջ տաշանում է լուսարձակում քեռափայլ երի տեսքով։ Դիտումները ցույց են տալիս, որ քեռափայլ երի համեստիկությունը մեծանում է հատկապես արեգակնային ակտիվության ժամանակ՝ ի հաշիվ ուղղացիոն գոտիների մեջ արեգակնային տիեզերական մատագայթման լրացուցիչ ներարկման դրանով իսկ ուղացիոն գոտիները դառնում են արեգակնայթերային կազերի կրոլներ։

Առաջնային տիեզերական մատագայթման նեյտրինային, ունացենյան և շ-մատագայթային բաղադրիչները չեն ենթարկում միջմոլորակային ու միջաստղային տարածությունների էլեկտրամագնիսական դաշտերի ազդեցությանց ուստի՝ դրանց տարածական բաշխումը և անիզուրոպիան պայմանակորպած են աիեզերցում մատագայթման աղբյուրների տեղաբաշխմամբ։ Էլեկտրամագնիսական մատագայթումների ընդհանուր իզոտրոպ Ֆոնի Վրա դիտվում է ունացենյան ու շ-մատագայթների բաշխման որոշակի անիզոտրոպիա գուլւարների, զալակտիկայի կենտրոնի, „Կարգա-9“ օրյեկտի և այլ աղբյուրների ուղղությամբ։ Նեյտրինային մատագայթման իզոտրոպ ընդհանուր ֆոնի Վրա դիտվում է անիզոտրոպիա Արեգակի ուղղությամբ։ Անիզոտրոպիայի չափը /լայնութը/ կախված է ինչպես երկրից մատագայթման աղբյուրների ունեցած դիրքից, այնպես էլ աղբյուրից առաջող մատագայթման ինտենսիվությունից։

Տիեզերական մատագայթման ժամանակակից պարհավիացիւթյուն /Փոփոշություններ/

Առաջնային տիեզերական մատագայթման ինտենսիվությունը կրում է ժամանակակից փոփոշություններ, որոնք հայտնի են տիեզերական մատագայթների վարիացիաներ անվանումով։ Ժամագայթման վարիացիաները կափած են մատագայթման աղբյուրի ու դիտողի /շափոր-գրանցող սարցերի/ ուրեմն ժամանակակիցին փոփոշությամբ և մատագայթման ինտենսիվության՝ աղբյուրի կորմից առաջանակություններուն։ Վարիացիաները լինում են պարբերական և ոչ պարբերական։ Տիեզերական մատագայթների վարիացիաները տաքին անգամ դիտվել են վերերկրյա սարցերի օգնությամբ։ Դրանց պարբերական են, որոնց պարբերությունը հավասար է երկրի օրական պառականական են, որոնց գրանցող սարցերը երկրի պատման հանանքով հայնում են այն գծի վրա, որի ուղղությամբ նկատվում է մատագայթային տարածական անիզոտրոպիաներոց՝ այս դեպքում մատագայթման ժամանակակային

Վարիացիայի մեծությունը /մոտավորապես 10/օ/համընկնում է անիոզուրո-
պիայի 10/օլայնութիւնսկերերկը յա դիտումների օգնությամբ հայտնաբեր-
վել են նույնականացնած տիեզերական մառազայթման վարիացիաներ՝ պայ-
մանափորված արեգակնային ակտիվության ժամանակային փոփոխություններով:

Արտավթնոլորտային տիեզերական տարածության մեջ կատարված անմի-
ջական չափումների միջոցով հայտնաբերվել են առաջնային տիեզերական
մառազայթների ունագենյան և չ-մառազայթային թղթադրւչների ինտեն-
սիվությունների վարիացիաներ։ Սկզբում դիտվեցին արագընթաց պարերա-
կան վարիացիաներ 50-100 միլիկրկ. պարբերությամբ։ Այնուհետև որոշ
աղբյուրների մոտ մառազայթման արագընթաց վարիացիաների հեռ միասին
հայտնաբերվեցին դանդաղ կատարվող պարերական վարիացիաներ /5,6 օր , ,
, , Կարապ - 2 , , , 2,9 օր , , Կենաւկրոս - 3 , , աղբյուրների համար/։
Ունագենյան և չ-մառազայթների արագընթաց վարիացիաները հեռևանց են
այդ մառազայթումների աղբյուրներ հանդիսացող նեյտրոնային աստղերի՝
սեփական առանցքի շուրջը պառլյատի /50-100 միլիկրկ./։ Խոկ դանդաղ վար-
իացիաներ դիտվում են գուլասարեների մոտ, որոնք մտնում են կրկնակի
աստղային համակարգության մեջ։ Ըստ որում՝ վարիացիաների դիտվող մեծ
պարբերությունը հավասար է զանգվածների ընդհանուր կենաւրոնի շուրջը
պուլսարի գոտման վարբերությանը։

Աստղային կառաստրոֆանների դեպքում /զերնոր աստղերի առաջացում
և այլն/ կտարակում է դրանցից առաքվող մառազայթումների /նեյտրինա-
յին, ունագենյան, զամմա/ ինտենսիվությունների ոչ պարբերական փո-
փոխություններ։

Վարիացիաներ նկատվում են նույն երկրորդային տիեզերական մառազայթ-
ման ինտենսիվությունների մեջ, սակայն դրանք ունեն մթնոլորտային ու
օդերեսութաքանակության ծագում և աստղամիջական կամ միջուկային ֆիզիկայի
ախակերպ հետաքրքրություն չեն ներկայացնում։

ԳՈՐԾԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔ Ա.1

Խոչհիր Ա.1. Ի՞նչ էներգիա պետք է ծեռք բերեն նեյտրոնները J^+ , J^- , J^0 ։
 J^+ և J^- մեզոնները մառազայթման աղբյուրներում, որպեսզի չը-
հասցնեին արոնվել մառազայթման աղբյուր-երկիր մանազարհին և դիտվեին
երկրամերձ առածության առաջնային տիեզերական մառազայթման մեջ։
Հաշվի առնել, որ աեղի է ունենում մասնիկների կյանքի աւողության
ուղղատիկածածկ մեծացում ըստ $\sigma = \sigma_0 (1-\rho^2)^{-1/2}$ օրենքի։ Համարել, որ
մառազայթման աղբյուր հանդիսանում են ա/Արեգակ ($\sigma = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$)։

ρ/ Կենտավրոսի \propto ասղը $/d = 4,25 \cdot 10^{18} \text{J}/$, զ/Գալակտիկայի կենտրոնը $/d = 1,5 \cdot 10^{21} \text{J}$ / հեռավորություններով:

Տրված են նաև $m_n = 939955 \text{ ՄԵԿ}$, $T_n = 10^8 \text{ Վրկ}$, $m_{\mu} = 139,6 \text{ ՄԵԿ}$, $T_{\mu} = 2,55 \cdot 10^{-8} \text{ Վրկ}$, $m_{\pi^0} = 135 \text{ ՄԵԿ}$, $T_{\pi^0} = 0,9 \cdot 10^{-16} \text{ Վրկ}$, $m_{\mu} = 105,7 \text{ ՄԵԿ}$, $T_{\mu} = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ Վրկ}$:

ԽՄՖԻՐ ԱՌ.2. Հայտնի է, որ L խմբի $\text{Li}, \text{Be}, \text{B}$ թիմիական տարրերը առաջնային տիեզերական մատագայթման մեջ պարունակվում են միջաստղային տարրածության մեջ փոխակերպումների շնորհիկ։ Ըստ որում՝ Δ խըմբի տարրերի հոսքի մեծացումն ուղեկցվում է H և VH խմբերին պատկանող թիմիական տարրերի հոսքի փոփոխությամբ /նվազմամբ/ \pm Հաշվել առաջնային տիեզերական մատագայթների վազքի այն X -ի երկարությունը, որի դեպքում կապահովվի L խմբի տարրերի դիտվող հոսքը։ Հաշվումների հիման վրա դառնողություններ անել առաջնային տիեզերական մատագայթների գալակտիկական կամ արտազալ ակտիվական ծագման մասին։ Տրված են՝ Գալակտիկայի շառավիղը՝ $R = 3 \cdot 10^{24} \text{ J}$, միջաստղային նյութում առումների կոնցենտրացիան՝ $n = 10^4 \text{ տոռ/մ}^3$, L խմբի մասնիկների թվի հարաբերությունը H և VH խմբերի առումների թվին /ըստ աղյուսակ 1-ի/

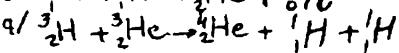
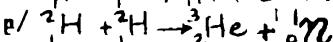
$$\frac{N_L}{N_H + N_{VH}} = 0,11 + 0,029 \cdots = 0,68$$

Միջուկների ֆրակցիաների ռեակցիաների կտրվածքը՝ $\sigma = 10^{-30} \text{ J}^2$

Δ խմբի միջուկների համար ռեակցիայի ելքի հավասարությունը՝

$$dN = -\sigma \cdot (N_H + N_{VH}) \cdot ndx$$

ԽՄՖԻՐ ԱՌ.3. Հաշվել երկրամերձ տարածությունում Արեգակից եկող նշայրինային հոսքի ինտենսիվությունը՝ Համարել, որ Արեգակի դիտվող լուսապուրագուն ապահովում է դրա ընդերքում ընթացող ջրածնային հելիումային ցիկլի ջերմամիջուկային ռեակցիաներում անշատվող էներգիայի հաշվին։ Ըստ որում ջրածնա-հելիումային ցիկլում տեղի է ունենում ռեակցիաների հետևյալ հաջորդականությունը՝



ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Խայկավ Ը., Փизика космических лучей. Часть I. Ядерно-Физический аспект. "Мир" Москва, 1973.

2. Խայկավ Ը., Փизика космических лучей. Часть II. Астрофизический аспект. "Мир" Москва, 1974.

3. Широков Ю.А. Юдин Н.П., Ядерная физика. "Наука" Москва, 1972.

Ֆրկրորդային տիեզերական ծառագայթներն առաջնում են մթնոլորտում՝ առաջնային տիեզերական ծառագայթների կլասման հետևանքով։ Դեպի երկրի մակերևույթ տանող ծանազարհին տիեզերական ծառագայթներն անցնում են մթնոլորտի հաստ շերտի միջով։ Մթնոլորտի զազային միջավայրում նյութը բաշխված է անհավասարաշափ, որի հետևանքով ծանազարհի հավասար հառվածների վրա ծառագայթների կլասման երկրի մակերևույթից տարբեր բարձրությունների համար արդեր է ծառագայթման կլասման մեծությունը կախված է ոչ միայն միջավայրում դրանց անցած ծանազարհի երկարությունից, այլ նևել այդ ծանազարհին հանդիպող նյութի քանակությունից։ Ուստի ծառագայթման կլասման ուսումնասիրելու համար մթնոլորտին կեռ բարձրում ենք երկու տիպի հաստությունների երկրաշափական և զանգվածային։ Մթնոլորտի երկրաշափական հաստությունը երկրամերճ տարածության այն շերտի հաստությունն է, արտահայտված մետրերով, որտեղ կենարունացված է մթնոլորտի զանգվածը։ Սակայն մթնոլորտում նյութի անհավասարաշափ բաշխման հետևանքով այն չլունի խիստ ընդգծված սահմանները իրոք բարձրեարական բանաձեկի մթնոլորտի մնչումը, ինչպես նաև օդի խորությունը երկրի մակերևույթից ունեցած բարձրությունից կախված փոփոխվում է եքաղնենցիալ օրենքով։

Մ Ճ Հ
R = R₀ e^{-Mz/H}

/3/

Որտեղ հ-ը երկրի մակերևույթից ունեցած բարձրությունն է թիվն օդի խօստությունը ծովի մակերևույթի վրա, R -ն՝ խորությունը ի բարձրության վրա, T -ն՝ օդի բացարձակ շերմասահմանը, M -ն օդի հարաերական մոլեկուլային զանգվածը, իսկ K -ն և N -ն համապատասխանաբար Բոլցմանի հաստառունը և Ավոգադրոյի թվերն ենց-ն ազատ անկման արագագությունը։

/3/ բանաձեկից հետևում է, որ $R \rightarrow 0$, եթե $h \rightarrow \infty$ ։ Հետևաբար մըթնությունը շերտի հաստությունը զգվում է Ֆրկրի մակերևույթից մինչև անվերջություն։ Սակայն իրականում երկրի մակերևույթից արդեն 400-500 կմ բարձրության վրա մթնոլորտի խորությունն էականորեն չի տարբերվում միջմոլորակային առթեռությունում /միջմոլորակային վակուում/ բաշխված նոսր նյութական միջավայրի հատությունից։ Ուստի ընդունվում է, որ մթնոլորտի շերտի հաստությունը հավասար է 400-500 կմ չնայած դրա հիմնական զանգվածը գործնականում կենարունացված է 10-15 կմ հաստությամբ շերտում։

Մթնոլորտի զանգվածային հաստությունը նյութի այն քանակությունն-

է, որ բաշխված է ուղղաձիգով՝ երկրի մակերևույթից մինչև մթնոլորտի վերին սահմանները։ Այն սահմանավում է որպես նյութի նառության և տրվալ նյութական միջավայրի հաստության $\xi = \rho$ ի արտադրյալ և չափում է կգ/մ²։ Զանգվածային երկարության միավորներով մթնոլորտի հաստությունը հավասար է $104 \text{ кг}/\text{м}^2$ ։

Առաջնային տիպերական մառազայթման էլեկտրամագնիսական, նեյտրինային և միջուկային քաղաղրիչները, կափած դրանց հոսքերի մեջ մտնող մասնիկների սեսակից ու էներգիայից, ինչպես նաև նյութի հետ փոխազդեցության քույթից, մթնոլորտում կլանվում են առօրեր ձևով։

Ցածր էներգիաների էլեկտրամագնիսական մառազայթները /ունազենյան ու չ-մառազայթները պուլսարներից, անինիլ յացիոն չ-մառազայթներ զալ ակտիվայի կենարույթից/ կլանվում են մթնոլորտի ամենավերին շերտերում։ Ֆոտոէֆեկտի ու կոմպտոն-էֆեկտի շնորհիկներում չենց այնող էլ կը լանվում են նաև այդ մառազայթների ազդեցության տակ ծնված թոտ և կոմպտոնյան էլեկտրոնները։ Փաստորեն այդ մառազայթները մթնոլորտում զգալի չափով խորացող երկրորդական մառազայթում չեն տաշխացնում։ Բարձր էներգիաների չ-բառաները, որոնք առաջնում են հիմնականում ,՝ Պարագ X-8,, պլայուրից, մթնոլորտում ավելի համար տաշխացնում են էլեկտրամագնիսական կասկառային հեղեղներ, որոնք զգալիորեն խորացնում են և հասնում օդի ինտ շերտերին։ Մակար այդ մառազայթման առաջման ինտենսիվությունը շատ փոքր է, որի հետևանքով էլ դրանց ներդրումը երկրորդային մառազայթման հոսքում շատ շնչին է։

Նեյտրինային մառազայթման ամբողջ ազետարի համար, որի մեջ մտնում են հիմնականում Աղեղակից առարկա ցածր էներգիաներով նեյտրինոներ / $E_7 < 5 \text{ УэВ}$ / և առաջալ ակտիվական ծագում ունեցող բարձր էներգիաներով նեյտրինոներ / $E_7 = 10^9 - 10^{11} \text{ УэВ}$ /, մթնոլորտը թափանցիկ է։ Դրանց գործնականում չեն փոխազդում օդի առոմների հետ և երկրորդային տիեզերական մառազայթման պատճեն չեն դառնում։

Առաջնային տիեզերական մառազայթման միջուկային քաղաղրիչը /պրոտոններ, Δ -մասնիկներ, ծանր միջուկներ/ մթնոլորտով անցնելու ժամանակ ինտենսիվ փոխազդում են օդի առոմների հետ։ Դրանք հիմնականում էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությաւններ են՝ միջավայրի առոմների հետ բախումների իրանցման կորուսաներով, ինչպես նաև միջուկային փոխազդեցություններ՝ առոմների միջուկների հետ առաջական ու ոչ առաջապահն բախումներով։ Բախումները տիեզերական մառազայթման մասնիկների և առոմների միջև կառարկում են պատճականորեն, եկթարկում պատճական պրոցեսների օրենքներին, որի հետևանքով մթնոլորտի X խորությունները

ֆանցած պաշտամյին մառագյթման հոսքի ինտենսիվությունը որոշվում է հուկայով էլեկտրոննեցիալ օրենցով՝

$$J_i(x) = J_i(0) e^{-\frac{x}{X_i}} \quad /4/$$

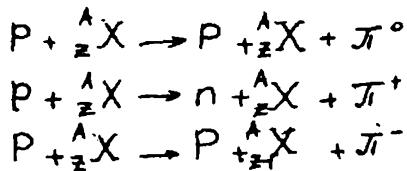
որտեղ $J_i(0)$ ն առաջնային տիեզերական մառագյթման ինտենսիվությունն է մթնոլորտի վերին սահմանների մոտ /400-500 կմ քարձորության վրա/, $J_i(x)$ -ը՝ հոսքի ինտենսիվությունը մթնոլորտում X խորության վրա, X_i ն մթնոլորտում մասնիկների ազատ վազքի միջին երկարությունն է, որ հայտնի է նաև որպես մասնիկների փոխազդեցության վազքի երկարություն անկյան տակ։ Բոլոր տեղերում է ինդեքսը բնութագրում է փոխազդեցության մեջ մտնող մասնիկի տեսակը /պրոտոն; α -մասնիկ, Li, Be, B/։ Փոխազդեցության վազքի երկարությունը, հառկապես փոքր էներգիաների դեպքում, կախված է մասնիկի էներգիայից և տեսակից։ Մակայն էներգիաների $E > 1$ ԳէՎ տիրույթում փոխազդեցության վազքի երկարության՝ սասնիկների էներգիաներից կախվածության ֆունկցիան դառնում է այնքան թույլ փոփոխվող, որ այդ փոփոխությունները կարելի են առանել։ Այդ տիրույթին պահանջող տեսակարար էներգիայի $8 \text{--} 15$ /նուկլիոն արժեքի դեպքում փոխազդեցության վազքի երկարություններն օդում կազմում են՝ $X_D = 950 \text{ կմ}/\text{մ}^2$ պրոտոնների, $X_L = 325 \text{ կմ}/\text{մ}^2$ լուսի միջուկների $X_m = 216 \text{ կմ}/\text{մ}^2$ Մ լուսի միջուկների, $X_{\gamma H} = 139 \text{ կմ}/\text{մ}^2$ VH լուսի միջուկների համար։ Համեմատելով միջին վազքի երկարությունների բերված արժեքները մթնոլորտի $20^4 \text{ կմ}/\text{մ}^2$ հաստության հետ, հեշտ է տեսնել, որ $X_i < \xi$ կամայական լուսին պատկանող միջուկների հոսքերի համար։ Օսատորեն մթնոլորտի հաստությունը համարժեք է փոխազդեցության քազմակերպ վազքի երկարությունների չեղաքարար։ առաջնային տիեզերական մառագյթները օդի առոմների հետ փոխազդեցության մեջ մտնում են սկսած մթնոլորտի ամենավերին շերտերից։ Դրանց հոսքը նվազում է համաձյան /4/ բանաձևի քանի որ փոխազդեցության մեջ մտած մասնիկները դուրս են գալիս հոսքից։ Բախումները հանգեցնում են օդի առոմների միջուկների մասնիկների լորիկ թայքայման, դրանցից նույն լուսների գոկման, $\pi^+, \bar{\pi}^-$, π^0 մեզոնների ծանան, ինչպես նաև բախման մեջ մտնող պատշաճյին միջուկների ֆրազմենտացիայի կամ էլ վերջիններիս լորիկ առյօքայման։ Բոլոր այդ փոխազդեցությունները բերում են հուկայով հուկանքներին։ 1. մթնոլորտի քիմիական բաղադրության փոփոխության /չնայած չնշին չտփով/; 2-ը երկրորդային տիեզերական մառագյթման առաջացման։

1. Մթնոլորտի թիմիական բաղադրության փոփոխությունն արագայակում

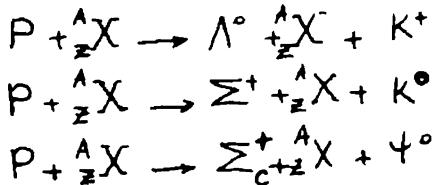
է այն բանով, որ առաջնային տիեզերական մատագայթների միջուկային ակտիվ բաղադրիչի և օդի առոմների միջուկների բախման ժամանակ ընթացող միջուկային ռեակցիաների ելքում առաջանում են՝ H , ^{14}C , ^{9}Be , ^{32}P , ^{35}S , ^{37}Cl թիմիական տարրերի միջուկներ, որոնց անկայուն են և ենթարկվում են ռադիոակտիվ տրոհումներից Մթնոլորտում դրանց կոնցենտրացիայի մեծությունը ժամանակի ընթացքում հաստառուն պահպում է դինամիկական հավասարակշռության շնորհիկ /արոնումների հետևանքով առոմների կոնցենտրացիայի փոքրացումն ուղղ եկցվում է տիեզերական մատագայթների ազդեցության տակ դրանց առաջացմամբ/ Հիմնամիկ հավասարակշռությամբ է պայմանավորված նաև երկրի ջրավազաններում ջրածնի՝ H իզոտոպի $10-18\%$ խության հաստառուն մեծությունը և իզոտոպի դիվորդո, 0,03 օ/օպեկցուկը երկրի բաղադրության մեջ մտնող նյութի մեջ՝ 2/Առաջնային տիեզերական մատագայթների գործած մյուս հիմնական ազդեցությունը մթնոլորտում երկրորդային տիեզերական մատագայթման հոսքերի ատեղծումն է։ Դրանք արդյունք են օդի առոմների միջուկների հետ մեծ էներգիայով օժագած տիեզերական մատագայթների, հիմնականում պրոտոնների, բախումներից։ Մանրակրկիտ ուսումնասիրություններով պարզվել է, որ $E_p > 1 \text{ GeV}$ էներգիաներով պրոտոնների ու առոմային միջուկների բախումները ենթարկվում են հեռևյալ օրինաչափություններին՝ ա/Ամեն մի բախման ժամանակ պրոտոնը կորցնում է իր ունեցած կինետիկ էներգիայի 0,5 մասը։

Յ/Ակզրնական պրոտոնի էներգիայի մի մասը ծախսվում է միջուկներից նույնականացնելու պահին վրա։ Ըստ որում դուրս թռած նույնականացների էներգետիկ բաշխման մեջ գերակշռում են 140 Մ eV միջին կինետիկ էներգիայով նույնականացները, որոնց անկանում են ծ– նույնականացներ։ Փոխազդեցության ընթացքում նույնականացները կորցրած դուստր միջուկները մնում են։ Հիմնականում գրգռված վիճակում։ Գրգռումը հանդում է դուստր միջուկից պրոտոնների, ծ– մասնիկների, նեյտրոնների և ցածր էներգիաներով Հ– մատագայթների առաջամբար Անարգած լիցքավորված մասնիկների էներգիան անհիշականորեն, իսկ նեյտրոնների ու Հ– մատագայթների էներգիան, միջավայրում դրանց ստեղծած լիցքավորված մասնիկների միջոցով, ծակսվում է ողի առոմների իրանցման վրա։

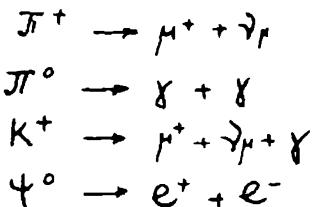
Զ/Պրոտոնների կինետիկ էներգիայի հիմնական մասը ծախսվում է բախումների ժամանակ միջուկային ակտիվ ուղևատիկ հատիկիստիկ մասնիկների ծնան վրա։ Դրանք հիմնականում π^+ , π^- , π^0 մեզոներն են՝ ծնված ստորև բերված միջուկային ռեակցիաներում։



և ավելի փոքր հավանականությամբ /առաջացած ուղևատիմիստիկ մասնիկ-ների ընդհանուր թվի $10-15\text{o}/\text{o}-\text{o}/\text{K}$ - մեզոնները, տարօրինակ հիպերոն-ները, $C-, \beta-, t-$ գլուխության կազմված մեզոններն ու բարիոնները՝ ծըն-ված տարրերի քերպած կամ համանան ռեակցիաներում



Ինչպես տեսնում ենք երկրորդային ահեղերական մառազայթման և զանգ-վածային, և էներգետիկ /առեկտրոնները/ բաշխումները քազմազան են: Դր-րանց հոսքերի մեջ մտնում են տարրեր զանգվածներով ու կյանքի ան-դուրսթյուններով մասնիկներ's Այնուանդերժ այդ մառազայթման հոսքերի ինտենսիվության որոշողը կայուն և առավելապես երկար կյանքի անողու-թյամբ մասնիկներն են; քանի որ կարճ աղբող մասնիկները տրոհման գե-ներացիա ռեակցիաներով փոխակերպվում են այլ մասնիկների

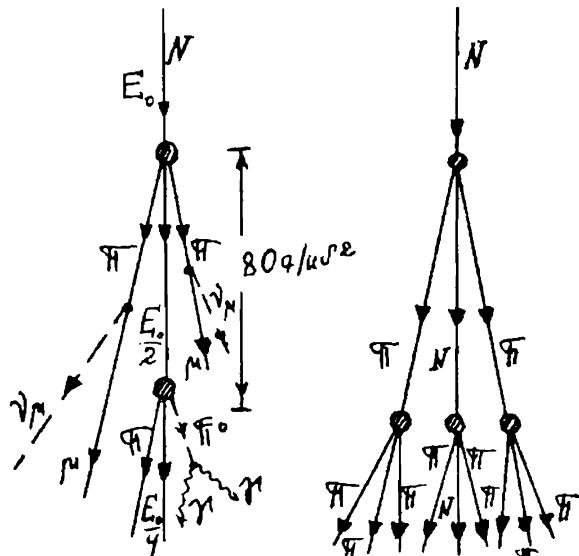


Այս արորումների արդյունքում ևս ստացվում են երկար կյանքի անողու-թյամբ տարրական մասնիկներ: Այսպիսով, երկրորդային մառազայթների հատակ փոխակերպումները ևս հանգեցնում են կարմ կյանքի անողությամբ մասնիկների հոսքերի փոքրացման և երկար աղբող մասնիկների հոսքի

ավել ացման:

Նրկորդային տիեզերական մառազայթման հոսքերի մեջ մտնող մասնիկներն ունեն տարբեր էներգիաներ և նյութի հետ տալիս են տարբեր քնույթի փոխազդեցություններ: Դրա հետևանքով տարբեր է նաև մասնիկների կամ մասնիկների որոշ խմբերի՝ մթնոլորտի մեջ ներթափանցման խորությունը: Ելնելով այդ հանգամանքից, երկրորդային տիեզերական ծառագյթման հոսքերը խմբավորում են փողծերում դիտվող հետեւյալ երեք խմբերում՝ ա/միջուկային ակտիվ հեղեղային, թ/ էլեկտրամագնիսական-հեղեղային, գ/կոշտ ըալաղրիչներ:

Միջուկային ակտիվ հեղեղային ըալաղրիչի հոսքը կազմված է նուկ-լուններից և π^+ , π^- նեղոններից, որոնց համախռմբը տիեզերական մառազայթների ֆիզիկայում հայտնի է նաև երկրորդային տիեզերական մառազայթման Λ բաղադրիչ անվանումով: Առաջնային պրոտոնի, ինչպես նաև երկրորդային նուկլունների ու π^- մեզոնների քարձր էներգիաների դեպքում / $E > 10^{10}$ ԳէՎ մթնոլորտում գրգռվում են միջուկային կասկաղային հեղեղներ, որոնց ընթացքի գծապակերը որպատճ է նկ. 1-ում՝ $E > 10^4 - 10^5$ ԳէՎ էներգիայով սկզբնական մասնիկների համար:



Նկ. 1. Միջուկային կասկաղային հեղեղների առաջացման գծապատճերը:

Առաջնային նուկլոնը միջուկի հետ բախման ժամանակ ծնում է տուշին սերնդի երկրորդային մասնիկները, որոնց միջուկային պատիվ մասնիկները բավարար էներգիայի դեպքում / $E > 10 \text{ GeV}$ / ծնում են երկրորդ սերնդի մասնիկներ։ Պրոցեսի հաջորդական գարգացման շնորհիկ հոսքում մասնիկների թիվն աճում է հեղեղային օրենքներով։ Պրոցեսն ընդհատվում է և հեղեղ մարում, երբ որեւէ սերնդի միջուկա-պատիվ մասնիկների եներգիան չի բավարարում նոր սերնդի երկրորդային մասնիկներ ծնելու համար։ Սովորաբար այդ պահը կրա է հասնում π^- -մեզոնների $E_\pi > 10 \text{ GeV}$ էներգիաների դեպքում։ Այդպիսի էներգիաներով $\pi^+ - \text{մեզոնների}$ տրումն կազմի երկարությունը դառնում է միջուկային վազքի երկարությունից փոքր և դրանց գերազանցազես արոհվում են μ^- մեզոններից։

Երկրորդային տիեզերական մառազայթման էլեկտրամագնիսական հեղեղային բաղադրիչը կազմված է էլեկտրոնների, պրոտոնների և ֆոտոնների հոսքից։ Այդ հեղեղային պրոցեսի առաջացման պատճառ են հանդիսանում միջուկային բակումների ժամանակ ծնված մեծ էներգիայով $\pi^+ - \text{մեզոնների}$ թիվը $\bar{\pi}_\pi = 0,9 \cdot 10^{-16} \text{ Վրկ}^{-2} \text{ Կյանքի անողությամբ } \pi^- - \text{մեզոնները } \pi^+ \rightarrow 2g$ սխեմայով արոհվում են սեծ էներգիայով $f - \text{քանաների}$, որոնց էլ պահպանում են էլեկտրամագնիսական կասկաղային հեղեղները։

Երկրորդային տիեզերական մառազայթման կոչշ բաղադրիչը կազմված է μ^+, μ^- մեզոններից, որոնց ունեն նյութական միջավայր ներթափակելու լավ հատկությունն մառազայթման այդ բաղադրիչի առաջացման համար պատճառ են հանդիսանում π^- և $\pi^+ - \text{մեզոնների } \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \gamma, \nu_\mu$ տրոհումները։

Մառազայթման միջուկային պատիվ հեղեղային, էլեկտրամագնիսական հեղեղային բաղադրիչներն արագ կլանվում են մթնոլորտում և կոչվում են նույն տիեզերական մառազայթման փափուկ բաղադրիչներ։ Երկրի մակեր - եռույթին հասնում է միայս մառազայթման կոչշ բաղադրիչը։ Ներկա աշխատանքում ինչի՞ր է դրվուս վերերկրյա չափորոշիչներով սարքերի միջոցով ուսումնասիրեցի և/երկրորդային տիեզերական մառազայթման բացարձակ ինանսիկությունը։ Յ/այդ մառազայթման կոչշ բաղադրիչի անկյունային բաշխումը, զ/էլեկտրամագնիսական կասկաղային հեղեղները

ԳՈՐԾԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔ

ԽՄԴԲ նո.1.- Ունենալով մթնոլորտի շերտի գանգմածային հաստությունը՝ $10^4 \text{ կգ}/\text{մ}^2$ և միջուկային պատիվ մասնիկների միջուկային փոխազդեցության վազքի միջին երկարությունը / էջ 114 /, զանել միջուկային վազքի երկրոշափական երկարության և երկրի մակերեսութից

ունեցած (ի) բարձրության միջև կապը : Խնդրի լուծման ժամանակ օգտվել խոռոչյան բաշխման /3/ բանաձենից :

Խնդիր 2. Երկրի մակերևույթից ինչպիսի՞ բարձրության վրա է առաջնային տիեզերական մառազայթման էլեկտրամագնիսական բաղադրիչի ինտենսիվությունը նվազում է 90 օ/օ-ովկ: Համարել, որ՝ ω /մառազայթման սպեկտրում գերազանցում են $E_g = 0,08 \text{ Մ}^2/\text{q}$, $0,1 \text{ Մ}^2$ և $0,5 \text{ Մ}^2$ էներգիաներով ֆուտոնները, ը/դիտարկվող բարձրությունների ամրող երկարության վրա ազատ անկման արագացման աջ փոփոխությունը կարելի է անանել, $q/\text{մթնոլորտի շերմատիմանը բարձրության ամրող երկարության վրա չի փոխվում$, $q/\text{մթնոլորտը կազմված է ազոտից: Տրվածքը } T = 250^\circ\text{Կ, } M = 0,05/-0,197 \text{ սմ}^2/\text{q}, \mu = 0,1/-0,153 \text{ սմ}^2/\text{q},$
 $\lambda = 0,5/-0,861 \text{ սմ}^2/\text{q}: Օգտվել /3/ բանաձենից:$

Խնդիր 3. Երկրի մակերևույթից ի՞նչ բարձրության վրա է գրությունը մթնոլորտի այն շերտի ներքին եզրը, որի վրա առաջնային տիեզերական մառազայթման միջուկային բաղադրիչի ինտենսիվությունը նվազում է 60 % -ով: Օգտվել /3/ բանաձենից և $\lambda = 114 /-\text{ում ներկայացված միջուկային վազքի երկարությունների տվյալներից: Համարել, որ ողը կազմված է ազոտից և ունի $T = 250^\circ\text{Կ}$ շերմատիման:$

Խնդիր 4. Օգտվել ով $\lambda = 111/\text{խոնիր նո.1-ի լուծման արդյունքներից, հաշվել մեկ տարվա ընթացքում երկրի մթնոլորտի հեռ արեգակնային նեյտրինոնների մակած գոխազդեցությունների թիվը: Այնուշեմ նաև նյութի մեջ նեյտրինոյի ազատ վազքի միջին երկարությունը: Տրված են մթնոլորտային մնշումը $R_0 = 100 \text{ Պ}^{-1}$, $M = 29$ որի համար, Երկրի շտամփեղը՝ $R = 6400 \text{ կմ}$, նյութի հեռ նեյտրինոյի փոխազդեցության կտրվածքը՝ $S_g = 1,1 \cdot 10^{-48} \text{ սմ}^2$: Ցուցում՝ օգտվել բարոմետրական և /3/ բանաձենից:$

Խնդիր 5. Ինչպիսին պես է լինի միջուկային հեղեղի երկրորդ սերնդին պառկանող ՓՄ⁺ մեզոնի էներգիայի մեծության փոքրացույն արժեքը, որպեսզի այն հասցնի մթնոլորտում անցնել միջուկային վազքի մեկ լրիվ երկարության և մասնակցի միջուկային նոր բախման: Համարել, որ առաջնային պրոտոնի կողմից միջուկային հեղեղային գրությունը գրգռվել է մթնոլորտի վերին սահմանի 500 կմ բարձրության վրա: Տրված են՝ $X_g = 950 \text{ կգ/մ}^2$, $m_f = 199 \text{ Մ}^2$, $T_g = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ Վրկ:}$ Ցուցում՝ օգտվել /3/ բանաձենից:

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔ Խ.1

ԹՐԱՋՈՐԴԱՅԻՆ ՏԻԾՁԱՐԱԿԱՆ ԾԱՌԱԳԱԹՄԱՆ ԲԱՑԱՐՁԱՆ

ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Տիեզերական մառազայթների ինտենսիվությունը սահմանվում է որպես մակերեսով չ ժամանակում անցած մասնիկների N քայլ S ու t ժամանակում

$$J = \frac{N}{St} \quad /5/$$

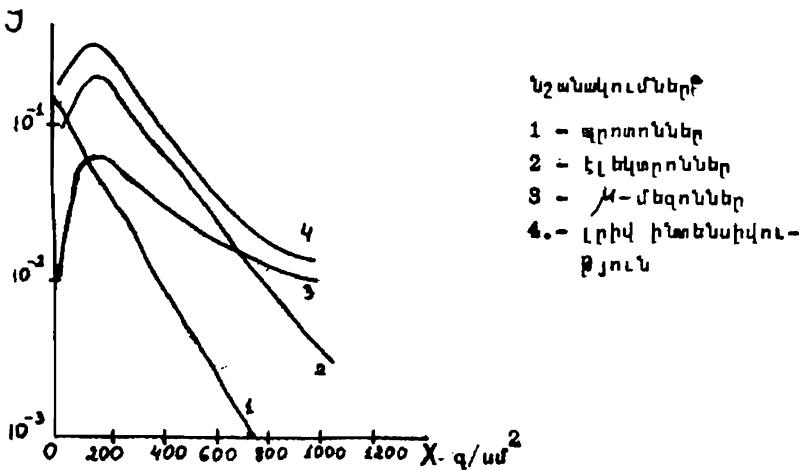
Խորարերություններու մասույթի $1/m^2$ մակերեսով 1 գրկ-ում անցած մասնիկների թիվն է: Տիեզերական մառազայթման հոսքերը բնութագրելու համար մացկում են ինտեգրալ և դիֆերենցիալ /ուղղված հոսքերի/ ինտենսիվությունների գաղափարը: Ինտեգրալ ինտենսիվությունը ցույց է առ լիս մեկ m^2 մակերեսով 1 գրկ-ում ըռողոր ուղղություններով անցած մասնիկների թիվը, իսկ ուղղված հոսքերի ինտենսիվությունը՝ 1 m^2 մակերեսով 1 գրկ-ում տարածական որոշակի ուղղությամբ անցած մասնիկների թիվը: Ֆրկրային դիտորդի համար տիեզերական մառազայթների հոսքերի ուղղությունը որոշվում է զենիթային θ և ազիմուտային φ անկյուններով, իսկ այդ մեծություններից ինտենսիվության կախվածությունը ցույց տալու համար այն դիմում է որպես θ պահ և φ պահ կախված $J(\theta, \varphi)$ ֆունկցիա: Ինտեգրալով այն ըստ θ մի և φ մի հնարավոր պահեցների, ատանում ենք մառազայթման հոսքի ինտեգրալ կամ գլոբալ ինտենսիվությունը:

$$J = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi J(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \quad /6/$$

Սակայն երկրի մակերեսույթ մառազայթները գալիս են գերին կիսասներայից հետեւար երկրային դիտորդի համար $J(\theta, \varphi)$ ֆունկցիայի ինտեգրման սահմանները պետք է ընտրվեն $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ և $0 \leq \theta \leq \pi/2$ պիրույթներում:

Ինչպես հաստագվել է տիեզերական մառազայթման հետազոտությունների առաջին իսկ փորձերում, դրանց ինտենսիվությունը կախված է երկրի մակերեսույթից ունեցած բարձրությունից: Հետեւար և մթնոլորտային շերտի հաստությունից: Սակայն տիեզերական մառազայթման հոսքերի տարրերը բաղադրիչների ինտենսիվությունները միևնույն ժեղս չեն գոփոխվում, որը երևում է նկ. 2-ում բերված զրածիկներից:

Տիեզերական մառազայթման միջուկային բաղադրիչի ինտենսիվությունը նվազում է մթնոլորտի խորության մեծացմանը զուգընթաց և ծովի մակերեսույթի վրա գործնականում հավասարվում է 0 ահել:

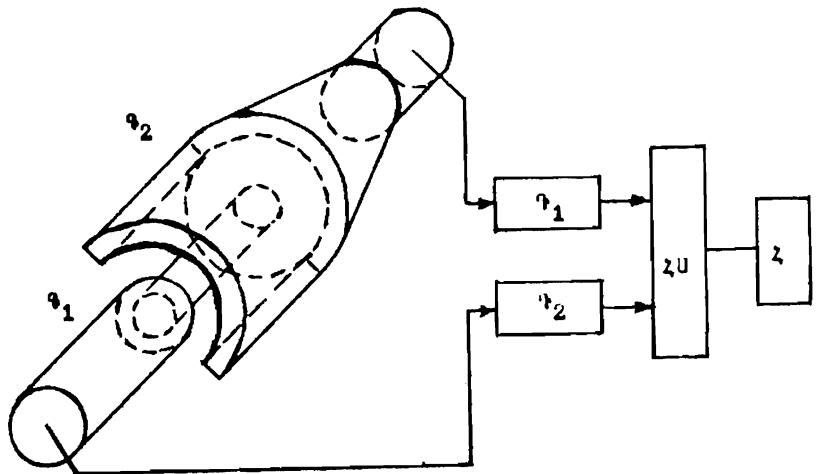


Նկ. 2. Ծառագայթման ուղղաձիգ հոսքի կախվածությունը մթնոլորտ ներթափանցելու խորությունից:
 X - շխորությունն է q/cm^2 միավորներով,
 J - ն իոնենսիվությունը Վրկ. $^{-1}$ ստերադիան $^{-1}$
 cm^2 -միավորներով:

Էլեկտրոնա-ֆոտոնային բաղադրիչի իոնենսիվությունը գերազանց է մեծ քարերությունների վրա, սակայն ծովի մակարդակի վրա զգալիորեն զիջում է ծառագայթման կոշտ բաղադրիչի իոնենսիվությանը:

Ծովի մակարդակի վրա տիեզերական ծառագայթների հոսքի իոնենսիվությունը 100 անգամ փոքր է մթնոլորտի վերին սահմանի վրա դիտվող ծառագայթման հոսքի իոնենսիվությունից և կազմված է հիմնականում ծառագայթման կոշտ բաղադրիչից՝ μ^+ և $\bar{\mu^-}$ -մեզոններից: Մի կողմից մինչև 10 ԳՀԿ էներգիայով առաջնային պրոտոնների կողմից թափանցուների անշան հոսքի ստեղծումը, մյուս կողմից մթնոլորտի վերին շերտերում միջուկային և էլեկտրոմագնիսական հեղեղային հոսքերի կլանումը, հանգեցնում են այն բանին, որ ծովի մակարդակի վրա դիտվող ծառագայթման հոսքերի մեջ մի քանի ԳՀԿ էներգիայով առաջնային տիեզերական ծառագայթները գործնականում ներդրում չեն տալիս: Դա պատճենը, որ Արեգակի ակտիվության հետ կապված պրեգավանային տիեզերական ծառագայթման հոսքերի փոփոխությունը մթնության որակ ցածր շերտերի ծառագայթման հոսքերի համապատասխան վրա էական ազդեցություն չի գործում:

Այդ բարձրություններում ծառագայթման հոսքերի ինտենսիվության վրա ազդում են մթնոլորտի օդերևութաբանական պայմանները։ Օդի ջերմաստիճանը, խոնավության փոփոխությունը, մթնոլորտ աէրոգոլային նյութերի, զագերի ու փոշու արտանեռումը հանգեցնում է մասնիկների վազքի երկարության ; և դրանով պայմանավորված՝ ծառագայթման ինտենսիվության հոսքերի միջեւ 10/օփոփոխության ծշգրիտ չափումների ժամանակ այդ փոփոխությունները դիտվում են, որը հնարապորություն է տալիս տիեզերական ծառագայթման հոսքերն օգտագործել մթնոլորտի աղտոտվածության չափը և կենսոլորտի գոյապահպանական վիճակը գնահատելու համար։ ՓՈՐՁԻ ՆԳՄԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ։ Տիեզերական ծառագայթման քացարժակ ինտենսիվության փորձի գծապահկերը տրված է նկ.3-ում։



Նկ.3. Փորձի գծապահկերը: n_1 և n_2 -դետեկտորներ,
 n_1 և n_2 -դիսկրիմինատորներ, ZU համընկանման
սխեմա, Z -հաշվիչ սարք։

Փորձարական սարքի կառուցվածքի մեջ մտնում են Φ_1 և Φ_2 դետեկտորները, Ψ_1 և Ψ_2 դիսկրիմինատորները, շԱ համընկնան սխեման և Հ հաշվիչ սարքը: Φ_1 դետեկտորը օրգանական սինթէլյատորից /պոլիստիրոլ/ պատրաստված գլանածե մարմին է 15 մմ տրամագծով և 200 մմ երկարությամբ: Այն համակցված է ՖԷԲ-87 տիպի ՖԷԲ-ի հետ: Φ_2 դետեկտորը ևս պատրաստված է օրգանական սինթէլյատորից /պոլիստիրոլ/ և ունի 100 մմ ներքին, 120 մմ արտաքին տրամագծով /պատի 10 մմ հաստությամբ/ տանցքի երկարությամբ հատած սնամեջ կիսազանի ճնշելիյատորը համակցված է „, ՖԷԲ-49 „, տիպի ծոտուէլ եկտրոնային բազմազատկիչի հետ:

Φ_1 և Φ_2 դետեկտորները տեղադրված են այնպես, որ դրանց գլանային առանցքները համընկնում են և գտնվում են հորիզոնական հարթության մեջ: Φ_2 դետեկտորը ծածկում է Φ_1 դետեկտորին հորիզոնի նկառմամբ Վերևի կիսասթերայի կողմից:

Ψ_1 և Ψ_2 դիսկրիմինատորները նախառեսված են 1,5 կ լայնությունով 15 նվրկ. և 200 նվրկ. ելքային իմպուլսներ մեռավորելու համար, եթե դրանց մուտքին լուսայի փորձում Φ_1 և Φ_2 դետեկտորների ՖԷԲ-երի ելքերից/գալիս են լարման նախազես ընտրված որոշակի շեմային արժեքին զերազանցող էլեկտրական ազդանշաններ: Ներկա փորձում լարման ֆենային արժեքները դիսկրետ են և ունեն 30, 50, 100, 200 մՎ և 1,5 կ մեծություններ:

Համընկնան շԱ սխեման նախառեսված է „, տրամագրանությամբ. գեղեցիկ ջոկելու համար: Այն արտադրում է ելքային ազդանշան, եթե դրա երկու մուտքերին միաժամանակ /նախազես ընտրված 1,5 նվրկ կամ 200 նվրկ ժամանակահատվածի ընթացքում/ հայտնվում են ազդանշաններ Ψ_1 և Ψ_2 դիսկրիմինատոր-մեռավորչների ելքերից: Եթե համընկնան սխեմայի 1 և 2 մուտքերին եկող ազդանշաններն ունեն 20 նվրկ /200 նվրկ/ ժամանակահատվածին զերազանցող ժամանակային ուշացումներ, ապա համընկնան սխեման այդ ազդանշաններին չի արժագանցում և ելքային ազդանշան չի արտադրում: Հ հաշվիչ սարքը նախառեսված է դիսկրիմինատորների կամ համընկնան սխեմայի ելքերից եկող ազդանշանների թվի հաշվման համար:

Փորձում „, կը, տրամաքանությամբ աշխատող համընկնան սխեմայի օգտագործումը հնարավորություն է տալիս գրանցելու միայն ԴՎերեկեց՛ կիւսասթերայից: Եկող տիեզերական մատագայթներին և, որ ամենակարեւորն է՝ ազառվել ծովային երկույթներով պայմանավորված դեպքերի գրանցում:

Մից Միաժմանմակ հնարավորություն է սաեղծվում հսկողության ռազ ռանելու և փորձի արդյունքների մշակման ժամանակ հաշվի առնելու Ֆէբ-ի ելքերից եկող ալմուկային ազդանշաններով պայմանավորված գրանցում-ները:

Իրոք տիեզերական մառագայթները գալիս են վերեկի կիսասթերայից: Ներքեկի կիսասթերայից եկող տիեզերական մառագայթներն անցնում են երկրի ծավալով և ամբողջությամբ կլանվում: Բացառությամբ նեյտրինոնների, որոնք չեն գրանցվում փորձում օգտագործվող դետեկտորներում: Ինչ մնում է „Վերեկից եկող“, տիեզերական մառագայթների հոսքերին, ապա դրանց մի մասն անցնում է միայն 9_1 դետեկտորով և գրանցվում, մյուս մասն անցնում է միայն 9_2 դետեկտորով և գրանցվում, սակայն համընկանան սխեման այդ գրանցումներին չի արձագանքում /քանի որ մուտքերից մեկում բացակայում է մուտքային ազդանշանը/:

Նըր տիեզերական որևէ մասնիկ հաջորդաբար անցնում է 9_1 և 9_2 դետեկտորներով և գրանցվում դրանցում, ապա համընկանան սխեման արժագանքում է այդ դեպքերին, քանի որ դրա մուտքերին դետեկտորներից միաժմանակյա իմպուլսներ են մուտք գործում: Ինչ մնում է ֆոնային երկու յիթներին, ապա այդպիսիք տիեզերական մառագայթների գրանցման համար հանդիսանում են դետեկտորի շրջապատող նյութում պարունակվող ռադիոակտիվ միջուկներից առաքվող α , β , γ -մառագայթները: Անկայն դրանք օժտված են փոքր էներգիաներով և 9_2 ու 9_1 դետեկտորներում „միաժմանակյա“, գրանցման դեպքեր առաջացնել չեն կարող՝ առաջին իսկ դետեկտորում կլանման հետևանքով: Այլ է պատկերը Ֆէբ-երի ելքերից ստացվող ալմուկային ազդանշանների համար: Ցուրաքանչյուր Ֆէբ-ում՝ մյուսից անկախ մեռավորվում են դրանցում տեղի ունեցող ալմուկային էֆեկտներով պայմանավորված ազդանշաններ: Որոշ քանակությամբ ալմուկային ազդանշաններ երկու Ֆէբ-ում էլ կարտարզվեն միաժմանակ և կգրանցվեն համընկանան սխեմայի կողմից որպես 9_1 և դետեկտորներով տիեզերական մառագայթի անցման դեպք: Բայց քանի որ այդ համընկումները պատահական են, ապա համընկումների թիվը հեշտ է հաշվել հեռևյալ քանածեով:

$$N = 2\tau N_1 N_2$$

/7/

N պ. հ.-ն պատահական համընկումների, N_1 և N_2 Ֆէբ-երի ելքերում արտադրված ալմուկային ազդանշանների թվերն են քերված միենույն ժամանակի համար: \mathcal{T} -ն համընկանան սխեմայի լուծող ժամանակն է

Հ-15 Նվրկ կամ $T \leq 200$ նվրկ/:

Տիեզերական մառազայթման բացարձակ ինտենսիվության որոշման փորձի արդյունքները մշակելու ժամանակ պես է հաշվի առնել գրանցված պառահական համընկնումների թիվը, ինչպես նաև մտցնել այլ ուղղումներ։ Մասնավորապես, պետք է հաշվի առնել, որ կիսազլանաժն դեռեկտորի ընդգրկած մարմնային անկյունը փոքր է $2\pi - \theta$ /առն նկ. 8/։ ԳՈՐԾԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ. Փորձը պես է կառարել հեռայալ հաջորդականությամբ։

1. Առուցել սարքավորման ըլուների միացման համապատասխանությունը նկ.

Տ-ում բերված գծապատճերին։

2. Ψ_1 և Ψ_2 դեռեկտորների ՖԷ-երի նկատմամբ կիրառել աշխատանքային պոտենցիալ ների տարեկություն /համաձայն նախագծես կազմված հրահանգի/։ Տ-Զաշվել համընկնման սխեմայի 1 և 2 մուտքերին 1 բռնեում եկող աղյուսակային ազդանշանների N_1 և N_2 թիվը։ Դրա համար Ψ_1 և Ψ_2 դիսկրիմինատորների՝ ելքերը հաջորդաբար միացնել և հաշվից սարքի մուտքին և կառարել շափում։

4.5/7/ բանաձեկի միջոցով հաշվել պառահական համընկնումների N պ.հ.՝ թիվը 1 բռնեի համար։ T նի արժեքը կերպնել⁷ ըստ ըլոկի Վրա զրկած արժեքի։

5. Ըստ նկ.4-ում բերված գծապատճերի՝ կերպականգնել փորձի սխեման։

6. Զափել համընկնումների N_h թիվը Յ անգամ 20-ական բռնե /էքսպոզիցիայով/ դիտման ժամանակով։ Այնուհետև հաշվել համընկնումների միջն թիվը։

7. Մտցնել ուղղում համընկնումների թվի մեջ, նկատի ունենալով, որ $N_h = N_{h1} + N_{h2}$, որտեղ N_{h1} տիեզերական մառազայթների գրանցման խական թիվն է։

8. Ըստ /5/ բանաձեկի հաշվել մառազայթման ինտենսիվությունը, դառնունելով, որ $S = Ed$ (l -ն դեռեկտորի երկարությունն է, իսկ d -ն՝ որամագիծը)։

9. Մտցնել ուղղում բացարձակ ինտենսիվության հաշվման մեջ՝ ել նելով այն բանից, որ կիսազլանմեն Ψ_2 դեռեկտորն ամրողջությամբ չի ընդգրկում վերին կիսասֆերան / $\Omega < 2\pi$ /։ Հաշվումների ժամանակ օգտվել դեռեկտորների իրական շափերից։ Հաշվի առնել նաև, որ տիեզերական մառազայթման ինտենսիվությունը փոխվում է $Y(\theta, \phi) = Y_0 \cdot \cos^{1/6}\theta$ օրենքով։

10. Որոշել մառազայթման բացարձակ ինտենսիվությունը։

ԼԱՐՈՒՄԱՌ ԱՇԽԱՏԱՆՔ ՀՈ.2

ՑԻՖՐԱԿԱՆ ԸՆՈՒԱԳԱՅԹԱՆ ԱՆՁՈՒԽԱՑԻՆ ԲԱԺԿԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Փորձարարական վերերկրյա հեռազոտություններում տիեզերական մասագյթների ուղղված հոսքերը դիտվում են ազիմուտային φ և զենիթային θ անկյան տակչայտնազործվել և բազմաթիվ փորձերի ընթացքում հաստապել է, որ տիեզերական մառագյթների ուղղված հոսքերի $J(\theta, \varphi)$ ինտենսիվությունը ազիմուտային φ անկյունից ունի շատ թույլ կախվածություն, որը գործնականում կարելի է անհասել: Այդ իսկ պահանջով տիեզերական մառագյթման անկյունային բաշխման տակ հասկացվում է ուղղված հոսքերի $J(\theta)$ ինտենսիվության կախումը զենիթային θ անկյունից: $\theta=0$ անկյան տակ դիտվող տիեզերական մառագյթների հոսքը կոչվում է ուղղամիզ հոսք և բնութագրվում է $J(0)=J_0$ ինտենսիվությամբ Տիեզերական մառագյթների հոսքերի ուսումնասիրությունների հարմար մեջող է θ անկյան տակ դիտվող $J(\theta)$ ինտենսիվության արտահայտումը ուղղամիզ ուղղությամբ դիտվող հոսքերի J_0 ինտենսիվության միջոցով: Այդ բաշխումը լավ նկարագրվում է էմպիրիկ եղանակով ստացված

$$J(\theta) = J_0 \cos^n \theta$$

/8/

բանամեռով: n ցուցիչի մեծությունը կախված է տիեզերական մառագյթման հոսքերի մեջ մտնող մասնիկների տեսակից, դրանց էներգիայից և միջակայրի հետ փոխազդեցության բնույթից: Նկատում է այդ հանգամանքից՝ մառագյթման միջուկային-ակտիվ, էլեկտրամագնիսական և կոշտ բաղադրիչներից յուրաքանչյուրի համար $n=1$ ի արժեքն ընարկում է էմպիրիկ եղանակով մրանում կարելի է համոզվել դիտարկելով տիեզերական մառագյթման որեւ բաղադրիչին պատկանող մասնիկների հոսքը θ զենիթային անկյան տակ: Մթնոլորտի X խորության վրա մառագյթման $J(\theta, X)$ ինտենսիվությունը կախված θ -ից, կորոշվի հետևյալ բանամեռով՝

$$J(\theta, X) = J_0(x) \cdot \exp\left(-\frac{X}{X_0 \cos \theta}\right) = J_0(x) \cos^n \theta \quad /9/$$

Ընդունվում է, որ մթնոլորտի վերին սահմանի վրա մառագյթման բաշխումը իզուրող է, հեռաքար $J_0(X=0)$ հաստառուն մեծություն է: Ինչ մը նում է $\cos \theta = 1$ ցուցիչին, ապա $/9/$ բանամեռում $n=\frac{X}{X_0}$ և Այսինքն՝ Π այլ որոշում է մթնոլորտի X խորությամբ $/$ երկրը՝ մակերևութիւնը ունեցած բարձրությամբ/ և մասնիկների փոխազդեցության կազմի X : Եր-

Կարությամբ: Ցանի որ տիեզերական ծառագայթման միջուկային ակտիվ և էլեկտրամագնիսական քաղաքիչների փոխազդեցության վազքի երկարությունը փոքր է կոշտ քաղաքիչին պատկանող մասնիկների վազքի երկարությունից, ապա դրանց կլասվում են մթնոլորտի վերին շերտերում: Դրկի մակերևույթին մոռ/ցածր քարծառականի հասնում են կոշտ քաղաքիչին պատկանող μ^+ և μ^- -մեզոնները էլեկտրոնների ու γ -քանաների չընչին խառնուրդով: Ուստի երկրի մակերևույթի վրա տիեզերական ծառագայթների անկյունային բաշխման ուսումնասիրության խոհերը հանգում է μ^+, μ^- -մեզոնների անկյունային բաշխման ուսումնասիրությանը:

μ^+, μ^- -մեզոնների հիմնական մասն ծնվում է մթնոլորտի ամենափերին շերտերում: Նրանց տաշխանում են տաշխային պրոտոնների, ինչպես նաև մեծ էներգիայով օժաված երկրորդային մասնիկների ու որի առաջային միջուկների միջև քառումների ժամանակ ծնվում $\pi^+ - \pi^-$ -մեզոնների հետեւ պրոնումների շնորհիվ.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \gamma \mu \quad \& \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \gamma \mu \quad /10/$$

μ^+, μ^- -մեզոնները $m_\mu = 106$ ՄԵԿ զանգվածով կարմ կյանքի առողությամբ $/T_\mu = 10^{-3}$ վրկ/ մասնիկներ են, որոնց մասնակցում են թույլ և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների: μ^+, μ^- -մեզոնների թույլ փոխազդեցությունները հանգեցնում են դրանց արդիման

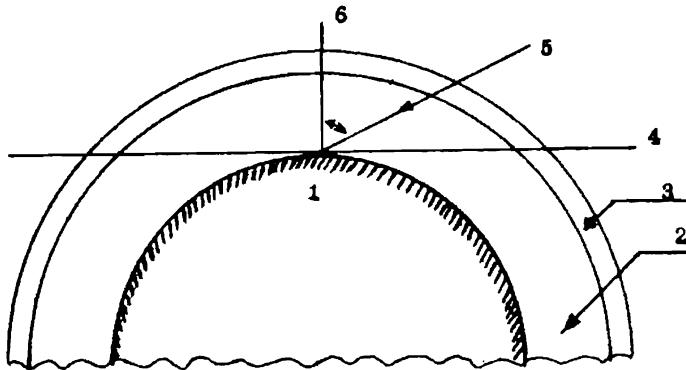
$$\mu^- - e^- + \gamma_e + \gamma_\mu \quad \& \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma_e + \gamma_\mu \quad /11/$$

սիեմաներով:

μ^- -մեզոնների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունները ցիշ են տարեք քառում էլեկտրոնների ու պոզիտրոնների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններից, որի համար μ^- -մեզոններին նույնացնում են ծանրը էլեկտրոնների հետ: μ^- -մեզոնները էլեկտրոններըց արքերկում են լեզուային լիցուակ և կյանքի առողությամբ: μ^- -մեզոնների զանգվածը 206 անգամ մեծ է էլեկտրոնների զանգվածից, որի հետևածով դրանց արագցումով շարժվելու ժամանակ արգելավման ծառագայթման վրա էներգիա չեն կորցնում: Նյութական միջավայրով μ^- -մեզոնների անցումն ուղղեցվում է հիմնականում իոնացման կորուստներով: 1գ/ամ² մասնակարի վրա μ^- -մեզոնները կորցնում են միջին հաշվով 1 ՄԵԿ էներգիա: Դրա շնորհիվ մթնոլորտում դրանց լրիվ վազքի երկարությունն անհամեմատ ավելի մեծ է էլեկտրոնների վազքի երկարությունից:

Ծնվելով մթնոլորտի ամենավերին շերտերում և շարժվելով ուղղա

Ժիգով, μ - մեզոնները դեպի երկրի մակերևույթ մանագարհին անցնում են մթնոլորտի ամբողջ հաստությունը / $9000 \text{ կգ}/\text{մ}^2 \approx 10^4 \text{ կգ}/\text{մ}^2$ /, որտեղ մասամբ կլավում են, մասամբ էլ տրոհվում էիսկ ուղղաձիգի նկառմամբ θ անկյան տակ շարժվող μ -մեզոնները մթնոլորտի վերին շերտերից մինչև երկրի /ծովի/ մակերևույթ հասնելն անցնում են $\frac{1}{\cos \theta}$ անգամ ավելի առաջարի, քան ուղղաձիգով շարժվող մասնիկները /նկ. 4/:



✓

Նկ. 4. Երկրորդային տիեզերական մառագյթման
անկյունային ըաշխման,, երկրաչփության,,
ցուցադրումը:

Թանգյան մեծագմանը զուգընթաց, մեծանում է μ -մեզոնների գազը երկարությունը մթնոլորտում, հառաբար, մեծանում է նաև այդ մանագարհի վրա դրանց տրոհման հալանականությունը: θ անկյան մեծացումը հանգեցնում է նաև μ -մեզոնների մանագարհին հանդիպող նյութի քանակության ավելացման: Դա, իր հերթին, բերում է իրնացման կորուստների շնորհիվ μ -մեզոնների հոսքի լրացուցիչ կլանման: Այդ երկու գործոնների միաժամանակ գործելը պետք է հանգեցնի մեզոնների հոսքի ինտենսիվության՝ փոշրացման՝ կախված գենիթային θ անկյան մեծացումից: Կարելի է, սակայն, առանձնացնել μ -մեզոնների այն մասը, որից կլանումը պայմանավորված է միայն նյութի

քանակության ավելացման շնորհիվ էլլիսի իրազործվում է չափող քոլոր անկյունների ոտք Ծանապարհների հավատքեցմամբ /զանգվածային միավորներով/:

Իրոք, երբ Կ մեզոնների ուսումնասիրման համար օգտագործվող դեմեկորների համակարգը /հեռախոսակը/ ունի այնպիսի ոիրք, որ գրանցում է միայն ուղղաձիգով շարժվող Հ-մեզոնները, ապա հեռադիտակի ու վրա, կա չ /Օ/ քանակությամբ նյութ, որն այդ ուղղությամբ Կ մեզոնների զանգվածային ծանապարհն է: Նրա հեռադիտակը թեր դիրքում է և գրանցում է Թ անկյան տակ եկող Հ-մեզոնները, ապա հեռադիտակի ու վրա, կա չ /Օ/ = չ /Օ/ $\cos \theta$ քանակությամբ նյութ, որը Թ անկյան տակ ՐԿ -մեզոնների անցած զանգվածային ծանապարհն է: Զանգվածային միավորներով $A\delta = \xi(\theta) - \xi(0) = \xi(0) \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right)$ ծանապարհների արքերությունը կարելի է Վերացնել /կոմպենսացնել/ հեռադիտակի վրա $\theta=0$ դիրքում $A\delta = 0$ ին հավասար նյութի քանակություն տեղադրելով:

Այդ նույն նպատակին կարելի է հասնել ներ այլ ծանապարհով՝ օգտվելով ահեղօքական ծառագյրների ուսումնասիրման ստորգետնյա ֆորմերի արդյունացներից: Եթե ընկերությունը արքեր կորություններում կատարվել են Կ մեզոնների ուղղաձիգ հոսքի ինաւենսիվությունների չափումներ: Դրանք ցույց են տակ, որ Կ մեզոնների $N(x)$ թիվը նվազող Ֆունկցիա է՝ կախված դրանց ծանապարհին հանդիպած նյութի քանակից: Այդ Ֆունկցիան ունի հետևյալ տեսքը^{*}:

$$N(x) = \left(\frac{1000}{1000 + x} \right)^{1.6} = \left(\frac{1000}{x} \right)^{1.6} \quad /11/$$

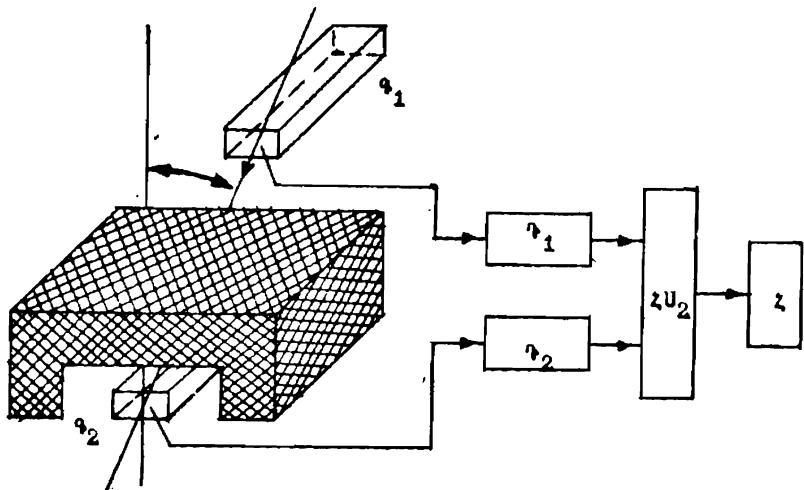
որտեղ $1000 + x$ -ը սյութի այն քանակությունն է, որ բաշխված է Կ մեզոնների ծանապարհին՝ դրանց ծնման տեղից մինչև կլանման տեղը անցման ժամանակ: Հետևաբար՝

$$N(x) = (\cos \theta)^{1.6} \quad /12/$$

Ֆունկցիան արթահայտում է Թ -ից մասնիկների $N(x)$ թիվը կախվածության օրենքը: Կ մեզոնների ինաւենսիվության նվազման մասը հետևյան է $X(0) = X_0 / \cos \theta$ անգամանական միավորների արհնումների:

Ուրշի նկարագրությունը: Եթե զերդի գծապակերը արված է Ակ. Յ-ում:

Սարքի կառուցվածքի մեջ մտնում են Գ₁ և Գ₂ սինուսիլյացիոն դեմեկտորները, Դ₁ և Դ₂ դիսկրիմինատոր-ժեպորիչները, չՍ համոնկաման սիեման, և հաշվությունը Գ₁ և Գ₂ նը պլատիկ սինուսիլյացիոն նյութից /պոլիստրոլից/ պարասպան 10 80 200 մմ³ չափերով պրեզմայան դեմեկտորներ են՝ համացված ՓՅ-87 տիպի ՖՀԲ-ի հեր:



ԱԿ. 5. Մրկրորդային տիեզերական մառագայթների անկյունային բաշխման փորձի զծագակերք:

q_1 և q_2 -դետեկտորներ, T_1 և T_2 -դիս-կրիմինատոր-ճեղավորիչներ, ZU_2 -համընկնանակամաց, Z -հաշվիչ սարք:

Դետեկտորներն իրար հետ ամրացված են կողմանակապում և կազմում են հողոսկոպային համակարգ $d = 0,4$ մ միջնական բաշխության մեջ գտնվող և q_1 -դետեկտորի երկայնական առանցքով անժառած անշարժ պտաման առանցք, որի շուրջը հողոսկոպային համակարգի պտույթը ըստ Θ անկյան սահմանափակված է $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$ տիրույթում: Սակայն չափումները կատարվում են այդ տիրույթին պատկանող $0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ դիմքերուների դեպքում:

Ժառագայթման փափուկ քաղաքիչին պատկանող մասնիկների $/\mu^+ + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\chi}$

$$\mu^- = e^- + \gamma_\mu + \bar{\gamma}_e$$

տրորումներից տուածացած էլեկտրոններ ու պոզիտրոններ, լարուառորիայի առատաղի նյութի ու օդի իոնացումից առաջացած δ -էլեկտրոններ/գրանցումից խուսափելու համար, որոնց աղաւաղողում են անկյունային բաշխման պատկերը, q_1 դետեկտորը բույրու կողմերից շրջապատկած է կապարի $5 - 10$ սմ հաստությամբ շերտով: Աշխատանքի սկզբունքով և այլ բնութագրական հատկություններով անկյունային

բաշխման փորձի սարքերը լրիվ կրկնում են տիեզերական մատագյթման բացարձակ ինտենսիվության որոշման փորձը /լարքունոր աշխատանքը նո.1/ ուստի այդ հարցերն այս աշխատանքում չեն քննարկվում:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՈՒՄԸ: Աշխատանքը կատարվում է հետևյալ հաջորդ դպրանությամբ:

1. Ստուգել փորձի սարքի կառուցվածքի մեջ մանող թղթակների և սխեմաների միացման համապատասխանությունը նկ. ճ-ում արված գծապատկերին:

2. Գլ և Գլ դեռեկտորների ֆոտոէլեկտրոնային բազմազառկիշների նկատմամբ կիրառել աշխատանքային գոտենցիալների տարբերությունը:

3. Կառարել ՀԱ համընկնած սրբեայի 1 և 2 մուտքերին 1 ըռեռում եկող ազդանշանների թվի հաշվում: Դրա համար Դլ և Դլ դիմուրիմինառորների ելքերը հաջորդաբար միացնել և հաշվիչ սարքի մուտքին և կառարել շափումներ:

4. Աշխատանք նո. 1-ում բերված /7/ քանածի միջոցով հաշվել պատճեական համընկնումների N_{th} թիվը 1 ըռեռի ընթացքում: Ըստ արժեքը վերցնելով գործիքի Վրա արված ապյալներից:

5. Վերականգնել փորձի սխեման ցան Ակ. ճ-ում արված գծապատկերին:

6. Ծ անկյան արված դիմուր արժեքների համար կազմել կրկնակի համընկնումների N_t թվի շափում:

7. Կառարել ծովային և այլուկային էթեկտներով գայմանափորված համընկնումների հաշվում՝ նկատի ունենալով՝ որ $N_t = N_{t-4} + N_{t+4}$:

8. Ցանուցել $N(\theta) = N(0) \cdot (\cos \theta)^{4,6}$ ծունկցիայի գրաֆիկը:

9. Հաշվել շափումների գարքերական սխալները /եթե այլպիսիք կան/, և շափման սխալները՝ գայմանափորված դեռեկտորների երկրաշափակուն չը փերով: Հաշվի առնել այն հանգամանքը, որ հողուկոպը գրանցում է Ծ անկյան տակ Թ + Δ Թ տիրույթում եկող մասնիկների հոսքը:

10. Չափման արդյունքում ատացված ավյալներն իրենց սխալներով հանդիր տեղադրել $N(\theta)$ ծունդցիայի գրաֆիկի Վրա:

ԳՈՐԾԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔ.

1. Համարելով, որ μ մեզոնները ծնվել են 20 կմ բարձրության վրա և հասել հողուկոպին՝ հաշվել:

ա) μ^{\pm} -մեզոնի էներգիան, ը/նեյտրինոյի էներգիան, որ սուխացել է $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$ արօնման ժամանակ, զ/ μ^- -մեզոնի ν -երի թույզի ուղղությունների միջև կազմված անկյունը՝ հաշվի առնելով՝ որ μ^- -մեզոնի տեսակար իոնացման կորուսաները հավասար են 1 ՄԷՎ-ի

1 գ/սմ² երկարության վրա:

2.9Նահանել μ^+ -մեզոնների կյանքի մաղությունը՝ ըստ 0° և 0°
45° անկյան տակ μ -մեզոնների հոսքերի ինտենսիվությունների չ-
փուլմներին:

ՀԱՐՈՂԱՑՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆ Ա.Յ.Յ

ՆԱՍԿԱՐՄԻՒՆ ՀԾՂԾՆՄՐԸ ՄԹՆՈՂՐԾՈՒՄ ԵՎ ԿԱՊԱՐՈՒՄ

Բարձր էներգիաներով աիեզերական մառազյթները մթնոլորտում առաջացնում են տարրական մասնիւնների հեղեղներ, որոնք կոչվում են լայն մթնության հեղեղներ / պարօքա ՀՄՕԾՔԹՐԿՑ լլՌԽ /:

Գործնականում հոսքերում դպրունակվում են երկրորդային աիեզերական մառազյթների երեք հիմնական բաղադրիչները: Համարվում է, որ հեղեղներն առաջնում են հիմնականում առաջնային պրոտոնների կողմից, որոնց հոսքը կազմում է առաջնային աիեզերական մառազյթման հիմնական մասը: Լայն մթնուղորային հեղեղներն առաջնում են երկրորդային աիեզերական մառազյթման հոսքերի գրգռման արդեն քննարկված մեխանիզմով / թես շնորհկրորդային աիեզերական մառազյթներ /, աշխատանքը / և Մարմնային անկյունը, որի մեջ զարգանում են հեղեղները, սահմանափակված է կոնական մակերեսությով /, որի զարգաթը համընկնում է տարրածական այն կետի հետ, որտեղ տեղի է ունեցել առաջնային պրոռոշի փոխազդեցությունը մթնուղորայի առոմի հետեւնական ծագուի առանցքը /: որի ուղղությամբ զարգանում են հեղեղները, համընկնում է առաջնային աիեզերական մառազյթի շարժման ուղղության հետ: Դա բացարկում է այն բանով, որ հեղեղները կը րում են առաջնային աիեզերական մասնիկի էներգիան ու իմպուլսը: Մասնիկների իրորությունը, ինչպես նաև էներգիան՝ հեղեղում բաշխված են անհավասարաշափ: Մասնիկների ու էներգիայի հոսքի հիմնական մասը կենուղորուացված է հեղեղի / կոնական ծագուի / առանցքին համընկնող առանցքով նեղ մարմնային անկյան մեջ, որը հայտնի է լայն մթնուղորային հեղեղների բուն / ՇԵՎՈԼ / ալվան տակ: Բնից դուրս գտնվող, բայց լայն մթնուղորային հեղեղն ընդգրկող մարմնային անկյան մնացած մասը կոչվում է հեղեղի ծայրամաս կամ պսակ / բալո / և Բնում գերազանցում են մեծ էներգիայով մասնիկների, իսկ պսակում՝ փոքր էներգիաներով է-լ եկարունների, ծոսունների և այլ մասնիկների հոսքերը: Վերջիններիս վազքի երկարությունը չի գերազանցում 1 ոտիացիոն երկարությանը՝ ֆոտոնների համար և 1 միջջուկային վազքի երկարությանը՝ այլ մասնիկների համար: Ուստի այդ մասնիկների էներգիան ծախսվում է հիմնականում իրացման կորուստների վրա: Այդիսկ պատճառով պսակում հեղե-

Դային պրոցեսները մարում ենք

Լայն մթնոլորտային հեղեղները մանաշելու համար կարեոր հայտանիշ է հանդիսանում մասնիկների կոհերենությունը նոհերեն կոչվում են այն մասնիկները, որոնցից կազմված հոսքը որևէ մակերևույթ հառում է միաժամանակ: Այլ կերպ ասած՝ կոհերեն են այն բոլոր մասնիկները, որոնք տարրական մասնիկների գրանցման դետեկտորում կամ դետեկտորների համախմբում գրանցվում են միաժամանակ: Որպես կանոն, կոհերեն տիեզերական մառազայթներն ունեն զենետիկական ընդհանուր ծագում:

Այսինքն՝ դրանք առաջանում են մեկ առաջնային պրոտոնից և պատկանում են միևնույն լայն մթնոլորտային հեղեղներին: Հարկե, չի բացառվում, որ կոհերեն լինեն տարբեր հեղեղային հոսքերին պառկանող երկրորդային տիեզերական մառազայթները: Սակայն, գործնականում, այդպիսի կոհերենության պայման իրականում տեղի չի ունենում, քանի որ տիեզերական մառազայթման հոսքն այնքան փոքր է, որ տարածական շառ փոքր ծավալում միաժամանակ $10^{-6} \div 10^{-5}$ Վրկ/ իրարից անկախ երկու լայն մթնոլորտային հեղեղներ չեն առաջանում: Խոկ եթե, պառանականորեն և շառ հազվադեպ, այդպիսի կոհերենություն տեղի ունենա, ապա լայն մթնոլորտային հեղեղը կմնչվի նաև այլ հայտանիշերով: Իրականում ոչ միայն տեղի չի ունենում կոհերենության պայման զենետիկական տարբեր ծագում ունեցող մասնիկների համար, այլ պակելին՝ որոշ դեպքերում խախովում է կոհերենության պայմանը միևնույն լայն մթնոլորտային հեղեղին պառկանող մասնիկների համար: Նոհերենության պայմանի խախումը վերաբերում է հանգստի զանգված ունեցող մասնիկներին, առավել ևս՝ հանգստի մեծ զանգված ունեցող տարրական մասնիկներին:

Ունենալով մեծ զանգված և հեղեղային հոսքում շարժվելով դանդաղ, որոշ դեպքերում դրանք կարող են ուշանալ այնքան, որ չեն հասցնի հոսքի մյուս մասնիկների հետ միաժամանակ գրանցվել դետեկտորում:

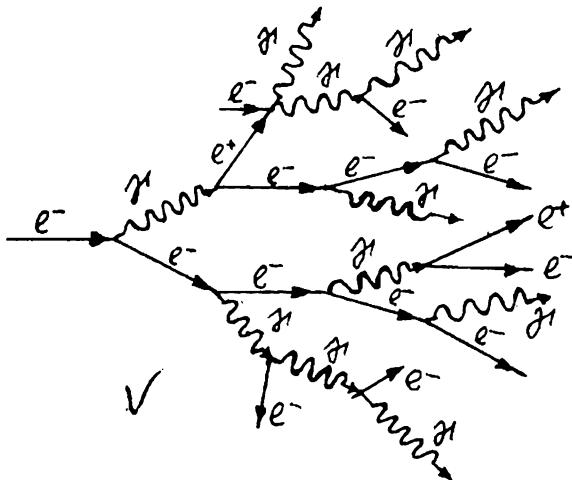
Այլ է պառկերը χ -քվանուների համար: Ունենալով զենետիկական միևնույն ծագում և պառկանելով մեկ լայն մթնոլորտային հեղեղի, χ -քվանուները միաժամանակ են հասնում դետեկտորին: Այնպես որ χ -քվանուների համար կոհերենության պայմանի խախում տեղի չի ունենում, եթե հեղեղային հոսքն ասցնում է կարճ մանապարհ: Առաջնային տիեզերական մառազայթների մեծ էներգիաների դեպքում $10^{11} \div 10^{14}$ էՎ/ հեղեղային հոսքերը մթնոլորտում հասցնում են անցնել $4000 \div 6000$ կգ/ս² զանգվածային մանապարհ, որի ընթացքում՝ մնալով հեղեղի զարգացման կոնական մակերևույթի ներսում՝ մասնիկները ընդլայնական ուղղությամբ

հասցնում են հեղեղի տանցքից հեռանալ տասնյակ ու հարյուրավոր մետրք:Այս դեպքում կոներենտ համարկում են այն տարրական մասնիկ-ները / χ - զվանաները/, որոնք միաժամանակ / $\alpha t = 10^{-8} - 10^{-5}$ ժամանակամասվածի ընթացքում/ հասցնում են գրանցել հեղեղների ուսումնասիրման համար փոկած ,զորգի, , մի քանի հաշվիչներում միաժամանակա գրանցող ,զորգն,, իրենից ներկայացնում է մեծ տարածության վրա փոկած դեռեկտորների համարումք:,, զորգերի,, օգագործումը թույլ է տալիս մասնակի մասնակությունը / լայն մթնոլորտային հեղեղների տանցքը, բունը, զարկը, զնանակել հեղեղի, հետեւքը և առաջնային սիեզերական մասնիկի էներգիան:

Եթի երեսն չ - զվանաները պատկանում են լայն մթնոլորտային հեղեղների էլեկտրամագնիսական - հեղեղային կամ ինչպես ընդունված է ասել՝ M բաղադրիչին:Հեղեղում էլեկտրամագնիսական բաղադրիչի Վարքը ընութեազգում է մի քանի /որոշ դեպքերում և քազմաթիվ/ կոներենտ զվանաների տառչացքած էլեկտրոնա-թոռունային հեղեղների բարդ վերադրումովց Մթնոլորտի փոքր խորություններում/ երկրի մակերևույթից ունեցած մեծ բարձրություններում/ էլեկտրոնա-թոռունային հեղեղներն առաջանում են մեծ էներգիաներով օժակած փոքր քանակությամբ չ - զվանաների կողմից: Այդպիսից են տառջնային պրոռոնի⁹ օդի առամների հետ բախման ժամանակ տառչացքած $\pi^0 \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ռորումից առաջանած չ - զվանաներությունունների մեծ խորություններում երկրի մակերևույթից փոքր բարձրությունների, ծովի մակարդակի վրա և գետնի տակ էլեկտրոնա-թոռունային հեղեղներ տառջանում են փոքր կամ միջին էներգիայի մեծ քանակությամբ թոռունների կողմից:Այդ կասկաղային հեղեղները ժառանգական կազի մեջ են տիեզերական մատագայթման կողմ բաղադրիչի¹⁰ $\mu - \pi$ - մեզոնների հետ: $\mu - \pi$ - մեզոնների կողմից փոքր բարձրությունների վրա էլեկտրոններ ու թոռուններ ստեղծելու զանազան են հանդիսանում¹¹ 1. իոնացման կորուսաների ժամանակ առամից մեծ էներգիայով $\phi - \pi$ - էլեկտրոնների պոկ-

ման երեսույթը¹², 2. չնայած փոքր հավանականությամբ¹³ նաև արգելակման մտադայթումը, Յ. $e^+ e^-$ զույգերի անմիջական / տանց միջանկյալ ռեալ ցվանաի/ ծնումը, 4. $\pi^0 \rightarrow \pi^0 \rightarrow \pi^0$ մեզոնների ծնումը նյութի միջուկների հետ բախման ժամանակ Յ. հենց¹⁴ $\mu - \pi$ - մեզոնների $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e, \bar{\nu}_e$ ռորումները Ա. մեզոնների 19 էնէէլէ¹⁵ էներգիաների տիրույթում զերազանցում են էլեկտրոնա-թոռունային հեղեղները¹⁶ զրգության մասնիկան / անմիջական / տանց միջանկյալ ռեալ ցվանաի/ ծնումը, մասցած պրոցեսների ներդրումը Յօ/օ կարգի է: Էներգիայի 100 ԳէՎ $\leq E_\mu \leq 1000$ ԳէՎ տիրույթում բոլոր պրոցեսներն էլ - պայմանակիրում են էլեկտրոնա-թոռունային հեղեղների զրգում: Այդպիսի է-

Ներգիաներով. Ամեզուններից յուրաքանչյուրը նյութական միջավայրում տուշագուստը է հեղեղներ զրգող 1 էլեկտրոնու Բոլտը դեպքերում; բացառությամբ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ տրոման դեպքերի՝ էլեկտրոնա-ֆոտոնային հեղեղների զրգուման սկիզբ են դատնում էլեկտրոնները: Էլեկտրոնա-ֆոտոնային հեղեղների զարգացման պատկերը ցուցադրված է Ակ. 6-ում:



Ակ. 6. Էլեկտրոնա-ֆոտոնային կասկադային հեղեղների զարգացման պատկերը:

Որպեսզի մասնիկների թիվը կասկադային հեղեղներում աճի, պետք է բարձրացնի հանելյալ պայմանները՝

ա/ Էլեկտրոնա-պոզիտրոնային զույգերի ծննդան փոխազդեցության կըտըրկածը պետք է լինի մեծ ֆոտոէֆեկտի և կոմպոնյան ցրման փոխազդեցության կտրկածը ներից: Այդ պայմանը տեղի է ունենում օդում՝ ֆոտոնների $E_g > 15$ ՄէՎ և կազմում՝ ֆոտոնների $E_g > 5$ ՄէՎ էներգիաների դեպքում /օ/:

բ/ Արգել ակցան օտագայթման վրա էլեկտրոնների ու պոզիտրոնների էներգետիկ կորուստները պետք է զերծանցնեն նյութի իոնացման վրա էներգետիկ կորուստներին:

Լիցքավորված ուղղ յահիկիատիկ մասնիկների համար $/m c^2 \leq E \leq$

$\leq 137mc^2 Z^{-1/3}$ / արգելակման մատզայթման տեսակարար էներգետիկ կորուսաները որոշվում են

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{տաք}} = 4 \frac{NZ^2}{A} \alpha \gamma^2 E \left(\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right) \quad /12/$$

բառաձևով, իսկ տեսակարար իոնացման կորուսաները՝

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{իոն}} = \frac{NZ}{A} \frac{2\pi e^y}{mc^2} \left(\ln \frac{mv^2 \gamma^2 W_m}{J^2(Z)} + \frac{3}{8} - \beta^2 \right) \quad /13/$$

բառաձևով:

/12/ և /13/ բառաձևերում Z -ը նյութի առողջնություն է,

A -ն զանգվածային թիվը, J -ը իոնացման գումարացիալը, α -ը տում-ների կոնցենտրացիան, β -ն նուրբ կոտուցվածքի հաստառությը, γ -ն է՛լեկ-որոնի շառավիղը, W_m -ը արգող ամենամեծ էներգիան, V -ն մասնիկի արագու-թյունը, ρ -ն հարաբերական արագությունը, E -ն լրիկ էներգիան, γ -ն

$$\gamma = (1 - \rho^2)^{-1/2}$$

Հաշվի առնելով, որ նեղեների առաջական համար պես է բացար-դի /թ/ դաշտանը, կարող ենք գրել՝

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{տաք}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{իոն}} \quad /14/$$

Կամ որ նույնն է՝
 $4 \frac{NZ^2}{A} \alpha \gamma^2 E \left(\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right) = \frac{NZ}{A} \frac{2\pi e^y}{mv^2} \left(\ln \frac{mv^2 \gamma^2 W_m}{J^2(Z)} + \frac{3}{8} - \beta^2 \right)$ /15/

Որոշ մոռագորություններով /15/ բառաձևը կարելի է ձևափոխել և գրել՝

$$ZE = Z \delta_0 = K \quad /16/$$

տեսքով Տօ ևն կոչվում է միջավայրում նեղեների առաջացման կրի-սիկական էներգիա և հավասար է մասնիկի այնպիսի էներգիային, որի դեպ-քում արգելակման մատզայթման վրա տեսակարար էներգետիկ կորուսաները հավասարվում են տեսակարար իոնացման կորուսաներին։ Հաշված է $K = 10$ արժեքը։ Այն ունի նեղեալ մեծությունը՝ $K = 600$ ։

/16/ բառաձևի օգնությամբ կարելի է հաշվել կրիտիկական էներգիայի մեծությունը ցանկացած նյութական միջավայրի համար։ Մասնավորպես, հաշված են կրիտիկական էներգիայի արժեքները օդի և կապարի համար։ Մոռագում արժեքները հավասար են համապատասխանաբար՝ $\delta_0 = 81$ ՄԵՎ օդի համար և $\delta_0 = 7,4$ ՄԵՎ կապարի համար։ Դա նշանակում է, որ օդում դա-դարում է նեղեների գրգռումը, եթե $E_c < 81$ ՄԵՎ, իսկ կապարում այն դադարում է $E_c < 7,4$ ՄԵՎ էլեկտրոնի էներգիայի արժեքների դեպ-քում։

Անլյատիվիստիկ էլեկտրոնների համար /16/ բառաձևի մեջ մտնող լո-

գարիթմական ֆունկցիան փոփոխվում է չառ դանդաղ, այդ իսկ պատճեռով այդ բանաձեռք կարելի է ներկայացնել հեռևյալ տեսքով՝

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = E_0 X \quad /17/$$

/17/ հավասարման լուծումը, $X=0, E=E_0$ եզրային պայմանների հաշվառմամբ, ունի

$$E = E_0 e^{-X/X_0} \quad /18/$$

տեսքը Այսինքն՝ նառագայթման կորուստների դեպքում մասնիկի էներգիան նվազում է եքաղոնենցիալ օրենքով։ /18/ բանաձեռք

$$X_0 = \frac{1}{K_0} = 4 \frac{N}{A} (Z+1)\alpha \cdot 2e^2 (E_0 191 Z - \frac{4}{3}) \quad /19/$$

իրենից ներկայացնում է մասնիկի շարժման ռադիացիոն երկարությունը։ Այն ունի հեռևյալ իմաստը՝ ռադիացիոն երկարությունը նյութական միջավայրում էլ եկտրոնների /պոզիտրոնների/ այն նաև պարհի երկարությունն է, որի վրա արգելակման մառագայթման հեռևանքով դրանց էներգիան նը-վազում է e^- անգամ։ Կորցրած էներգիան փոխանցվում է արգել ակման ճառագայթման ֆունդներին, որոնք իրենց հերթին առաջացնում են e^+, e^- զույգեր և միջավայրում գրգռում էլ եկտրոնազնիսական կասկադային հեղեղներ։ Ստեղծված է կասկադային հեղեղների հեռևողական տեսություն, սակայն այն բավականին բարդ է /այդ տեսությամբ հետաքրքրվող ընթերցողին խորհուրդ է տրվում ուսումնասիրելու /1/ աղբյուրի 173-195 էջերում տրված նյութը/։ Ներկա աշխատանքում կրավարավենք կասկադային հեղեղների որակական նկարագրությամբ։

Նյութական միջավայրի X հաստությամբ շերտով անցնելիս հեղեղում մասնիկների թիվն աճում է

$$n = e^{X/X_0} \quad /20/$$

օրենցով։ Դա հեռևանք է այն բանի, որ մասնիկի կորցրած էներգիան համաձյան /18/ բանաձեռք տրված օրենքի փոխանցվում է հեղեղային մասնիկին։ Դիտվում է հեղեղում մասնիկների թիվը աստիճանային աճ այնքան ժամանակ, քանի դեռ յուրաքանչյուր էլ եկտրոնի կամ պոզիտրոնի համեր է $E > E_0$ ։ Այդ պայմանը ըսկարարվում է մինչև այն պահը, եթե $E = E_0$, որն իրազործվում է միջավայրի

$$X_{max} = X_0 \ln \frac{E_0}{E_0} \quad /22/$$

Լորության վրա, որտեղ մասնիկների թիվը կազմում է

$$n_{max} = \frac{E_0}{E_0} \quad /23/$$

Այդ մասնիկների մոտավորապես $0,5$ մասը e^+, e^- մասնիկներ են, իսկ

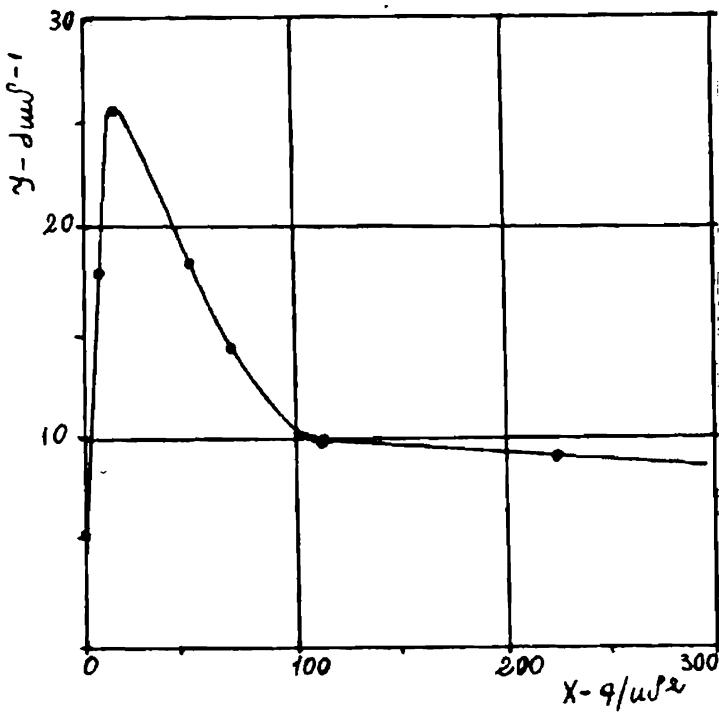
Մյուս կեսը՝ շահանոներ։ Խոռ խորության հասնելուց հետո հեղեղում մասնիկների թիվն այլևս չի ամուսն Բոլոր մասնիկների էներգիան ծախող փուլ է նյութական միջավայրում իոնացման կորուստների և առուների հետ առաջապահ բախումների վրա, որի հետեւնքով հեղեղում մասնիկների էներգիան նվազում է, իսկ հեղեղը մարում։

Հեղեղների առաջացման և դրանց արածման պայմանները կապված են նյութի տեսակից, ինչպես նաև դրա ազգ եզրապայման վիճակից՝ հետևաբար և խորությունից միջավայրից մի ուրիշ միջավայրը անցնելիս փոխվում են հեղեղային զրոցեսների գրգումն պայմանները, որը հայտնի է անցումային էֆեկտ անվան ուժով։ Անցումային էֆեկտ որակում է; եթե հեղեղն անցնում է օդից / Տօ = 81 ՄՇՆ / Կապարի մեջ / Տօ < 7,4 ՄՇԿ / և Անցման ժամանակ կապարում հեղեղային մասնիկների թիվն ամուսն է նման բան նըկապում է նաև, եղբ հեղեղներն անցում կատարում են արքեր խորություն ունեցած նյութական միջավայրերի ասմանի վրայով։ Ընդհանրապես օդը՝ նոսր խորությամբ և կապարը՝ մեծ խորությամբ, ևս բավարարում են անցում մային էֆեկտ առաջացման պայմաններին։ Օդում և կապարում հեղեղներ առաջացնելու գայմաններն իրարից սարքերով ենք էլեկտրոնների և ջուտների վազցն օդում լավ նկարագրում է կասկադային հեղեղների սետությամբ։ Այդ սետության շրջանակներում օդի շերտի հաստությունը չափվում է ուղղացիոն երկարության Խօ միավորներով։ Մասնիկների էներգիան է կրիտիկական էներգիայի Տօ միավորներով։ Այս հեղեղների սետության բաշխումն ուղաւմնասիրելու համար օգտագործվում է մոլերյան յանելու առաջարկը։

$$T_r = \frac{E_r}{\dot{x}_o} X_0 \quad /24/$$

Միավորներ, որոնց $E_r = 21 \text{ ՄՇՆ}$ և իրենից ներկայացնում է նյութական միջավայրում մասնիկների բազմակի ցրումների ընութագրական էներգիա։ Հեղեղային հոսքի միեւնույն էներգիայի դեպքում օդում հեղեղն ընդգրկում է մեծ ծավալ, մինչդեռ կապարում այն ընդգրկում է փոքր ծավալ։ Նյութական միջավայրում կասկադային հեղեղների զրոցացման պակերը բարկած է նկա՛յում։

Միջավայրի մեջ թափանցելու խորության մեծացմանը զուգընթաց հեղեղային մասնիկների թիվը կտրուկ ամուսն է, հասնում ամենամեծ արժեքին և նվազումն մինչեւ մի որոշ մակարդակ և այնուհետև՝ 1500–2000 կգ/մ² քորությունից սկսած մնում գործնականում հաստատում։ Այդ գրաֆիկը լացարվում է հեռևյալ կերպ նյութի հաստության շերտի մեծացմանը զուգընթաց մեծանում, և հեղեղային մասնիկների թիվը։



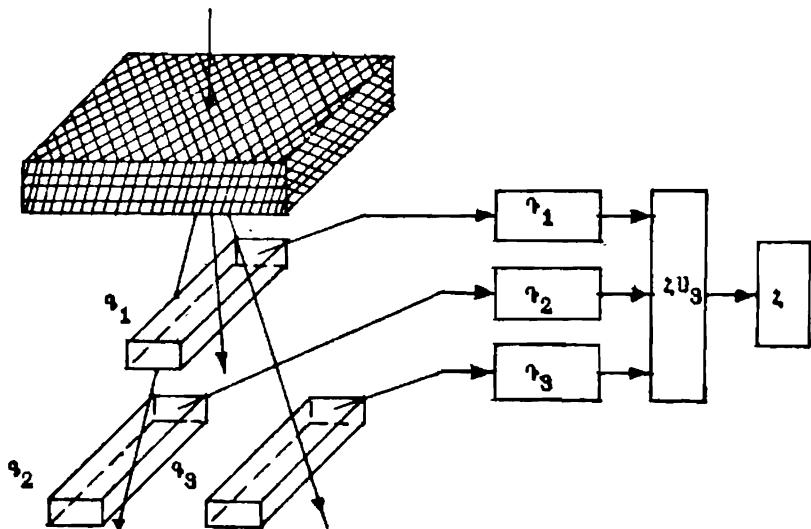
Ակ. 7. Միջավայրում տիեզերական մառագայթների ինտենսիվության՝ թափանցման խորություն – նից կախվածության գրաֆիկը:

Ակելի մեծ խորությունների դեպքում այն կլանվում է, որից հետո հոսքի ինտենսիվությունը պայմանավորվում է միայն տիեզերական մառագայթման կոչտ բաղադրիչով՝ մ. մեզոններով։ Կասկաղային հեղեղների ուսումնասիրությունը կատարվում է ստորև բերված մեթոդով։

ԹՈՐՀԻ ՆԿԱՐԸԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ : Կապարում տիեզերական մառագայթների գրգռած կասկաղային հեղեղների փորձի զծապառկերը տրված է նկ. 8-ում։

Փորձում օգտագործվում են Fe^{+3} դեռեկտորները՝ տեղադրված եռանկյան զագաթներում, Fe^{+3} դիսկրիմինատոր-ձևավորիչները, չաց եռակի համընկնման սխեման և չ հաշվիչ սարքը հրենց բոլոր բառագրական մեծություններով Fe^{+3} դեռեկտորները, Fe^{+3} դիսկրիմինատորները, չ հաշվիչ սարքը լրիկ կրկնում են տիեզերական մառագայթների անկյունային բաշխման ուսումնասիրության փորձում օգտագործված կամաց անհամար առաջարկությունները։

գործվող համապատական սարքերին /լաբորատոր աշխատանք նո.2/:



Ակտուալ կասկադային հեղեղների ռազմացման
համագուման փորձի գծապակերը: r_1-r_3 սին-
ուլի յացիոն դետեկտորներ: r_1-r_3 դիսկրիմինատոր-
մակուրիչներ ՀՍց եռակի համընկնաման սինուս՝
Հ հաշվիչ սարք:

Ուստի այդ սարքերի աշխատանքի նկարագրության անհրաժեշտությունը
չկատ. Այս փորձում օգտագործվում է եռակի համընկնաման ՀՍց սինուս,
որի ելքում ելքային ազդանշաններ մեջորվում են երեք մուլտիպլիքատում միա-
ժամանակ / $T = 20$ կամ 200 նվրկի-ի ընթացքում / Ել եկարտական ազդանշ-
աններ հայտնվելու դեպքում մասնակի դրանց համապատականում է q_1, q_2, q_3
դետեկտորներով միաժամանակ մասնիկների գրանցմանը: Դետեկտորների եռան-
կյունաձև դասավորությունը բացառում է երեք դետեկտորներով մեկ մաս-
նիկի անցումը և մեկ մասնիկի ազդեցության տակ եռակի համընկնաման գրան-
ցումը: Եռակի համընկնում գրանցվում է միայն այն ժամանակ, երբ դետեկ-
տորներով ընթացրված ծավալում միաժամանակ անցել է մասնիկների համե-
խաւմբ: Որոնցից գոնե երկուսն անցել են q_1, q_2 և q_1, q_3 դետեկտորներով:
Հաշվիչներից կազմված եռանկյան վերեւում աելարկած են կազարե շեր-

տերէ Տեղաթերի հաստության փոփոխության միջոցով փոփոխվում են կաղաքում /հաստությունից կախված/ կասկաղային հեղեղների առաջացման պայմանները նրբ կապարի համապատասխան շերտի դեպքում ստեղծվում են կասկաղային հեղեղների առաջացման պայմանները, ազա մասնիկների համախումբ անցնում է $\Phi_1 - \Phi_3$ դեսեկտորներով և առաջացնում եռակի համընկնում։ Ուրեմն՝ տվյալ փորձում եռակի համընկնումների գրանցումը կասկաղային հեղեղների մանաշման հիմնական հայտանիշն են։

ՓՈՐՁԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ։ Փորձը կատարվում է հեռևյալ հաջորդականությամբ՝

1. Ստուգել փորձի մեջ օգտագործվող ըլուկների ու սխեմաների միացման համապատասխանությունը նկ. 8-ում բերված գծապատկերին։

2. $\Phi_1 - \Phi_3$ սինտիլյացիոն դետեկտորների ՖԷԲ-երի նկառմամբ կիրառել աշխատանքային պոտենցիալների առարերություն։

3. Համընկնան սխեմաների կողմից գրանցվող պատճեկան համընկնումների թիվը գնահատելու նպատակով հաշվել դրա 1, 2, 3 մուտքերին եկող իմպուլսների թիվը։ Դրա համար $\Phi_1 - \Phi_3$ դիսկրիմինատորների ելքերը միացնել ՀԱՅ-ի մուտքին և կառարել չափումներ 1 բռնի ընթացքում։ Հաշվել համընկնումների թիվը $N_{1,2,3} = 4\sum N_1 N_2 N_3$ բանաձևով։

4. Հանել կասկաղային հեղեղներում եռակի համընկնումների թիվ կապարի հաստությունից կախվածության գրաֆիկը, դրա համար որոշակի օրինաչափությամբ ավելացնել կապարի շերտերի թիվը։

5. Մշակել փորձի արդյունքները և կառուցել կասկաղային հեղեղների բնութագրական գրաֆիկը որպես $/N_{1,2,3} = f(X)/$ ֆունկցիոնալ կախվածություն։

ԳՈՐԾԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔ

ԽՆԴԻՐ ՆՈ. 1. Հաշվել նուկլիոնների ու μ -մեզոնների փոքրագույն այն էներգիան, որի դեպքում դրանք γ -թվանուների հետ միասին կգրանցվեն որպես կոներելու մասնիկներ։ Համարել, որ հեղեղային հոսքն ընդգրկող մարմնային անկյան զագաթը զտնակում է մթնոլորտի վերին սահմանից $2X_c$ ։ Այրության գրա, իսկ հետեկտորները տեղադրված են $4X_c$ խորության գրա։ Տրված են՝ $X_c = 950 \text{ կգ}/\text{մ}^2$, $T = 250^\circ \text{Կ}$, $P = 100 \text{ atm}$ ։ Խողոքի լուծման համար օգտվել $/9/$ բանաձևից։

ԽՆԴԻՐ ՆՈ. 2. Որոշ մոտավորություններով $/15/$ բանաձևը փոխարինված է $/16/-$ ով։ Պարզաբանել, թե ինչ մոտավորություններ են կառարկել Հաշվել K -ի արժեքն ըստ $/16/$ բանաձևի և տացված արժեքը համեմատել $K = 600$

հայտնի արժեքի հետ Տարբերության ռոկայության դեպքում բացարել պառ-
մառը:

ԽՄԴԻՐ ՆԹ.3. Հաշվել ռադիացիոն երկարության մեծությունը կազմարի,
երկաթի, ուլյումինի և ջրի համար: Ռադիացիոն երկարության ըանաձեն
մեջ մանող մեծությունների արժեքները կերցնել Ֆիզիկական մեծություն-
ների ալյուսակներից:

ԽՄԴԻՐ ՆԹ. 4. Գնահատել էլեկտրամագնիսական կասկադային հեղեղներում
 E^t, E^r, γ / մասնիկների թիվը այն խորության վրա, որտեղ մասնիկների
միջին էներգիան հավասար է կրիտիկական էներգիային: Հաշվել նաև այդ
խորության մեծությունը: Համարելը որ հեղեղը գրգռվել է $E_g = 10^9$ ԳԵԿ
էներգիայով ֆոտոնների կողմից՝ ա/կազմարում, թ/օղում:

ԽՄԴԻՐ ՆԹ.5. Գնահատել մոլյերյան միավորի մեծությունը հեղեղային հոս-
քերի համար: ա/օղում, թ/կազմարում: Տրված է $E_4 = 21$ ՄԵԿ:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Ց ՈՒ Ն

1. Хаякава С., Физика космических лучей. Часть I. Ядерно-физический аспект. "Мир", Москва, 1973.
2. Хаякава С., Физика космических лучей. Часть II. Астрофизический аспект. "Мир", Москва, 1974.
3. Рамакришнан А., Элементарные частицы и космические лучи. "Мир", Москва, 1965.
4. Широков Ю.М. Юдин Н.П., Ядерная физика. "Наука", Москва, 1972.
5. Добротин Н.А. Космические лучи. Москва, 1963.
6. Мурзин В.С., Физика космических лучей. Москва, 1970.

Ց Ռ Ւ Ց Ա Կ

1.Աշխատանք	1	Կիցքավորված մասնիկների հաշվիչներ -----	9
2.Աշխատանք	2	Սինարիլյ ացիոն հաշվիչներ -----	15
3.Աշխատանք	3	Հեյզերի հաշվիչի էֆեկտիվությունը շ - մառագայթների գրանցման ժամանակ -----	28
4.Աշխատանք	4	Թործարական աշխատանքների չափումների սխալներ -----	34
5.Աշխատանք	5	Ճ-մասնիկների էներգիայի որոշումը ըստ վազքի երկարության -----	50
6.Աշխատանք	6	Յ-տրոնում -----	54
7.Աշխատանք	7	Հայտնի իզոտոպի Յ-ակտիվության որոշումը-----	63
8.Աշխատանք	8	Շ- մառագայթների կլանման գործակցի և էներգիայի որոշումը -----	72
9.Աշխատանք	9	Դոզիմետրիա -----	80
10.Աշխատանք	10	Ֆիլմային ինֆորմացիայի մշակման մեթոդիկա ---	89
11.Աշխատանք	11	Առաջնային տիեզերական մառագայթներ -----	98
12.Աշխատանք	12	Երկրորդային տիեզերական մառագայթներ -----	112

ՀԵՂԻՒՄԱԿՆԵՐԸ ԿՈՂԵԿՏԻԿ

ՄԻՋՈՒԽԱՑԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ
ԱՇԽԱՏԱԽԵՆԾՐ

ՀՐԱՄԱՔՈՒԹՅԱՆ ԽՄՔՊԳԻՐ՝ Օ.Պ. ՀԱՄԲԱՐ ԶՈՒՄՅԱՆ
ՏԵՐՆԻԿԱԿԱՆ ԽՄՔՊԳԻՐ՝ Գ.Վ. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ

24

Առողջության 13.12.1990 թ.:

Չափը 60.84 $\frac{1}{16}$: Թուղթ **Ա.** 2: Տպագրության

եղանակը „Օֆսեթ“: Հրատարակչական 7,8 մամուլ:

Տպագրական 9,0 մամուլ = 8,37 պայմանական մամուլի:

Տպագրանակ 200: Պատվեր 10 : Գինը՝ 30 կ.:

Նրեանի համալսարանի հրատարակչություն, Երևան, Մոավյան Փ. Նո. 1:

Издательство Ереванского университета, Ереван, ул. Мравяна I.

Նրեանի համալսարանի „Բուռարուին“, արտադրամաս, Երևան, Մոավյան 1
Дом „Ротолпринт“ Ереванского университета, Ереван, ул. Мравяна I.