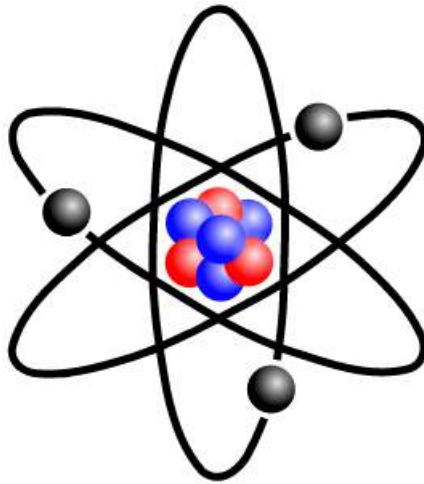


Ռ. Ս. ՍԱԶԱՆՅԱՆ Ա. Ս. ԹԱՐՈՅԱՆ

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱԿԱՆ ՁԵՌՆԱՐԿ



ԵՐԵՎԱՆ

2014

ՀՏԳ- 539.1(07)
ԳՄԴ- 22. 38 y7
Ս 294

Երաշխավորված է տպագրության ՀՀ կրթության և
գիտության նախարարության կողմից

Խմբագիր՝
Գրախոսներ՝

Գ.Ռ.Շեղյան

Ֆ.Վ. գիտ. դոկտոր, պրոֆ. **Ա.Դանազույան**

Ֆ.Վ. գիտ. թեկնածու, դոց. **Ս.Մանուկյան**

Ս 294

Սաքսյան Ռ., Թարոյան Ա.
Միջուկային ֆիզիկայի փորձարարական
աշխատանքների ուսումնական ձեռնարկ /Ռ-
Սաքսյան, Ա.Թարոյան/, Երևան: 2014-66էջ:

Միջուկային ֆիզիկայի փորձարարական աշխատանքների ուսում-
նական ձեռնարկում շարադրված է բուհական ֆիզիկայի ծրագրերով
նախատեսված տեսական նյութերին համապատասխանող փորձա-
րարական աշխատանքների կատարման ընթացքը: Այն իր մեջ ներառում
է միջուկային և տարրական մասնիկների ֆիզիկային վերաբերող
հիմնական օրենքները և կանոնները:

Ձեռնարկը նախատեսված է մանկավարժական և տեխնիկական կողմ-
նորոշում ունեցող և «Ընդհանուր ֆիզիկա» առարկան ուսումնասիրող
բուհերի ուսանողների համար:

ՀՏԳ- 539.1(07)
ԳՄԴ- 22. 38 y7

ISBN978-9939-0-1013-7

© Սաքսյան Ռ., 2014
© Թարոյան Ա., 2014

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 1

1. ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒՆԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§1-1 ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Ճառագայթաակտիվ ճառագայթման գրանցման համար օգտագործվող բոլոր տեսակի հաշվիչների աշխատանքի հիմքում ընկած է միջավայրի հետ ճառագայթաակտիվ ճառագայթումների փոխազդեցության ժամանակ առաջացող հիմնական երևույթները՝ միջավայրի ատոմների և մոլեկուլների իոնացման երևույթը, որի հետևանքով միջավայրում տեղի են ունենում մի շարք փոփոխություններ, ինչպիսիք են՝

- միջավայրը ձեռք է բերում էլեկտրահաղորդականություն,
- պինդ մարմնի բյուրեղային ցանցի հետ տեղի են ունենում կառուցվածքային փոփոխություններ,
- մոլեկուլային քիմիական կապերի քանդում և նոր կապերի առաջացում,
- որոշ տեսակի նյութեր ճառագայթաակտիվ ճառագայթման ազդեցությամբ ձեռք են բերում լուսարձակման հատկություն, որը կոչվում է կայծկլտում,
- լուսանկարչական թիթեղի վրա առաջանում են սևացումներ:

Վերը թվարկված երևույթներին համապատասխան կառուցվում են ճառագայթաակտիվ ճառագայթման գրանցման տարբեր տեսակի հաշվիչներ:

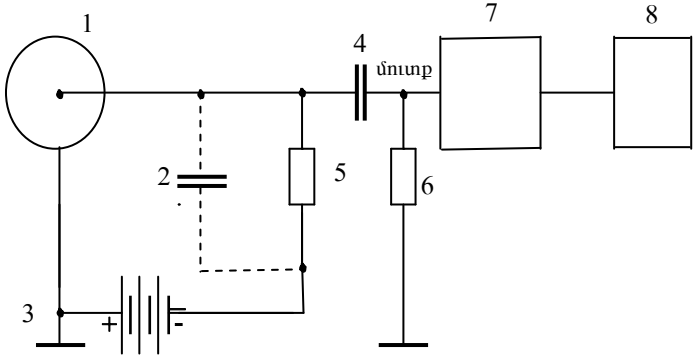
Մանրամասնորեն դիտարկենք Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի աշխատանքը:

§1-2 ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒՆԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉ

Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչն ապակե կամ մետաղյա, հերմետիկ փակ գլանային խողովակ է, որի ներսում տեղադրված է երկու էլեկտրոդ՝ մեկը բարակ գլանաձև մետաղաթիթեղ, մյուսը՝ բարակ՝ 0,1-0,5մմ հաստությամբ մետաղալար, որը ձգված է գլանի առանցքով: Մետաղալարը

Ծառայում է որպես անող, իսկ մետաղե գլանը կատող: Այսինքն՝ Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչը հանդիսանում է գազապարպումային խողովակ, որը լցվում է ցածր ճնշման իներտ գազերով՝ նեոնով կամ արգոնով, երբեմն էլ՝ ազոտով և ջրածնով: Կախված գազի տեսակից տարբերվում են երկու տիպի հաշվիչներ՝ դանդաղ ոչ ինքնամար և արագ ինքնամար: Թեպետ այդ երկու տիպի հաշվիչների առկայությանը, որոնք տարբերվում են մարման մեխանիզմներով, դրանց հիմքում ընկած է ոչ ինքնուրույն գազային պարպման երևույթը, որի շնորհիվ էլ հնարավոր է դառնում գրանցել հաշվիչը թափանցող՝ նրա գազն իոնացնող և նրանում պարպում առաջացնող α -, β - և γ -ճառագայթումներ:

Հաշվիչում, կախված գազի ճնշումից, էլեկտրոդներին կիրառվում է համապատասխան լարում, որի արժեքը կարող է փոխվել լայն սահմաններում: Տվյալ հաշվիչի համար լարումն ունի սևեռված արժեք: Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչի միացման սխեման պատկերված է նկ. 1-ում:



Նկ. 1. Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչի էլեկտրական սխեման

1-հաշվիչ, 2-հաշվիչի ընդհանուր ունակություն, 3 և 9-հողակցումներ, 4- ուժեղարարի մուտքի ունակություն, 5 և 6-օհմական դիմադրություններ, 7- ուժեղարար, 8-հաշվիչ սարք:

Հաշվիչում որպես անող ծառայում է լարը, իսկ կաթող՝ գլանային մետաղաթիթեղը, որը նաև հողակցվում է: Անողին տրվում է բարձր լարում, որը հաշվիչի ներսում ստեղծում է էլեկտրական դաշտ, որի լարվածու-

թյունը հաշվիչի տարբեր կետերում կախված է նաև էլեկտրոդների դասավորման և նրանց երկրաչափական ձևերից:

Երբ ճառագայթակտիվ ճառագայթումն անցնում է հաշվիչի (1) պատից ներս, նրա աշխատանքային ծավալում առաջացնում են մեծ թվով իոնային զույգեր՝ դրական իոն-ատոմներ և էլեկտրոններ, որոնց հաշվին հաշվիչում առաջանում է ոչ ինքնուրույն գազային պարպում, և շղթայով անցնում է մեծ ուժի էլեկտրական հոսանք: 5 Օմ դիմադրությամբ հաղորդիչով անցնող այդ էլեկտրական հոսանքը նրա վրա առաջացնում է մեծ լարման անկում, որը էլեկտրական ազդանշան-իմպուլսի ձևով (4) մուտքային կոնդենսատորի միջոցով հաղորդվում է ուժեղարարի (7) մուտքին: Ուժեղարարը ուժեղացնում է էլեկտրական ազդանշանը և հաղորդում է հաշվող սարքին (8): Քանի որ մեծ ուժի էլեկտրական հոսանքի շնորհիվ շղթայում լարման հիմնական անկումը տեղի է ունենում (5) դիմադրատարրի վրա, այդ պատճառով փոքրանում է կաթոդ-անոդ լարումը, և արդյունքում ընդհատվում է պարպումը:

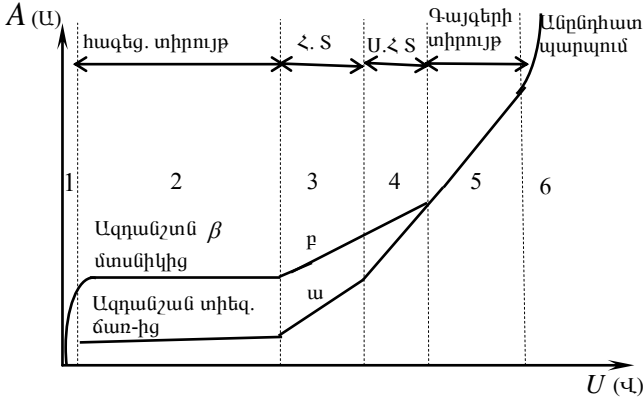
Լարման մեծ արժեքների դեպքում ոչ ինքնուրույն պարպումը կարող է վերածվել ինքնուրույն գազային պարպման:

Ենթադրենք ճառագայթակտիվ ճառագայթումը հաշվիչի աշխատանքային ծավալում ստեղծել է N հատ իոնային զույգեր, որոնք կսկսեն շարժվել, համապատասխանաբար, էլեկտրական դաշտի և նրան հակառակ ուղղություններով (դրական իոնները՝ դեպի կաթոդ, իսկ էլեկտրոնները՝ դեպի անոդ): Այդ ընթացքում նրանք կբախվեն գազի ատոմների և մոլեկուլների հետ, այնպես որ նրանց արագությունները մեծ արժեքներ ձեռք չեն բերի: Իոնի արագությունը ուղիղ համեմատական է էլեկտրական դաշտի լարվածությանը և հակադարձ համեմատական գազի ճնշմանը: Օրինակ՝ երբ $E/p = 1 \text{ Վ}/(\text{մ} \cdot \text{մմ} \cdot \text{սնդ} \cdot \text{սյան})$ դեպքում իներտ գազի ծանր իոնների արագությունը $(5 \div 1) \times 10^3 \text{ սմ}/\text{վ}$ է: Էլեկտրոնների արագությունը երեք կարգով ավելի մեծ է այդ արժեքից:

Հոսանքը հաշվիչի շղթայում կախված է իոնների արագությունից, ուստի նպատակահարմար է, որ հաշվիչում լցված գազի ատոմներն ունենան իրենց էլեկտրոն միացնելու փոքր գործակից: Նկ. 2-ում բերված է լարման իմպուլսի լայնության կախումը անոդի և կաթոդի միջև լարումից: Նկ. 2-ում

ա և բ կորերը վերաբերում են իոնացման տարբեր դեպքերի և, ինչպես երևում է գրաֆիկից՝ բ դեպքում իոնացումը մեծ է՝

$$N_p > N_w:$$



նկ. 2. Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի լարման լայնույթի կախումը կաթոդ-անոդ լարումից

Նկ. 2-ում բերված կորերը երբեմն անվանում են նաև վոլտ-ամպերային բնութագծեր: Գազային պարպումում լարման մեծացմանը զուգընթաց իրար են հաջորդում տարբեր պրոցեսներ, և դրանց համաձայն՝ լարման արժեքները բաժանվում են հինգ տեղամասերի:

Փոքր լարումների (1) տեղամասում տեղի են ունենում երկու տարբեր պրոցեսներ՝ իոնների վերամիավորում և դրանց կուտակում էլեկտրոդների վրա: Լարման մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է իոնների արագությունը և փոքրանում է վերամիավորման հավանականությունը:

Լարումների (2) տեղամասի արժեքների դեպքում հաշվիչի ներսում առաջացած բոլոր լիցքերը հասնում են էլեկտրոդներին, որի պատճառով այն կոչվում է հազեցման տիրույթ:

Լարումների (3) տեղամասի արժեքների դեպքում առաջնային իոնացման ժամանակ առաջացած էլեկտրոնները ձեռք են բերում այնքան էներգիա, որ ընդունակ են իոնացնելու գազի չեզոք ատոմներ և մոլեկուլներ առաջացնելով երկրորդային իոններ, որոնց թիվը համեմատա-

կան է լարմանը, որի պատճառով էլ լարումների այդ տիրույթը կոչվում է համեմատականության տիրույթ (ՀՏ):

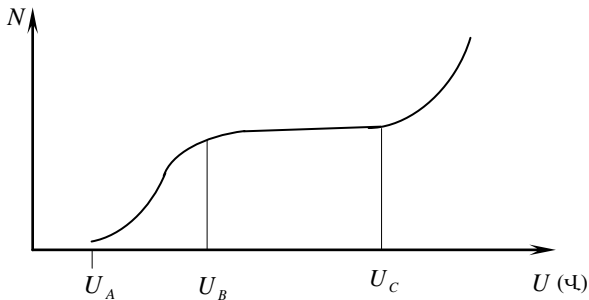
Լարումների (4) տեղամասում աշխատանքային համեմատականության տիրույթը փոխարկվում է սահմանափակ համեմատականության տիրույթի (ՍՀՏ):

Վերջին՝ լարումների (5) տիրույթում գազային պրոցեսները տեղի են ունենում այնպիսի ուժգնությամբ, որ գազային պարպմանը մասնակցող լիցքերի թիվը կախված չի առաջնային իոնացումից: Լարումների այդ տեղամասը կոչվում է Գայգեր-Մյուլերի տիրույթ. այնտեղ տեղի է ունենում լիցկակիրների՝ էլեկտրոնների և դրական իոնների թվի հեղեղանման աճ: Անգամ գլանաձև կաթոդի ներսում առաջացած ֆոտոնները նրա պատերից պոկում են նոր էլեկտրոններ և այլն:

Գայգեր-Մյուլերի տիրույթում տեղի ունեցող պրոցեսների արդյունքում գազային պարպումը լարումների հետագա աճի (6) տեղամասում դառնում է ինքնուրույն, որում լարման մեծացմանը զուգընթաց աճում է շղթայով անցնող հոսանքի ուժը:

§1-3 ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒԼԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄՆԵՐ

Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի նորմալ աշխատանքի համար ընտրվում է նկ. 2-ում լարման 2 տեղամասի արժեքներին համապատասխան մեծություն: Սակայն դրա համար անհրաժեշտ է չափել լարման իմպուլսի



նկ. 3. Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի գրանցած մասնիկների թվի կախումը լարումից

լայնույթը, որը բավական աշխատատար և դժվար պրոցես է:

Ավելի հարմար է ստանալ հաշվիչի գրանցած մասնիկների թվի կախումը լարումից բնութագրող կորը, որն ունի նկ. 3-ում պատկերված տեսքը: Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սկսում է աշխատել լարման U_A արժեքից սկսած, որը կոչվում է աշխատանքային լարման սկիզբ:

Լարման բարձրացմանը զուգընթաց գրանցված մասնիկների թիվը սկսում է ավելանալ, իսկ լարման U_B արժեքից մինչև U_C արժեքը մնում է գրեթե հաստատուն. այդ տեղամասը կոչվում է լարման աշխատանքային տեղամաս: Լարման հետագա բարձրացման դեպքում գրանցվող մասնիկների թիվը շատ արագ աճում է: Այսպիսով՝ որպես աշխատանքային լարման արժեք ընտրվում է լարման $U_B \div U_C$ տիրույթի միջնամասի արժեքը:

Աշխատանքում օգտագործվող ՄՈՒՍՄ-4 հաշվող սարքը չափում է Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ մտնող՝ երկու իրար հաջորդող մասնիկների ժամանակների տարբերությունը, այսինքն՝ երբ հաշվիչի մեջ մտնում է առաջին մասնիկը և առաջանում է իմպուլս, ՄՈՒՍՄ-4 սարքը սկսում է հաշվել ժամանակը, իսկ հաշվիչ մուտք գործած երկրորդ մասնիկի առաջացրած իմպուլսի ժամանակ սարքը սևեռում է այդ ժամանակահատվածը: Ուստի, մասնիկների թիվը հաշվելու համար պետք է վարվել հետևյալ կերպ: Օրինակ, եթե սարքի լուսատախտակի վրա գրվել է $365 \text{ մկվ} = 365 \cdot 10^{-6} \text{ վ}$ արժեքը, որը նշանակում է, որ այդ ժամանակահատվածում Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ է մտել ընդամենը մեկ մասնիկ, հետևաբար՝ 1վ-ի ընթացքում հաշվիչ մտնող մասնիկների թիվը կլինի՝

$$n = \frac{1}{365 \cdot 10^{-6}} \text{ վ}^{-1} = 2740 \text{ վ}^{-1} \quad (1)$$

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը բնութագրող լարման աշխատանքային տեղամասի որոշումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ճառագայթաակտիվ պատրաստուկներ, Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող լարման աղբյուր, հաշվիչից եկող իմպուլսների թիվը հաշվող ՄՈՒՍՄ-4 սարք:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ *

1. Միացվում է հաշվիչը սնող լարման աղբյուրը:
2. Միացվում է վերահաշվիչ սարքը:
3. Ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը տեղադրվում է կապարե խցիկի մեջ՝ Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչից 6-ից 10սմ հեռավորությամբ՝ մինչև բարձր լարումը միացնելը: Խցիկը փակելուց և բարձր լարումը միացնելուց հետո 10րոպե անց սկսել չափումները:

Հաշվիչը սնող լարման աղբյուրից հաշվիչին տրվում է սկզբնական լարում (մոտ 500Վ), և այն 50-ական վոլտերով ավելացնելով հասցվում է մինչև 1000Վ: Լարման յուրաքանչյուր արժեքի համար կատարել 3 չափում, և ՄՈՒՄ-4 հաշվող սարքի լուսատախտակից վերցնել այդ երեք ցուցմունքները, հաշվել դրանց միջին արժեքը և վերևում գրված (1) բանաձևի միջոցով հաշվել 1վ-ում Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչ մտնող մասնիկների թիվը լարման տվյալ արժեքի համար: Հաջորդ չափումը կատարելու համար լարումը մեծացնել 50Վ-ով և կատարել հաջորդ երեք չափումները, և այդպես շարունակ՝ մինչև 1000Վ լարման արժեքը՝ յուրաքանչյուր դեպքի համար հաշվելով 1վ-ում հաշվիչ մտնող մասնիկների թիվը: Ստացված տվյալները, այսինքն՝ Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչ մտնող մասնիկների թիվի կախումը լարումից, գրանցել աշխատանքային տետրում գծված աղյուսակում և աղյուսակի տվյալներով կառուցել մասնիկների թիվի կախումը լարումից պատկերող գրաֆիկը: Կառուցված գրաֆիկը պետք է նման լինի նկ. 3-ի գրաֆիկին: Ելնելով կառուցած գրաֆիկի տեսքից՝ որոշել լարման աշխատանքային տիրույթի արժեքը և դրանով ավարտել աշխատանքը:

Աշխատանքն ավարտելուց հետո սարքերը հոսանքազրկել, այսինքն՝ անջատել սարքերը նրանց միացմանը հակառակ հաջորդականությամբ:

)* Աշխատանքում ստացված արդյունքները օգտագործվում են հետագա աշխատանքներում:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2

ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒԼԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ՄԵՌՅԱԼ ԺԱՄԱՆԱԿԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԵՐԿՈՒ ՊԱՏՐԱՍՏՈՒԿԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§1-4 ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒԼԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ՄԵՌՅԱԼ ԺԱՄԱՆԱԿԸ

Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը իր վրա ընկած ոչ բոլոր ճառագայթաակտիվ ճառագայթում-մասնիկներին է, որ կարողանում է «նկատել»: Այսինքն՝ ոչ բոլոր մասնիկներն են, որ հաշվիչի ներսում առաջացնում են գազային պարպում: Դա բացատրվում է նրանով, որ ցանկացած հաշվիչ ունի մեռյալ ժամանակ: Գալիս է մի պահ, երբ հաշվիչը չի «զգում» հաշվիչ մտնող ճառագայթաակտիվ մասնիկներին: Ինչպես ասվեց §1-2-ում հաշվիչը ճառագայթաակտիվ մասնիկը գրանցում է, երբ վերջինս հաշվիչում առաջացնում է գազային պարպում, որից ձևավորվում է էլեկտրական իմպուլսը դիմադրատարրի վրա: Ենթադրենք՝ հաշվիչի միջ-էլեկտրոդային աշխատանքային ծավալում արդեն ընթացող գազային պարպման ժամանակ հաշվիչ են թափանցում ուրիշ մասնիկներ, որոնք նույնպես իոնացնում են գազը, բայց արդեն այդ իոնացումները առաջացած էլեկտրական իմպուլսի ձևի մեջ փոփոխություն չեն առաջացնում: Այդ իսկ պատճառով գրանցող սարքը չի զգում նոր մասնիկներին: Այսինքն՝ Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչներն ունեն մեռյալ ժամանակ, որի պատճառով նրանք իրենց վրա ընկած n_0 հատ մասնիկներից գրանցում են n հատը, որտեղ $n_0 > n$: Մեռյալ ժամանակի մեծությունն ուղիղ համեմատական է կազմավորված իմպուլսի տևողությանը, այսինքն՝ մեռյալ ժամանակը որոշվում է իմպուլսի τ տևողությամբ: Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի համար մեռյալ ժամանակը կազմում է 10^{-4} վ կարգի մեծություն:

Հաշվիչը բնութագրվում է նաև լուծող ընդունակությամբ ($R = \Delta n/n$), որտեղ Δn -ը հաշվիչի վրա ընկած և գրանցված մասնիկների տարբերությունն է: Լուծող ընդունակությունը հակադարձ համեմատական է իմպուլսի տևողությանը՝ մեռյալ ժամանակին, այսինքն՝ որքան փոքր է իմպուլսի τ տևողությունը, այնքան մեծ կլինի Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի լուծող ընդունակությունը:

Գոյություն ունի նաև հաշվիչը բնութագրող «արդյունավետություն» հասկացությունը:

Հաշվիչի արդյունավետություն ասելով հասկացվում է $\varepsilon = n/n_0$ հարաբերությունը, որտեղ դարձյալ n_0 -ն հաշվիչով անցած մասնիկների թիվն է, իսկ n -ը գրանցվածների թիվը: Որքան փոքր է Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի մեռյալ ժամանակը՝ τ -ն, այնքան մեծ է ε -ը՝ արդյունավետությունը:

Որքան փոքր լինի մեռյալ ժամանակի տևողությունը, այնքան հաշվիչի գրանցած և հաշվիչ մտած մասնիկների թվերի տարբերությունը փոքր կլինի, ուստի կարելի է գրել՝

$$n = n_0(1 - n\tau), \quad (1)$$

որտեղից՝

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau}, \quad (2)$$

որտեղ n_0 -ն հաշվիչի վրա ընկած մասնիկների թիվն է, n -ը՝ գրանցված մասնիկների թիվը, իսկ τ -ն՝ մեռյալ ժամանակը:

Հաշվիչի մեռյալ ժամանակը հաշվելու համար պետք է վերցնել երկու տարբեր տեսակի իզոտոպներ: Սկզբում, աշխատանք 1-ում կատարված չափումների նման, չափվում է առաջին իզոտոպից միավոր ժամանակում առաքված մասնիկների թիվը՝

$$n_{01} = \frac{n_1}{1 - n_1\tau}: \quad (3)$$

Որից հետո պետք է չափել միավոր ժամանակում երկրորդ իզոտոպից առաքված մասնիկների թիվը՝

$$n_{02} = \frac{n_2}{1 - n_2\tau}: \quad (5)$$

Այնուհետև չափում են առաջին և երկրորդ իզոտոպները միասին՝ նրանց տեղադրելով կապարե խցիկում: Միավոր ժամանակում նրանցից առաքված գումարային մասնիկների թիվը կլինի՝

$$n_{012} = \frac{n_{12}}{1 - n_{12}\tau} : \quad (6)$$

Միաժամանակ կարելի է գրել՝

$$n_{012} = n_{01} + n_{02} : \quad (7)$$

Վերը գրված հավասարումները լուծելով, մեռյալ ժամանակի համար կատանանք՝

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1n_2} : \quad (8)$$

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. հաշվիչի մեռյալ ժամանակի որոշումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. երկու տարբեր տեսակի ճառագայթաակտիվ պատրաստուկներ, Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ և այն սնող լարման աղբյուր, հաշվիչից եկող իմպուլսները հաշվող ՌՇՕ2-4 սարք:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

1. Էլեկտրական ցանցին են միացվում հաշվիչը սնող լարման աղբյուրը և հաշվիչ սարքը:

2. Առաջին ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը կապարե խցիկի մեջ տեղադրելուց և խցիկի դռնակը փակելուց հետո Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչին տալ աշխատանքային լարումը և 10րոպեից հետո կատարել չափումները:

ՌՇՕ2-4 հաշվող սարքի ցուցմունքներով չափումները կատարել 3 անգամ և վերցնել միջին թվաբանական արժեքը, ինչպես նկարագրված է աշխատանք 1-ում, և գրի առնել 1վ-ում առաջին պատրաստուկի առաքող մասնիկների թիվը և արդյունքները գրանցել աշխատանքային տետրում:

3. Անջատել Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող բարձր լարման բռնակը և խցից հանել պատրաստուկը: Նույն տեղում տեղադրել երկրորդ ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը և փակել խցիկի դռնակը: Միացնել Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող բարձր լարման բռնակը և գրի առնել հաշվող սարքի ցուցմունքները 2. կետում շարադրված չափումների նման:

4. Անջատել Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող բարձր լարման բռնակը և նույն տեղում տեղադրել առաջին պատրաստուկը երկրորդի հետ միասին և փակել խցիկի դռնակը: Միացնել Գայգեր-Մյուլերի հաշ-

վիչը սնող բարձր լարման բռնակը և գրի առնել հաշվող սարքի ցուցմունքները 2. կետում շարադրված չափումների նման:

5. Անջատել Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող բարձր լարման բռնակը, անջատել ՄՈՍԿ-4 հաշվող սարքը և բարձր լարման սարքը էլեկտրական ցանցից, հանել պատրաստուկները կապարե խցիկից և տեղադրել նրանց պահպանման համար նախատեսված տեղում:

6. Օգտվելով §1-4-ում մեռյալ ժամանակի՝ τ -ի համար գրված (8) բանաձևից և 2., 3., 4. կետերում կատարված չափումների արդյունքներից՝ հաշվել մեռյալ ժամանակի թվային արժեքը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 3

ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ԴՈՁԱՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§1-5 ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆ, ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՍԱԿՆԵՐԸ ԵՎ ՉԱՓՄԱՆ ՄԻԱՎՈՐՆԵՐԸ

Ծանր ատոմների միջուկներին բնորոշ է տրոհման երևույթը, որի արդյունքում միջուկից դուրս են շարտվում α -, β - և γ -ճառագայթումներ: Դրանք են՝ ալֆա-մասնիկները, որոնք հելիումի ատոմի միջուկներն են, բետա-մասնիկներ, որոնք էլեկտրոններ են, և զամմա-քվանտները, որոնք էլեկտրամագնիսական ճառագայթումներ են: Այսինքն՝ այդ միջուկները ցուցաբերում են ճառագայթման ակտիվություն կամ ճառագայթաակտիվ են: Իսկ միջազգային լեզվով այն կրում է ռադիոակտիվ («radiation»-ճառագայթում) անվանումը:

Միջուկային ճառագայթումները օժտված են նյութական միջավայրի ատոմները և մոլեկուլները իոնացնելու, ինչպես նաև միջատոմային կապերը քանդելու ընդունակությամբ, որի արդյունքում պինդ մարմիններում առաջանում են կառուցվածքային փոփոխություններ, իսկ կենդանի օրգանիզմներում՝ ԴՆԹ և ՌՆԹ մոլեկուլների մուտացիաներ, ինչի հետևանքով մկանային հյուսվածքներում սինթեզվում են օրգանիզմին ոչ պիտանի օտարածին սպիտակուցային մոլեկուլներ, որով պայմա-

նավորված են ճառագայթային հիվանդությունները, որոնց ծանրության աստիճանը կախված է ճառագայթահարման քանակությունից՝ դոզայից:

Ճառագայթահարման հետևանքով միջավայրի ատոմների և մոլեկուլների իոնացումը կարող է լինել անմիջական և անուղակի: Անմիջական իոնացում կարող են առաջացնել α - , β -ճառագայթումները, արագացուցիչներում՝ արագացված պրոտոնները և այլն:

Մթնոլորտային օդում մեկ իոնային գույգ առաջացնելու համար ճառագայթահարող մասնիկը ծախսում է միջինը 35էՎ էներգիա: Եթե նկատի ունենանք, որ միջուկից դուրս նետված α -մասնիկը օժտված է մի քանի միլիոն էլեկտրոն-վոլտ էներգիայով, ապա այն իր ճանապարհին կարող է առաջացնել ահռելի մեծ թվով իոնային գույգեր:

Միջուկից α - և β -մասնիկների առաքումն ուղեկցվում է նաև γ -ճառագայթումով, քանի որ այդ պրոցեսից հետո ատոմի միջուկը, գտնվելով գրգռված վիճակում, ճառագայթում է γ -քվանտ և անցնում է հիմնական վիճակի:

Անուղակի երկրորդային իոնացնող ճառագայթումներ կարող են առաջացնել γ -ճառագայթները և նեյտրոնները, որոնց փոխազդեցությունը միջավայրի հետ ծնում է երկրորդային լիցքավորված մասնիկներ: Օրինակ՝ γ -ճառագայթման դեպքում առաջանում են էլեկտրոններ և պոզիտրոններ, իսկ նեյտրոնների դեպքում՝ հետհարվածի պրոտոններ:

Ճառագայթման ընդունակությամբ են օժտված նաև ռենտգենյան ճառագայթները, որոնց սպեկտրը լինում է գծային և անընդհատ,և որոնք առաջանում են ռենտգենյան խողովակում հետևյալ ճանապարհներով.

1. Խողովակի կաթոդից դուրս եկած էլեկտրոնները, հասնելով անոդին, և ձեռք բերած մեծ էներգիայով հարվածելով անոդի ատոմներին՝ նրանց ներքին էլեկտրոնային թաղանթներում գտնվող էլեկտրոնները գրգռում կամ հեռացնում են, ինչի հետևանքով ատոմի ներքին էլեկտրոնային թաղանթներում տեղի են ունենում էլեկտրոնային անցումներ և ստացվում են գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ, որոնք կոչվում են բնութագրական:

2. Անոդի մեջ մխրճված արագ էլեկտրոնները, արգելակվելով, իրենք են արձակում ռենտգենյան ճառագայթներ, որի արդյունքում սպեկտրը

ստացվում է անընդհատ, քանի որ անոթի նյութում էլեկտրոնները ունենում են տարբեր արգելակումներ և ճառագայթում են տարբեր հաճախությունների ռենտգենյան քվանտներ, որոնք կոչվում են արգելակային :

Ցանկացած նյութական միջավայրում, ցանկացած ճառագայթման իոնացնող ազդեցությունը բնութագրվում է մի ֆիզիկական մեծությամբ, որը նյութական միջավայրի կողմից նրա միավոր զանգվածին բաժին ընկնող կլանված էներգիայի քանակությունն է՝ դոզան, և այն որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$D = \frac{\Delta W}{\Delta m} = \frac{\Delta W}{\rho \Delta V}, \quad (1)$$

որտեղ ΔW -ն միջավայրը իոնացնող ճառագայթման (միջավայրի կլանած) էներգիան է, իսկ Δm -ը՝ կլանող միջավայրի զանգվածը:

Միավորների միջազգային համակարգում դոզայի չափման միավորն է գրեյը(գրեյ). $1 \text{ գրեյ} = 1 \text{ Ջ/կգ}$:

Կլանված դոզայի հզորությունը կլանված դոզայի հարաբերությունն է այն ժամանակահատվածին, որի ընթացքում կլանվել է այդ դոզան՝

$$N = \frac{D}{t} = \frac{\Delta W}{t \Delta m} : \quad (2)$$

Դոզայի հզորության միավորը՝ $1 \text{ գրեյ/վ} = 1 \text{ Ջ/կգվ} = 1 \text{ Վտ/կգ}$:

γ - և ռենտգենյան ճառագայթները օժտված են մեծ թափանցողունակությամբ: Նրանց ազդեցությամբ նյութական միջավայրի ճառագայթահարումը բնութագրվում է ճառագայթահարման էքսպոզիցիայի (ժամանակահատվածի) ընթացքում կլանած դոզայի չափով, որը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$D_{\text{tpu}} = D_{\text{ex}} = \frac{\Delta q}{\Delta m} : \quad (3)$$

որտեղ Δq -ն միջավայրի իոնացման արդյունքում առաջացած յուրաքանչյուր նշանի լիցքերի գումարն է, որը առաջացել է էքսպոզիցիայի t ժամանակում, իսկ Δm -ը ճառագայթահարված նյութի զանգվածն է:

Էքսպոզիցիայի դոզայի չափման միավորն է Կլ/կգ: Էքսպոզիցիայի դոզայի հզորությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$N_{ex} = \frac{D_{ex}}{t} \quad (4)$$

որի միավորը Կլ/(կգ.վ) է:

Մինչև 1980թ էքսպոզիցիայի դոզայի միավորը ռենտգենն էր (Ռ):

1ռենտգենը ճառագայթման այն դոզան է, որի դեպքում $1սմ^3 = 10^{-6} մ^3$ ծավալով և 760մմ սնդիկի սյան ճնշմամբ չոր օդում, որի զանգվածն է $1,29 \cdot 10^{-6}$ կգ, մեկ ռենտգեն ճառագայթումը առաջացնում է յուրաքանչյուր նշանի $1/3 \cdot 10^{-9}$ Կլ գումարային լիցք՝ $1Ռ = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Կլ/կգ: Սա համապատասխանում է $1,61 \cdot 10^{15}$ գույգ միավալենտ իոնային գույգերի առաջացմանը 1կգ օդում և համարժեք է $84 \cdot 10^{-4}$ Ջ էներգիայի կլանմանը:

Նպատակահարմար է տարբեր նյութական միջավայրերի համար օգտվել ռենտգենի ֆիզիկական համարժեք (ռֆհ) միավորից՝ 1ռֆհ, որը 10^{-3} կգ զանգվածով միջավայրի կողմից կլանված և իոնացման վրա ծախսված էներգիայի քանակությունն է՝ համարժեք է 10^{-3} կգ զանգվածով օդում ռենտգենյան կամ γ -ճառագայթներով ճառագայթման 1Ռ դոզային՝ $1ռֆհ = 8.4 \cdot 10^{-3} Ջ/կգ = 1.61 \cdot 10^{15}$ իոն.գույգ/կգ

Ոչ համակարգային միավոր է 1ռադ միավորը, որը վերը նշված ՄՀ համակարգի միավորների հետ գտնվում է հետևյալ կապի մեջ՝

$$1ռադ = 10^2 \frac{\text{էրգ}}{\text{գ}} = 10^{-2} \frac{\text{Ջ}}{\text{կգ}}, \quad 1 \frac{\text{ռադ}}{\text{վ}} = 10^{-2} \frac{\text{Վտ}}{\text{կգ}}$$

§1-6 ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՎԿՏԻՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԹՈՒՅԼԱՏՐԵԼԻ ԶԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ճառագայթասկտիվ ճառագայթումը, փոխազդելով կենդանի օրգանիզմի հյուսվածքների բարձրամոլեկուլային միացությունների հետ, իոնացնում և քանդում է մոլեկուլի միջատոմային քիմիական կապերը, որի արդյունքում մոլեկուլները տրոհվում են և առաջանում են նոր միացու-

թյուններ: Վերջիններս ունեն քիմիական բարձր ակտիվություն, և միանալով հյուսվածքի այլ մոլեկուլների հետ՝ առաջացնում են նոր միացություններ, որոնք բնորոշ չեն առողջ հյուսվածքին:

Աղյուսակ 1-ում բերված են ճառագայթման դոզայի չափից կախված առաջացած փոփոխությունները կենդանի օրգանիզմում:

Ճառագայթահարման տարբեր դոզաները բերում են օրգանիզմի առանձին օրգանների գործունեությունների խախտման: Օրինակ՝ խախտվում է աղեստամոքսային համակարգի գործունեությունը, վատանում է մարսողությունը, որն էլ իր հերթին բերում է օրգանիզմի հյուծվածության: Կախված ճառագայթման դոզայի չափից՝ օրգանիզմում տեղի ունեցող փոփոխությունները կարող են լինել դարձելի և ոչ դարձելի:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 1

ճառագայթման դոզա (ռենտգեններով)	ճառագայթման ազդեցությունը
0-25	բացակայում են տեսանելի փոփոխություններ
25-50	հնարավոր փոփոխություններ արյան մեջ
50-100	փոփոխություններ արյան մեջ, հնարավոր անաշխատունակություն
100-200	նորմալ վիճակի խախտում, աշխատունակության կորուստ
200-400	անաշխատունակություն, մահացու դեպքեր
400	50% մահ

Համեմատաբար ավելի ուժեղ իոնիզացնող հատկություն ունեն α - մասնիկները (մոտ 300 գույգ իոն օդում 1մմ-ի վրա), քան γ - ճառագայթումը (մոտ մի քանի գույգ իոն օդում 1մմ վրա): Դոզայի նույն քանակության կլանման դեպքում տարբեր ճառագայթահարումների ազդեցությունը կենդանի հյուսվածքների վրա տարբեր է: Օրինակ՝ α - մասնիկների կենսաբանական ազդեցությունն ավելի մեծ է մյուս տեսակի ճառագայթումների համեմատ: Ուստի կենդանի հյուսվածքների վրա ճառագայթման ազդեցությունը գնահատելու համար, հարմար է օգտվել

նոր միավորից, որը կոչվում է ռենտգենի կենսաբանական համարժեք (1ռկհ):

D (ռկհ) = D (ռֆհ) $\times W$ (ՓԿՀ), որտեղ ՓԿՀ հասկանումը նշանակում է փոխակերպման կենսաբանական համարժեք:

D (ռկհ)-ի միավորը անվանվում է զիվերտ, կրճատ՝ Ջվ.

$$1 \text{ Ջվ} = 1 \text{ գրեյ} \cdot W = 1 \text{ Ջ/կգ} \cdot W = 100 \text{ ռկհ}:$$

Կա ճառագայթման երեք կարգ՝

- մասնագիտական ճառագայթում,
- հարակից տարածքներում աշխատողների ճառագայթում,
- բնակչության ճառագայթում:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 2

ճառագայթման տեսակ	W (Ջվ/գրեյ)
ռենտգ. ճառ.	100
γ -ճառագայթում	100
β -մասնիկներ	100
α -մասնիկներ	1000
դանդաղ նեյտրոններ	300
արագ նեյտրոններ	1000
արագ պրոտոններ	1000
տրոհման բեկորներ	2000

ճառագայթահարմանման թույլատրելի սահմանային դրգաներն այդ երեք կարգերի համար համապատասխանաբար հավասար են՝ մինչև 100ՍՋվ, մինչև 10ՍՋվ, մինչև 1ՍՋվ՝ մեկ շաբաթվա ընթացքում (40ժամ): W -ի արժեքները տարբեր ճառագայթումների համար բերված են աղյուսակ 2-ում:

§1-7 ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻՑ ՊԱՇՏՊԱՆՎԵԼԸ

1. Ռենտգենյան և γ -ճառագայթներ

Ճառագայթման կլանված ռենտգենյան և գամա դրզաները հաշվելու համար օգտագործում են իոնացման համարժեք հաստատունը՝ Γ :

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 3

ճառագայթա- ակտիվ իզոտոպ	կիսատրոհման պարբերություն (տարի)	քվանտի էներգիա (ՄէՎ)	Γ համարժեք (1մգ Ra)
Na^{22}	2,6	1,27	2,27
Co^{60}	5,27	2,13	1,57
Zn^{65}	0,67	1,12	0,34
Cs^{137}	30,07	0,66	0,42
Hg^{203}	0,13	0,28	0,15

Տարբեր քիմիական տարրերի ճառագայթաակտիվ միջուկները բնութագրող ֆիզիկական պարամետրերի արժեքները բերված են աղյուսակ 3-ում:

Եթե ճառագայթաակտիվ երկու աղբյուրներ՝ պատրաստուկներ, ստեղծում են միևնույն դրզայի հզորությունը գրանցող սարքերի վրա, ապա նրանք ունեն նույն իոնացման համարժեք հաստատունը՝ Γ : Որպես Γ համարժեքի միավոր ընտրված է ռադիումի միլիգրամ-համարժեքը (մգ. համ. Ra):

Այսինքն՝ այդ պատրաստուկի Γ համարժեքի ճառագայթումը ստեղծում է այնպիսի դրզայի հզորություն, ինչ որ նույն պայմաններում 0,5մմ պլատինե ֆիլտրի միջով անցնող 1մգ զանգվածով ռադիումի γ -ճառագայթումը:

Հայտնի է, որ 1մգ զանգվածով Ra-ը այդ նույն պայմաններում ճառագայթաակտիվ պատրաստուկից 1սմ հեռավորության վրա ստեղծում է 8,4Ռ/ժամ ճառագայթման հզորություն: Պատրաստուկից R սմ

հեռավորության վրա t (ժամ) ժամանակամիջոցում ստեղծած դրզան որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$D = \frac{8.4 \cdot \Gamma \cdot t}{R^2} \cdot \rho : \quad (5)$$

x հաստությամբ նյութական միջավայրով անցած γ -ճառագայթումը կլանման հետևանքով թուլանում է ըստ Բուգերի օրենքի՝

$$I = I_0 e^{-\mu x} , \quad (6)$$

որտեղ I_0 -ն և I -ն համապատասխանաբար γ -ճառագայթման միջավայր մտնող (սկզբնական) և միջավայրից դուրս եկող (վերջնական) ուժգնություններն են, μ -ն կլանման կամ գծային թուլացման գործակիցն է, որը կախված է նյութի տեսակից և γ -ճառագայթների էներգիայից:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 4

էներգիա(ՄԷՎ)	գծային թուլացման գործակից (μ)		
	օդ	ջուր	կապար
0,1	$1,98 \cdot 10^{-4}$	0,172	59,9
0,5	$1.11 \cdot 10^{-4}$	0,096	1,67
1,0	$0,81 \cdot 10^{-4}$	0,070	0,75

Աղյուսակ 4-ում բերված է μ -ի կախվածությունը որոշ միջավայրերի համար γ -ճառագայթների էներգիայի տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես երևում է, γ -ճառագայթներից պաշտպանվելու համար շատ կարևոր է միջավայրի տեսակի ընտրությունը:

2. α - և β -ճառագայթումներ: Մի քանի սանտիմետր լայնությամբ օդային շերտը կամ կամ ծխախոտի թուղը լրիվ կլանում է ճառագայթասկտիվ պատրաստուկի α -ճառագայթումը: β -ճառագայթումը

կլանվում է մի քանի մետր հաստությամբ օդային շերտով կամ մի քանի միլիմետր հաստությամբ ալյումինի շերտով: E (ՄէՎ) էներգիայով β -ճառագայթման լրիվ կլանող շերտի հաստությունը (սմ) որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$d = \frac{0,57E - 0,161}{\rho}, \quad (7)$$

որտեղ ρ -ն միջավայրի խտությունն է:

§1-8 ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՀԱՐՄԱՆ ՀՄԿՄԱՆ ՍԱՐՔԵՐ

Ճառագայթահարումը հսկելու համար օգտագործվում են.

1. Ռենտգենաչափ սարքեր, որոնցով չափվում է իոնացնող ճառագայթման ժամանակահատվածային դոզան. դրանցից է ՍՄՍ-1 սարքը:

2. Ճառագայթասկտիվաչափ սարքեր, որոնց միջոցով չափվում է իոնացնող հոսքերի խտությունը (β -մասնիկներ, նեյտրոններ և այլն). դրանցից են՝ ՔՄՍ-1, ՇՄՍ-22 սարքերը և այլն:

3. Անհատական դոզաչափ սարքեր, որոնց միջոցով չափվում է իոնացնող ճառագայթման կլանված ժամանակահատվածային դոզան. դրանցից են ՃԿ-2, ԱՄՍ-102 սարքերը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. անհատական ԱՄՍ-102 սարքի միջոցով ճառագայթասկտիվ պրեպարատի ճառագայթման քանակության չափումը նրանից ունեցած հեռավորությունից կախված:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ճառագայթասկտիվ պատրաստուկ, ԱՄՍ-102 դոզաչափ, մետրանոց քանոն:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

1. γ -ճառագայթման աղբյուրը՝ ճառագայթասկտիվ պատրաստուկը տեղավորել դատարկ կապարե արկղի խորքում:

2. Մթնոլորտային օդի կլանած դոզայի հզորությունը օդային շերտի հաստությունից կախված չափելու համար γ -ճառագայթման աղբյուրին

մոտեցվում է АДМ-102 անհատական դոզաչափը $R = 4$ սմ հեռավորությամբ և կատարվում են 3-ական չափումներ, ընտրելով չափման ժամանակի որոշակի ժամանակահատված (30վ), և արդյունքները գրանցվում են աշխատանքային տետրում: Այնուհետև դոզաչափը հեռացում է աղբյուրից՝ յուրաքանչյուր 4-ական սմ-ով, մինչև $R = 20$ սմ հեռավորությունը, և կատարվում են նույնատիպ չափումներ:

3. Քանի որ դոզաչափի ցուցմունքը տրված է Ջվ/ժամ միավորով, այն Ռ/ժամ միավորով արտահայտելու համար անհրաժեշտ է բազմապատկել 100-ով: Կլանված դոզան հաշվելու համար անհրաժեշտ է АДМ-102 դոզաչափի յուրաքանչյուր ցուցմունք բազմապատկել նաև չափման t ժամանակահատվածով, որի արժեքն է 30վ:

4. Ստացված տվյալներով կառուցել γ -ճառագայթման ուժգնության փոփոխության գրաֆիկը՝ կախված պատրաստուկից ունեցած հեռավորությունից:

5. Հաշվել կլանված դոզան նույն ճառագայթման աղբյուրի համար §1-7-ի (6) բանաձևով, օգտվելով 3-աղյուսակի օդի համար գրված սյունակի արժեքների միջինացված արժեքից, և համեմատել փորձով չափված կլանված դոզայի արժեքի հետ:

6. Չափել կլանված դոզան տարբեր կլանիչների առկայությամբ (թուղթ, սովարաթուղթ, կապարե և այլումինե թիթեղներ):

7. Աշխատանքները ավարտելուց հետո, կապարե արկղից հանել ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը և պահեստավորել նախատեսված տեղում:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 4

ՊԱՏՐԱՍՏՈՒԿԻ ԲԱՅԱՐՁԱԿ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§1-9 ՊԱՏՐԱՍՏՈՒԿԻ ԲԱՅԱՐՁԱԿ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես ասվեց §1-4-ում, դեպի հաշվիչ գնացած n_0 մասնիկներից գրանցվում է n հատը, և հաշվիչի արդյունավետությունը որոշվում է $\mathcal{E} = n/n_0$ բանաձևով:

Հաշվիչի կողմից միավոր ժամանակում գրանցված մասնիկների թիվը՝ n , ուղիղ համեմատական է ճառագայթաակտիվ աղբյուրի (պատրաստուկի) ակտիվությանը՝

$$n = GA\mathcal{E} \quad (1)$$

որտեղ A -ն կոչվում է պատրաստուկի բացարձակ ակտիվություն. այն միավոր ժամանակում ճառագայթաակտիվ պատրաստուկում տեղի ունեցող տրոհումների արդյունքում առաքված զումարային ճառագայթումների թիվն է հնարավոր բոլոր ուղղություններով:

Միավորների ՄՀ համակարգում ակտիվության միավորը մեկ **բեկերեյն** է, որը **մեկ տրոհումն է մեկ վայրկյանում**:

G համեմատականության գործակիցը կախված է փորձարարական սարքի երկրաչափական ձևից, նրա բաղադրիչ մասերի փոխադարձ դասավորությունից և նրանց չափերից: Գնառագայթաակտիվ պատրաստուկի ճառագայթումը տարածվում է հնարավոր 4π մարմնային անկյան մեջ: Սակայն հաշվիչը գրանցում է միայն այն մասնիկերը, որոնք գնում են դեպի հաշվիչը և ամփոփված են \mathcal{O} մարմնային անկյան մեջ: Հետևաբար, G -ի համար կունենանք՝

$$G = \frac{\mathcal{O}}{4\pi}, \quad \text{որտեմն՝} \quad n = \frac{\mathcal{O}}{4\pi} A\mathcal{E}:$$

Եթե պատրաստուկի չափերը փոքր են հաշվիչի չափերի և հաշվիչի ու պատրաստուկի միջև հեռավորության նկատմամբ, այսինքն՝ այն կարելի ընդունել որպես կետային աղբյուր, ապա \mathcal{O} -ն այն մարմնային անկյունն է, որի տակ երևում է զլանաձև հաշվիչը պատրաստուկից: Այսինքն՝

$\omega = ld/r^2$ որտեղ, l -ը հաշվիչի աշխատող մասի երկարությունն է, d -ն՝ տրամագիծը, իսկ r -ը՝ հաշվիչի և պատրաստուկի միջև հեռավորությունը: Այսպիսով, կարելի է գրել՝

$$A = \frac{4\pi r^2}{ld\varepsilon} n: \quad (2)$$

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ճառագայթաակտիվ պատրաստուկի ճառագայթման բացարձակ ակտիվության որոշումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ճառագայթաակտիվ պատրաստուկ, Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ և այն սնող լարման աղբյուր, հաշվիչից եկող իմպուլսները հաշվող ՈՇՕ2-4 սարք:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Սարքերի հողակցված լինելը ստուգվելուց հետո, սարքերը միացվում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումներ սկսվում են 10 րոպեից:

1. Միացվում են հաշվիչը սնող լարման աղբյուրը և հաշվիչ սարքը:

2. Հաշվիչի վրա լարման բացակայության ժամանակ տեղադրել ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը կապարե խցիկի մեջ հաշվիչից որոշակի՝ $r = 6$ սմ հեռավորությամբ և լարման աղբյուրից միացնել հաշվիչի աշխատանքային լարումը: Կատարել չափումներ, գրի առնել հաշվող սարքի ցուցմունքը, այսինքն՝ դեպի հաշվիչ գնացող ճառագայթումների n թիվը 1վ-ի ընթացքում, աշխատանք 1-ում շարադրված եղանակով, արդյունքները գրանցել աշխատանքային տետրում:

3. Անջատել հաշվիչը լարման աղբյուրից և հանել պատրաստուկը կապարե խցիկից, պահեստավորել և անջատել սարքերը էլեկտրական ցանցից:

4. Օգտվելով պատրաստուկի բացարձակ ակտիվության համար վերևում գրված բանաձևից՝ (§1-9-ի (2)) և 2. կետերում կատարված չափումների արդյունքներից՝ հաշվել պատրաստուկի բացարձակ ակտիվության արժեքը, որի համար անհրաժեշտ է նախապես իմանալ ε -ի, d -ի և l -ի արժեքները, որոնք համապատասխանաբար հավասար են՝ $\varepsilon = 0,7$, $d = 1$ սմ, $l = 7$ սմ:

5.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 5

ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎ ԻՉՈՏՈՊԻ ԿԻՍՏԱՐՈՂՄԱՆ

ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՄՈՒԹՅՈՒՆ

§1-10 ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄ:

ԿԻՍՏԱՐՈՂՄԱՆ ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ճառագայթաակտիվ պատրաստուկի ատոմների միջուկների տրոհումների արդյունքում որակական փոփոխություններ են տեղի ունենում նրա ատոմների հետ. տեղի են ունենում տվյալ տեսակի ատոմների թվի փոփոխություն և այլ տեսակի ատոմների առաջացում:

Դիցուք՝ dt ժամանակում տրոհվել է dN հատ միջուկ, որոնց թիվը համեմատական կլինի չտրոհված միջուկների N թվին և dt ժամանակին՝ $dN \sim Ndt$: Նկատի ունենալով, որ dt -ի աճը դրական է՝ $dt > 0$, իսկ dN -ի աճը բացասական, այսինքն՝ $dN < 0$, $dN \sim Ndt$ արտահայտությունը կվերածվի հավասարման, եթե ավելացնենք համեմատականության λ գործակից՝

$$dN = -\lambda N dt, \quad \text{կամ} \quad \frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad (1)$$

Համեմատականության λ գործակիցը կոչվում է տրոհման հաստատուն: Տարբեր ճառագայթաակտիվ միջուկների համար այն ունի տարբեր արժեքներ և կոչվում է ճառագայթաակտիվության հաստատուն: λ հաստատունի հակադարձ մեծությունը կոչվում է ճառագայթաակտիվ միջուկի կյանքի միջին տևողություն՝

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2)$$

Ինտեգրելով (1) հավասարումը՝ կունենանք՝

$$\ln N = -\lambda t + c, \quad (3)$$

որտեղ c -ն ինտեգրման հաստատունն է և որոշվում է սկբնական պայմանից, այն է, եթե $t=0$ պահին սկբնական ատոմների թիվը N_0 է, ապա ինտեգրման հաստատունի համար կստանանք՝ $c = \ln N_0$: Ուստի (3) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$N = N_0 e^{-\lambda t}; \quad (4)$$

Կիսատրոհման ժամանակ կոչվում է այն ժամանակամիջոցը (T), որի ընթացքում տրոհվում է սկզբնական ատոմների կեսը՝ $N = \frac{N_0}{2}$:

T -ի որոշման համար (4) բանաձևից կստանանք՝

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T},$$

որտեղից՝

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}, \quad \text{կամ} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T}:$$

Այդ դեպքում (4) հավասարումը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} \quad (5)$$

(1) հավասարումից պատրաստուկի ակտիվության համար կարելի է գրել՝

$$A \equiv \left| \frac{dN}{dt} \right| = \frac{\ln 2}{T} N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} \quad (6)$$

Ստացված հավասարումը գրելով ժամանակի տարբեր՝ t_1 և t_2 ($t_1 < t_2$) պահերի համար և լուծելով T -ի նկատմամբ՝ կստանանք՝

$$T = \frac{(t_2 - t_1) \ln 2}{\ln \frac{A_1}{A_2}}, \quad (7)$$

որտեղ

$$A_1 = \left| \frac{dN}{dt} \right|_{t_1} \quad \text{և} \quad A_2 = \left| \frac{dN}{dt} \right|_{t_2}$$

Ինչպես նշեցինք §1-9-ում, միավորների ՄՀ համակարգում ակտիվության միավորը **1բեկերելն** է՝ $[A] = 1 \text{ Բկ} = 1 \text{ տրոհ/վ}$:

Քանի որ ժամանակի ընթացքում ճառագայթասկսիվ միջուկների թիվը փոքրանում է, փոքրանում է նաև ճառագայթասկսիվ նյութի ակտիվությունը համաձայն (6) բանաձևի: Ուստի, եթե $t = 0$ պահին

ակտիվությունը ունեցել է իր մեծագույն A_0 արժեքը, այն կորոշվի (6) բանաձևով՝

$$A_0 = \frac{\ln 2}{T} N_0 : \quad (8)$$

Հետևաբար, (6) բանաձևը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$A_t = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} : \quad (9)$$

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ճառագայթաակտիվ պատրաստուկի կիսատրոհման պարբերության որոշումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ճառագայթաակտիվ պատրաստուկ, Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ, լարման աղբյուր և հաշվող ПСО2-4 սարք:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Ստուգվում է սարքերի հողակցված լինելը, հետո դրանք միացվում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումները սկսվում են 10 րոպեից:

1. Հաշվիչին են միացվում սնող լարման աղբյուրը և հաշվիչ սարքը:

2. Հաշվել ֆոնը՝ հաշվող սարքի ցուցմունքն առանց ճառագայթաակտիվ պատրաստուկի, աշխատանք 2-ում շարադրված եղանակով: Չափումները կրկնել 5 անգամ և վերցնել միջին արժեքը:

3. Տեղադրել պատրաստուկը կապարե խցիկի մեջ և, ընդունելով, որ նրա ճառագայթումը իզոտրոպ է՝ չափել dt ժամանակում կամ 1վ-ում տրոհումների dN թիվը աշխատանք 1-ի 3-րդ կետում շարադրված եղանակով: Չափումները կրկնել 5 անգամ և վերցնել թվաբանական միջին արժեքը:

4. Ֆոնի արժեքները հասնել 3. կետի ցուցմունքների արժեքներից և որոշել միավոր ժամանակում տրոհումների թիվը՝ A_0 -ն:

5. Հանել պատրաստուկը կապարե խցիկից, պահեստավորել և անջատել սարքերը:

6. Նույն չափումները, նույն ձևով, կատարել մեկ շաբաթ հետո և հաշվել A_t -ն: Ստացված արդյունքները տեղադրել §1-10-ի (9) բանաձևի մեջ և հաշվել կիսատրոհման պարբերությունը՝ T -ն (ժամանակը հաշվել ժամերով):

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6
ԳԱՄՍԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀՈՍՔԻ ԹՈՒՒԱՑՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ
ՉԱՓՈՒՄԸ ԿԱՊԱՐԵ ԵՎ ԱԼՅՈՒՄԻՆԵ ԹԻԹԵՂՆԵՐՈՒՄ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§1-11 ԳԱՄՍԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀՈՍՔԻ ԹՈՒՒԱՑՄԱՆ
ԳՈՐԾԱԿԻՑ

γ -ճառագայթներ առաջանում են, երբ ատոմի գրգռված միջուկը ավելի բարձր էներգիական վիճակից անցնում է ավելի ցածր էներգիական վիճակի:

γ -քվանտները ունեն մի քանի ՍԷՎ էներգիա: Երբ γ -քվանտները անցնում են նյութականի միջավայրով և կլանման հետևանքով աստիճանաբար թուլանում է նրանց ուժգնությունը, ապա փոփոխությունը տեղի է ունենում ըստ Բուգերի օրենքի՝

$$I = I_0 e^{-\mu l}, \quad (1)$$

որտեղ I_0 -ն ճառագայթների սկզբնական ուժգնությունն է, I -ն՝ փնջի ուժգնությունը l ճանապարհի անցնելուց հետո, μ -ն γ -քվանտների կլանման գործակիցն է: Կլանման գործակիցը կարելի է ներկայացնել $\mu = \sigma n$ տեսքով, որտեղ σ -ն γ -քվանտների ատոմների հետ բախումների հետևանքով թուլացման լրիվ արդյունավետ կտրվածքի մակերեսն է, իսկ n -ը՝ կլանող նյութի միավոր ծավալում ատոմների թիվը: I -ը հիմնականում չափվում է սմ-ով: Տարբերում են գծային՝ μ , և զանգվածային՝ τ թուլացման գործակիցներ: Գծային թուլացման գործակցի չափայնությունն է՝ 1/սմ, իսկ զանգվածային կլանման գործակցիցը՝ սմ/գ, քանի որ $\tau = \mu / \rho$:

Միջավայրով անցնող γ -ճառագայթների հոսքի թուլացումը պայմանավորված է հետևյալ երեք երևույթներով՝ ֆոտոէլեկտրական կլանումով, քոմպտոնյան ցրումով և էլեկտրոն-պոլիտրոն զույգերի առաջացումով: Գիտարկենք այդ երևույթները:

1. Ֆոտոէֆեկտ

Ատոմի ներքին էլեկտրոնների հետ γ -քվանտների բախումների արդյունքում կարող է տեղի ունենալ քվանտների կլանում: Նրանց էներգիան հաղորդվում է էլեկտրոնին, իսկ իմպուլսը բաժանվում է էլեկտրոնի և առաջացած իոն-ատոմի միջև: Ազատ էլեկտրոնները չեն կարող կլանել γ -քվանտներ, որովհետև այդ դեպքում էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները միաժամանակ տեղի չեն ունենա: Ֆոտոէֆեկտին չեն կարող մասնակցել ատոմի արտաքին էլեկտրոնային թաղանթներում գտնվող և ատոմի հետ թույլ կապով կապված էլեկտրոնները, որովհետև նրանց կարելի է դիտել համարյա ազատ:

Այսպիսով՝ γ -քվանտների ֆոտոէֆեկտի հավանականությունը համեմատական է ճանապարհի dl երկարությանը և միջավայրի ատոմների ներքին էլեկտրոնային թաղանթներում էլեկտրոնների խտությանը՝

$$dP_\phi = \sigma_\phi n_1 dl : \quad (2)$$

որտեղ n_1 -ը ատոմի էլեկտրոնային թաղանթներում գտնվող էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է: Համեմատականության գործակիցի չափայնությունն է՝ սմ²: σ_ϕ -գործակցը կոչվում է ֆոտոէլեկտրոնային կլանման լայնական կտրվածք: Լայնական կտրվածքը բնութագրում է էլեկտրոնի ֆոտոկլանման հավանականությունը միավոր ճանապարհի վրա. քանի որ փնջի ուժգնությունը համեմատական է քվանտների թվին՝ $I \sim N$:

Համաձայն (1) հավասարման՝ l և $l + dl$ ճանապարհները անցնող γ -
 քվանտների թվերը համապատասխանաբար հավասար են՝

$$N_l = N_0 e^{-\mu l} \quad \text{և} \quad N_{l+dl} = N_0 e^{-\mu l - \mu dl}:$$

dl շերտում կլանված քվանտների թվի համար կատանանք՝

$$dN = N_0 e^{-\mu l} (1 - e^{-\mu dl}),$$

իսկ քվանտի կլանման հավանականությանը կլինի՝

$$\frac{dN}{N_l} = dP_\Phi = \mu_\Phi dl:$$

Համեմատելով այս արդյունքը (2)-ի հետ՝ կատանանք՝

$$\mu_\Phi = \sigma_\Phi \cdot n_1: \quad (3)$$

2. Քոմպտոնյան ցրում

Քոմպտոնյան ցրումը կամ քոմպտոնյան երևույթը առաջանում է γ -
 քվանտի և էլեկտրոնի բախման ժամանակ: Այդպիսի բախումների
 ընթացքում γ -քվանտը էլեկտրոնին է հաղորդում իր էներգիայի մի մասը,
 որի արժեքը կախված է ցրման անկյունից: Այսպիսով՝ ցրված քվանտի
 էներգիան (ինչպես նաև՝ հաճախությունը) ավելի փոքր է, քան ընկնող
 քվանտի էներգիան, որը իր հերթին հանգեցնում է ընկնող քվանտների
 հոսքի թուլացմանը: Ի տարբերություն ֆոտոէֆեկտի, որը կարող էր
 առաջանալ միայն ատոմի հետ ուժեղ կապով կապված էլեկտրոնների
 հետ, ապա քոմպտոնյան ցրումը տեղի է ունենում ատոմի հետ միայն թույլ
 կապված էլեկտրոնների կամ ազատ էլեկտրոնների հետ: Քոմպտոնյան
 ցրման արդյունավետ կտրվածքը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\sigma_{\text{կ}} = \pi r_e^2 \frac{m_0 c^2}{\hbar \omega} \left(\ln \frac{2\hbar \omega}{m_0 c^2} + \frac{1}{2} \right), \quad (4)$$

որտեղ $r_e \approx 2,8 \cdot 10^{-15}$ մ էլեկտրոնի դասական շառավիղն է, m_0 -ն՝ էլեկտրոնի զանգվածը: $\mu_{\text{կ}} = \sigma_{\text{կ}} \cdot n$, որտեղ n -ը թույլ կապված էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է:

(4) բանաձևը վերաբերում է ատոմի մեկ էլեկտրոնին, հետևաբար՝ ամբողջ ատոմի համար (4) բանաձևում կավելանա Z -ը: Այսինքն՝ $\sigma_{\text{կ}}$ -ն համեմատական է քիմիական տարրի կարգաթվին:

3. Էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի առաջացումը

$2mc^2 = 1.02$ ՄէՎ-ից մեծ էներգիաների դեպքում, γ -ճառագայթները միջուկների կամ ուրիշ լիցքավորված մասնիկների դաշտում առաջացնում են էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգ: Այդ պրոցեսի հավանականությունը մոտավորապես համեմատական է Z^2 -ուն և կախված է γ -քվանտի էներգիայից:

γ -քվանտների $2mc^2$ -ից մեծ էներգիայի տիրույթում ֆոտոէֆեկտը արհամարելի փոքր է: Չույգի առաջացման հավանականությունը որոշ դեպքերում կարելի է համեմատել միայն Քոմպտոնի երևույթի հավանականության հետ: Այսպես, կապարի համար զույգի ծնման հավանականությունը կարելի է համեմատել Քոմպտոնի երևույթի հավանականության հետ միայն քվանտի 4,7 ՄէՎ մոտ էներգիաների համար:

Պոզիտրոնը էլեկտրոնի հակամասնիկն է, օժտված է նույն զանգվածով ինչ որ էլեկտրոնը, նույն սպինով, բացարձակ արժեքով նույն, սակայն հակառակ նշանի լիցքով: Էլեկտրոնը և պոզիտրոնը, բախվելով միմյանց, կարող են «անհետանալ»՝ վերածվելով էլեկտրամագնիսական ճառագայթման: Բայց այդ դեպքում չի կարող միայն մի γ -քվանտ առաջանալ, առնվազն երկու քվանտ պետք է առաջանա: Ազատ տարածվող γ -քվանտը չի կարող ծնել էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգ, սակայն զույգը

կարող է առաջանալ եթե γ -քվանտը գտնվի ատոմի միջուկի էլեկտրական դաշտում: Ինչպես ցույց են տվել տեսությունը և փորձերը, γ -քվանտի վերածումը էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի տեղի է ունենում ոչ թե ատոմի միջուկում, այլ նրա մոտ էլեկտրոնի քոմպտոնյան ալիքի երկարության կարգի հեռավորության տիրույթում: Միջուկը ստանում է հետհարվածի իմպուլս, որով ապահովվում են էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները, ընդ որում միջուկին իմպուլսի հաղորդումը տեղի է ունենում նրա կուլոնյան դաշտի միջոցով: γ -քվանտը էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգ կարող է առաջացնել նաև էլեկտրոնի կուլոնյան դաշտում: Քանի որ γ -քվանտի զանգվածը զրո է, այն կարող է էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի վերածվել միայն այն դեպքում, երբ նրա էներգիան մեծ է էլեկտրոնի և պոզիտրոնի հանգստի էներգիաների գումարից, այսինքն՝ $2mc^2=1,02$ ՄեՎ-ից: Չույգի առաջացման էներգիայի շեմից մեծ արժեքների դեպքում (օրինակ՝ $1000mc^2$) էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնման հավանականությունը, կամ արդյունավետ կտրվածքը ($\sigma_{\text{զույգ}}$) ձգտում է վերջավոր սահմանի՝ $\sigma_{\text{զույգ}} \approx 0,08Z^2r_e^2$: Այսինքն՝ ի տարբերություն σ_{γ} -ի, $\sigma_{\text{զույգ}}$ -ը համեմատական է քիմիական տարրի կարգաթվի քառակուսուն:

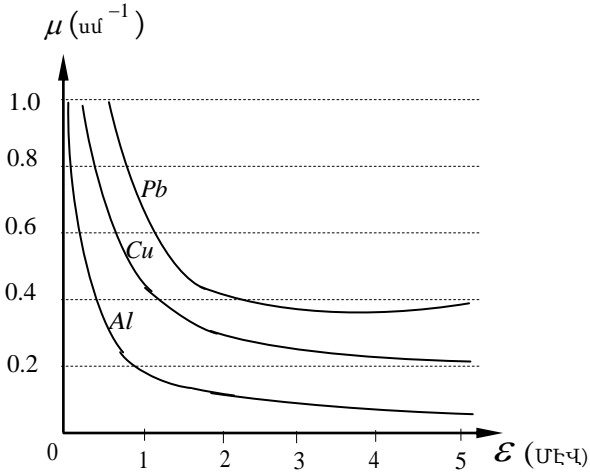
Այսպիսով՝ թուլացման լրիվ գործակիցը հավասար է դիտարկված երեք երևույթներով պայմանավորված կլանման գործակիցների գումարին՝

$$\mu = \mu_{\text{ֆ}} + \mu_{\text{բ}} + \mu_{\text{է-պ}} \quad (5)$$

որտեղ $\mu_{\text{է-պ}}$ -ն էլիկտրոն-պոզիտրոն զույգի առաջացումով պայմանավորված կլանման գործակիցն է:

Նկար 4-ում բերված է μ -ի՝ գամմա-քվանտների էներգիայից կախման գրաֆիկները կապարի, պղնձի և ալյումինի համար: Ենթադրենք՝ L

հաստության քիթեղի մակերեսին ընկնում են N_0 սկզբնական քվանտ-ներ: Կլանման պատճառով $l \leq L$ խորության վրա կմնա N հատ քվանտ



նկ. 4. Ճառագայթումների կլանման գործակցի կախումը ճառագայթման էներգիայից կապարի, պղնձի և ալյումինի համար

($N < N_0$): $l \div l + dl$ ճանապարհի վրա կլանված քվանտների թիվը նշանակենք ($-dN$)–ով (քանի որ քվանտների թիվը նվազում է): Այդ թիվը համեմատական է ինչպես dl ճանապարհին, այնպես նաև dl շերտի վրա ընկնող N քվանտների թվին՝

$$dN = -\mu \cdot N \cdot dl, \tag{6}$$

Ինտեգրելով ըստ քիթեղի հաստության, քիթեղից դուրս եկող $N_{\text{դուրս}}$ քվանտների թվի համար կստանանք՝

$$N_{\text{դուրս}} = N_0 e^{-\mu l}, \tag{7}$$

որից կունենանք՝

$$\mu = \frac{1}{l} \ln(N_0 / N_n): \quad (8)$$

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. կլանման եղանակով γ -ճառագայթների հոսքի թուլացման գործակցի որոշումը այլումինե և կապարե տարբեր հաստությամբ թիթեղներում և γ -ճառագայթների էներգիայի որոշումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՄԱՐՔԵՐ. ճառագայթաակտիվ պատրաստուկ՝ γ -քվանտների աղբյուր, Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ և այն սնող բարձր լարման աղբյուր, հաշվող ПСО2-4 սարք, կապարի (Pb), այլումինի (Al) և պղնձի (Cu) թիթեղների՝ տարբեր հաստությամբ երկուական թիթեղներ: Այլումինի թիթեղի հաստությունը չպետք է լինի 2մմ-ից փոքր, որպեսզի β -ճառագայթները ամբողջովին կլանվեն նրանում:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Ստուգվում են սարքերի հողակցված լինելը, դրանք միացվում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումներն սկսվում են 10 րոպեից:

1. Միացվում են Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող լարման աղբյուրը և հաշվիչ սարքը:

2. Մինչև Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչին բարձր լարում կիրառելը, ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը տեղադրել կապարե խցիկի մեջ Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչից 10սմ հեռավորության վրա: Հաջորդաբար ճառագայթաակտիվ պատրաստուկի և Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի միջև առանձին-առանձին տեղադրել այլումինե թիթեղները՝ նախապես չափելով նրանց հաստությունները: Նախ տեղադրել բարակ թիթեղը, փակել կապարե խցիկը և միացնել բարձր լարումը ու սկսել չափումները աշխատանք 1-ում նկարագրված եղանակով: Գրի առնել մեկ րոպեում այլումինե բարակ թիթեղով անցած γ -քվանտների թիվը: Ստացված տվյալները գրանցել աշխատանքային տետրում: Չափումները կրկնել 5 անգամ և հաշվել նրանց միջին թվաբանական արժեքը:

3. Բարակ թիթեղի հետ չափումները ավարտելուց հետո անջատել բարձր լարումը, խցիկից հանել բարակ թիթեղը և խցիկի նույն տեղում տեղադրել հաջորդ՝ հաստ թիթեղը: Միացնել Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչը սնող բարձր լարումը և կրկնել չափումներ՝ նախորդ եղանակով: Փորձը կրկնել 5 անգամ և վերցնել նրանց միջին թվաբանական արժեքը:

4. §1-11-ի (8) բանաձևը գրելով այլումինի երկու տարբեր՝ l_i և l_j հաստության թիթեղների համար և լուծելով այդ հավասարումները, կստացվի՝

$$\mu = \frac{\ln N_i - \ln N_j}{l_i - l_j} : \quad (9)$$

5. Չափումների տվյալները տեղադրել (9) հավասարման մեջ և հաշվել μ -ի արժեքը:

6. μ -ի արժեքով և նկ. 4-ում $\mu(\varepsilon)$ գրաֆիկի օգնությամբ գտնել այլումինի միջով անցնող γ -ճառագայթներին համապատասխանող էներգիան:

7. Փորձը կրկնել կապարի (Pb) և պղնձի (Cu) թիթեղների համար:

8. Օգտվելով $\tau = \mu / \rho$ բանաձևից՝ հաշվել նաև զանգվածային կլանման գործակիցը:

9. Աշխատանքները ավարտելուց հետո սարքերի անջատիչները բերել «անջատված է» դիրքի և սարքերը անջատել էլեկտրական ցանցից, իսկ γ -քվանտների աղբյուր՝ պատրաստուկը տեղավորել նախատեսված պահարանում:

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 7, 8, 9

2. ՏԻԵՁԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՓՈՒԿ-01 ՀԵՌԱԳԻՏՏԱԿՈՎ

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§2-1 ՏԻԵՁԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ

Ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ տիեզերքից դեպի Երկիր են գալիս մեծ էներգիայով օժտված ճառագայթումներ, որոնք կոչվում են տիեզերական ճառագայթներ: Այդ ճառագայթումներով է լցված ամբողջ տիեզերքը: Նրանք չունեն առաքման ինչ-որ կետային աղբյուր և դրա ապացույցն է այն, որ Երկիր մոլորակի օրական պտույտի ընթացքում չի փոխվում դեպի Երկիր եկող այդ ճառագայթումների ուժգնությունը: Սակայն, ինչպես ցույց են տվել վերջին տարիների հետազոտությունները, տիեզերքում կան γ -ճառագայթներ առաքող հզոր աղբյուրներ:

Տիեզերքի և տիեզերական մարմինների բաղադրության հիմնական տարրերը պրոտոնները, նեյտրոնները և ալֆա-մասնիկներն են:

Վիլտոնի խցիկի օգնությամբ կատարված չափումները ցույց են տալիս, որ դեպի Երկիր եկող տիեզերական ճառագայթումների բաղադրությունում բացի γ -ճառագայթներից, պրոտոններից, նեյտրոններից և ալֆա-մասնիկներից, կան նաև քիչ քանակությամբ ավելի ծանր տարրերի միջուկներ:

Դեպի Երկիր եկող և Երկրից դեռևս հարյուրավոր և հազարավոր կիլոմետրեր հեռավորությամբ առաջնային տիեզերական ճառագայթումների շարժման ուղղությունների վրա էական ազդեցություն է թողնում Երկրի մագնիսական դաշտը, որը փոխում է նրանց շարժման ուղղությունը՝ շեղելով դրանք և թույլ չտալով բախումը Երկրի հետ: Լիցքակիր այն մասնիկները, որոնք օժտված են մեծ արագությամբ, կամ շարժվում են Երկրի մագնիսական դաշտի ուժագծերին զուգահեռ, կարող են հասնել Երկրի մթնոլորտին, իսկ դանդաղ մասնիկներին դա կարող է հաջողվել միայն Երկրի բևեռներում, որտեղ ուժագծերն ուղղահայաց են Երկրի մակերևույթին: Օրինակ՝ հասարակածի մասում Երկրի մթնոլորտին կարող են հասնել $1.5 \cdot 10^{10}$ էՎ էներգիայով պրոտոնները:

Առաջնային տիեզերական ճառագայթումների մուտքը Երկրի մթնոլորտ ուղեկցվում է բավական բարդ պրոցեսներով՝ դրանց աստիճանական կլանումով և նոր՝ երկրորդային տիեզերական ճառագայթումների՝ ավելի թեթև մասնիկների՝ էլեկտրոնների, պոզիտրոնների, դրական և բացասական մեզոնների, γ -ճառագայթների առաջացումով:

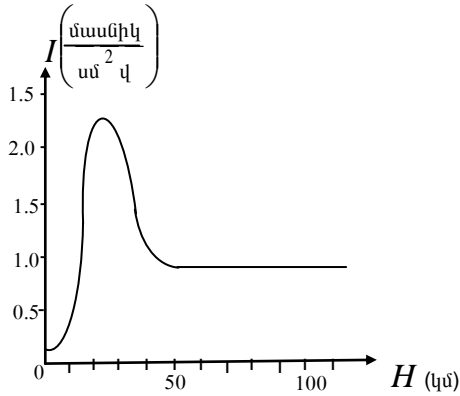
Սկզբնական տիեզերական լիցքակիր մասնիկները, անցնելով մթնոլորտի վերին շերտերի քիմիական տարրերի (ազոտ, թթվածին և այլն) միջուկների մոտով, ձեռք են բերում արագացում, որի արդյունքում ճառագայթում են կոշտ γ -ճառագայթներ՝ մեծ էներգիայով γ -ֆոտոններ, որոնք ավելանում են երկրորդային տիեզերական ճառագայթների բաղադրությունում:

Դեպի Երկիր եկող մեծ էներգիաներով պրոտոնները, բախվելով մթնոլորտի ատոմների հետ, առաջացնում են վերջիններիս քանդման և միջուկային փոխարկման ռեակցիաներ, որի հետևանքով առաջանում են մեծ էներգիաներով օժտված երկրորդային պրոտոններ, նեյտրոններ, ինչպես նաև մեզոններ, որոնց զանգվածը ունի միջանկյալ արժեք էլեկտրոնի և մուկլոնի զանգվածների համեմատ: π (պի) և μ (մյու)-մեզոնները օժտված են նյութական միջավայրի միջով անցնելու մեծ թափանցողունակությամբ: Նրանք ավելի հեշտությամբ են անցնում 10սմ հաստությամբ կապարի շերտով, քան միևնույն էներգիայով պրոտոնները:

Տիեզերական ճառագայթումների ուժգնության կախումը երկրագնդի մակերևույթից ունեցած բարձրությունից պատկերող գրաֆիկը բերված է նկ. 5-ում:

Գրաֆիկից երևում է, որ 0-ից մինչև 10կմ մասնիկների հոսքի ուժգնությունը ունի փոքր արժեք, իսկ 10կմ-ից սկսած այն կտրուկ աճում է:

Օդազանցության ուղևորների անվտանգության սահիտարական նորմերը պահպանելու պայմաններից ելնելով՝ ուղևորատար ինքնաթիռների թռիչքի բարձրությունը չպետք է գերազանցի 10կմ-ը, ուղևորներին ավելորդ ճառագայթահարումից պաշտպանելու համար, թեպետ ինքնաթիռի ծախսած վառելիքի քանակությունը միավոր ճանապարհ անցնելու համար ավելի քիչ է մեծ բարձրություններում:



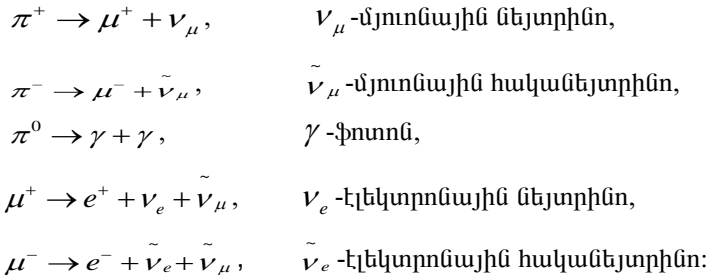
Նկ. 5. Տիեզերական ճառագայթումների ուժգնության կախումը Երկրի մակերևույթից ունեցած բարձրությունից

Նկ. 5-ից երևում է նաև, որ մեծ բարձրություններում՝ մթնոլորտի սահմանային շերտում, (պայմանականորեն ընդունված է 50կմ-բարձրությունը, քանի որ Երկրի մթնոլորտը չունի կտրուկ սահմանային բաժանում տիեզերքից) և նրանից բարձր մասերում առաջնային տիեզերական ճառագայթների ուժգնությունը ունի հաստատուն արժեք, որն է՝ մեկ մասնիկ 1վ-ում $1սմ^{-2}$ մակերեսի վրա: Ծովի մակերևույթ հասնում է միայն $2 \cdot 10^{-2}$ մասը, այսինքն՝ նրանց ուժգնությունը փոքրանում է 50 անգամ, քանի որ մթնոլորտի վերին շերտերում առաջնային ճառագայթումները իրենց էներգիան հիմնականում ծախսում են թթվածնի և ազոտի ատոմների միջուկների հետ ունեցած ոչ առաձգական բախումների վրա: Դա է պատճառը, որ 50կմ-ից ցածր կտրուկ աճում է տիեզերական ճառագայթների ուժգնությունը, որը կոչվում է երկրորդային տիեզերական ճառագայթներ, որոնք նույնպես, մինչև Երկրի մակերևույթին հասնելը մեծ մասամբ կլանվում են մթնոլորտում:

Առաջացած դրական, բացասական և չեզոք π և μ -մեզոնները (π^+ , π^0 , π^- , μ^+ , μ^-) անկայուն մասնիկներ են: Օրինակ՝ π դրական, բացասական և չեզոք մեզոնների զանգվածը հավասար է շուրջ 273

էլեկտրոնի զանգվածի ($m_{\pi^+, \pi^-} = 273m_e$, $m_{\pi^0} = 264m_e$), իսկ հանգստի վիճակում π -մեզոնի կյանքի տևողությունը՝ $\tau_{\pi} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ վ է, իսկ արագ շարժվողներինը՝ 10^{-7} վ: Լիցքակիր π^+ , π^- -մեզոնները վերածվում են նեյտրինոյի, դրական և բացասական μ -մեզոնների (μ^+ , μ^-), որոնց զանգվածը՝ $m_{\mu^+, \mu^-} = 207 m_e$, իսկ կյանքի տևողությունը՝ $\tau_{\mu} = 2,2 \cdot 10^{-6}$ վ: μ -մեզոնները տրոհվում են էլեկտրոնի, պոզիտրոնի, նեյտրինոյի և հակա-նեյտրինոյի:

Վերը նշված π - և μ -մեզոնների տրոհումների ռեակցիաները տեղի են ունենում հետևյալ կերպ՝



Ինչպես ասվեց, այս տրոհման ռեակցիաները տեղի են ունենում մթնոլորտի վերին շերտերում: μ -մեզոնները, որոնք ունեն համեմատաբար մեծ կյանքի տևողություն, կարողանում են հասնել մինչև Երկրի մակերևույթ և մինչև անգամ թափանցել Երկրի խորքերը:

Տիեզերական մասնիկների ուժգնության բաշխումը կախված է նաև նրանց՝ դեպի Երկիր ուղղությամբ արագության ազիմուտային θ անկյունից, այսինքն՝ ուղղաձիգ ուղղության հետ նրանց արագության ուղղության կազմած անկյունից, որը որոշվում է էմպիրիկ բանաձևով՝

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta, \quad (1)$$

որտեղ I_0 -ն $\theta = 0$ ուղղությամբ, այսինքն՝ ուղղաձիգ ուղղությամբ Երկիր եկող մասնիկների թիվն է միավոր ժամանակում:

§2-2 ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ ԳՐԱՆՑՈՂ ՓՈՒԿ-01 ՀԵՌԱԴԻՏԱԿԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ

ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակը նախատեսված է ուղղորդված իոնացնող ճառագայթումների գրանցման համար: Հեռադիտակում օգտագործվում են Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչներ, որոնց աշխատանքը հանգամանորեն շարադրված է աշխատանք 1-ում:

ՓՈՒԿ-01 սարքը բաղկացած է իրարից որոշ (35սմ) հեռավորությամբ տեղադրված և ամուր կապի զույգ ձողերով իրար հետ միացած երկու բլոկներից (տուփերից), որոնցից յուրաքանչյուրի ներսում տեղադրված են Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչներ: Հաշվիչների տուփերը իրար միացնող և իրար զուգահեռ ձողերի թեքության ազիմուտային անկյունը (ուղղաձիգ ուղղության հետ ձողերի կազմած θ անկյունը) կարելի է փոխել սարքի կողային մասում տեղադրված մեխանիզմի օգնությամբ, $\theta = 0^\circ \div 90^\circ$, այսինքն՝ կարելի է գրանցել Երկրի մակերևույթին ուղղահայաց (երբ $\theta = 0^\circ$) և Երկրի մակերևույթին զուգահեռ (երբ $\theta = -90^\circ$, կամ $\theta = +90^\circ$) դեպի սարքը եկող տիեզերական ճառագայթումները:

Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչներին բազմալար մալուխով անհրաժեշտ հաստատուն աշխատանքային լարումը տրվում է սարքի համապատասխան բլոկից և ենթակա չէ փոփոխության: Նույն մալուխով Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչներից հակառակ ուղղությամբ, դեպի սարքի էլեկտրոնային հանգույց են գալիս հաշվիչներից առաջացած իմպուլսազդանշանները: Տիեզերքից դեպի հաշվիչները եկող տիեզերական ճառագայթումը, եթե միաժամանակ հատում է երկու տուփերում տեղադրված հաշվիչները, ապա նրանցում առաջացած ազդանշանների՝ դեպի ղեկավարման վահանակ միաժամանակյա մուտքի դեպքում հնարավոր է ազդանշանի գրանցում, քանի որ ղեկավարման սարքում աշխատող էլեկտրոնային սխեման գործում է այն դեպքում, երբ երկու տուփերի Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչներից եկող ազդանշանները հասնում են էլեկտրոնային սխեմային միաժամանակ, քանի որ սարքի էլեկտրոնային սխեման աշխատում է միայն համընկեցման ռեժիմում: Եթե տիեզերական ճառագայթը ունի այնպիսի ուղղություն, որ թափանցում է միայն մեկ տուփի հաշվիչները, ապա տվյալ ուղղությամբ եկող տիեզերա-

կան ճառագայթը չի գրանցվի, քանի որ հարմնկեցման ռեժիմ չի ապահովվի: ՓՈՒԿ-01 սարքը գրանցում է միայն այն տիեզերական ճառագայթները, որոնց շարժման ուղղությունը այնպիսին է, որ կարող են հատել երկու տուփերի հաշվիչները միաժամանակ՝ սկզբում մեկ տուփի, հետո էլ մյուս տուփի Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչները: Այսինքն՝ գրանցվում են այն տիեզերական ճառագայթները, որոնց շարժման ուղղությունը զուգահեռ է երկու տուփերը իրար կապող գույգ և իրար զուգահեռ ձողերի ուղղությանը: Այդ պատճառով էլ ՓՈՒԿ-01 սարքը կոչվում է տիեզերական հեռադիտակ, քանի որ սարքը «տեսնում» է միայն գույգ ձողերի ուղղությանը զուգահեռ ուղղությամբ դեպի Երկիր եկող տիեզերական ճառագայթումները:

Փոխելով զուգահեռ ձողերի կողմնորոշման անկյունը կամ, որ նույնն է, հեռադիտակի դիտման անկյունը, դիտման անկյան տվյալ սևեռված արժեքի դեպքում որոշակի ժամանակահատվածում հնարավոր է հաշվել տիեզերական ճառագայթման ուժգնությունը տվյալ ուղղությամբ: ՓՈՒԿ-01 սարքի ղեկավարման վահանակի վրա տեղադրված հեղուկ բյուրեղային քջիջներից կազմված ցուցչային էկրանի վրա գրվում են և՛ ճառագայթումների թիվը, և՛ չափման ժամանակահատվածի տևողությունը:

Հաշվիչների վերոհիշյալ երկու տուփերի միջակայքում գտնվում են շարժական կապարե հաստ թիթեղներ, որոնք տեղաշարժելով, կարելի տեղավորել երկու տուփերի միջև: Առաջին տուփից անցած և դեպի երկրորդ տուփը գնացող մասնիկները կանցնեն կապարի այդ շերտի միջով: Կապարե թիթեղներով համապատասխան հաստության շերտ ստեղծելով՝ մասնիկները ամբողջությամբ կկլանվեն և երկրորդ տուփի հաշվիչին մասնիկները չեն հասնի: Շերտի այդպիսի հաստության դեպքում հարմնկեցման ռեժիմը չի ապահովվի և կղադարի մասնիկների գրանցումը: Չափելով կապարի շերտի հաստությունը և օգտվելով նկ.4-ի գրաֆիկից՝ կարելի է գնահատել տիեզերական մասնիկների էներգիայի արժեքը, որով նրանք օժտված են Երկրի մակերևույթ՝ ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակին հասնելու պահին:

Աշխատանքները ավարտելուց հետո ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակի անջատիչը բերել «անջատված է» դիրքի և անջատել էլեկտրական ցանցից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 7

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՈւժԳՆՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԱԶԻՄՈՒՏԱՅԻՆ ԱՆԿՅՈՒՆԻՑ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ուսումնասիրել տիեզերական ճառագայթումների ուժգնության (միավոր ժամանակում նրանց թվաքանակի) կախվածությունը ազիմուտային անկյուննից:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. տիեզերական ճառագայթների գրանցման հեռադիտակ՝ ՓՈՒԿ-01:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Փորձը կատարելու համար ՓՈՒԿ-01 սարքը տեղադրվում է լաբորատոր սենյակի պատուհանին մոտ, որպեսզի բացառվի բետոնե առաստաղի և պատերի էկրանացնող ազդեցությունը, այսինքն՝ սարքը ունենա դեպի տիեզերք ուղիղ տեսադաշտ, առանց արգելքների: Ստուգելով ՓՈՒԿ-01 սարքի հողակցված լինելը՝ այն միացնում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումներ սկսվում են 10 րոպեից:

ՉԱՓՈՒՄՆԵՐ: Սարք-հեռադիտակին տրվում է դիտման ուղղաձիգ ուղղություն՝ $\theta = 0$, և չափումների համար ընտրվում է համապատասխան չափման ժամանակահատված, որի համար սեղմում են «Уср-нобка» կոճակը, և «+» ու «-» կոճակների օգնությամբ ընտրվում է չափման ժամանակահատվածի արժեքը («+»-ը այն մեծացնում է, «-»-ը՝ փոքրացնում): Չափման ժամանակահատվածի հարմար արժեք կարող է լինել 40վ, որը սեվեռելուց հետո սկսվում են հիմնական չափումները: Սեղմելով «Пуск/стоп» կոճակը՝ սկսվում են հաշվարկը:

Չափումների համար ընտրված ժամանակահատվածը լրանալուց հետո տիեզերական մասնիկների հաշվարկը դադարում է, և ցուցչային էկրանի վրա գրվում են մասնիկների թիվը և ժամանակը (վայրկյաններով) ցույց տվող թվերը: «Сброс» կոճակը սեղմելով ցուցչային էկրանի վրայից ջնջվում են գրված թվերը, և կարելի է սկսել հաջորդ չափումները, և այդպես շարունակ: Կատարված չափումների արդյունքները լրացվում են աշխատանքային տետրում գծված աղյուսակ 5-ի նման աղյուսակում: Չափումները կատարվում են 5 անգամ. այդ արժեքներից վերցվում է դրանց միջին թվաքանականը՝ n , որը գրանցվում է աղյուսակ 5-ի

երկրորդ տողում, որից հետո փոխվում է դիտման անկյունը 15 աստիճանով, ընտրվում է $\theta = 15^\circ$ ազիմուտային անկյուն, և կրկնվում են չափումները և այդպես շարունակ՝ մինչև $\theta = 60^\circ$:

Շենքային պայմաններում, $\theta = 75^\circ$ ազիմուտային անկյունից սկսած շատանում են շրջապատի արգելող իրերը, և խախտվում է հեռադիտակի ուղիղ տեսադաշտը: Իրականում $\theta = \pm 90^\circ$ անկյունների դեպքում չափման արդյունքները արդեն պայմանավորված են լինում միայն ճառագայթային ֆոնով, որը առկա է սենյակում: Ենթադրենք՝ ֆոնային ճառագայթման ուժգնությունը ունի x արժեք: Այդ դեպքում x արժեքը պետք է հանել $\theta = 0^\circ$ -ից մինչև $\theta = 60^\circ$ չափումների արժեքներից, այսինքն՝ աղյուսակ 5-ի երկրորդ տողի թվերից հանվում է x թիվը և այն գրվում է երրորդ տողում:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 5

θ	0°	15°	30°	45°	60°	90°
n						x
$n - x$						

Աղյուսակ 5-ի տվյալներով կառուցվում է տիեզերական ճառագայթումների թվի՝ n -ի կախումը ազիմուտային θ անկյունից պատկերող գրաֆիկը, որից հետո $(n - x)$ -ի և θ -ի միջև գրաֆիկը:

Նկատի ունենալով, որ $(n - x)$ -ը պետք է լինի §2-1-ի (1) բանաձևին համարժեք ֆունկցիա՝ $(n - x) \sim I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta$, ստուգել, թե ինչքանով են աղյուսակի արդյունքները համընկնում այդ արտահայտության արժեքների հետ θ անկյան աղյուսակ 5-ում ընդունած արժեքների դեպքում, կամ կառուցված գրաֆիկի տեսքը ինչքանով է նման $I_0 \cos^2 \theta$ ֆունկցիայի գրաֆիկին:

Աշխատանքները ավարտելուց հետո հեռադիտակի անջատիչը բերել «անջատված է» դիրքի և սարքը անջատել էլեկտրական ցանցից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 8
ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ՈՐՈՇՈՒՄԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. տիեզերական ճառագայթումների (մասնիկների) էներգիայի որոշումը կլանման եղանակով:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. տիեզերական ճառագայթների գրանցման փորձարարական հեռադիտակ՝ ՓՈՒԿ-01:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Ենթադրենք՝ ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակի առաջին տուփի հաշվիչներից անցել և l հաստության կապարե թիթեղի մակերևույթի վրա ընկել է N_0 հատ մասնիկ միավոր ժամանակում: Թիթեղի ներսում կլանման պատճառով մասնիկների թիվը գնալով պակասում է: Մասնավորապես՝ dl ճանապարհի վրա կլանված մասնիկների թիվը դիցուք՝ $-dN$ է (բացասական նշանը ցույց է տալիս, որ մասնիկների թիվը նվազում է), որը համեմատական կլինի մասնիկների անցած ճանապարհին, dl շերտին հասած մասնիկների N թվին և կլանման μ գործակցին՝

$$dN = -\mu \cdot N \cdot dl \quad (6)$$

Ստացված արտահայտությունը ինտեգրելով ըստ թիթեղների l հաստության, թիթեղից դուրս եկած մասնիկների թիվի N_n համար կունենանք՝

$$N_n = N_0 e^{-\mu l},$$

որտեղից՝

$$\mu = \frac{1}{l} \ln(N_0 / N_n): \quad (7)$$

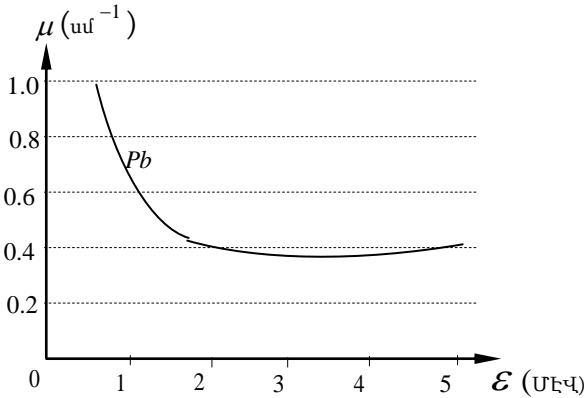
Կապարի կլանման μ գործակցի՝ մասնիկների էներգիայից կախման գրաֆիկը բերված է նկ. 6-ում, որից օգտվելով կլանման գործակցի որոշված արժեքի համար կարելի է գնահատել մասնիկի էներգիան:

ՉԱՓՈՒՄՆԵՐ: Փորձը կատարելու համար նախապես ստուգվելով ՓՈՒԿ-01 սարքի հողակցված լինելը, այն միացնում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումները սկսում են 10 րոպեից: Հեռադիտակին տրվում է

դիտման $\theta = 15^\circ$ ազիմուտային անկյուն, այնպես որ երկու տուփերի միջև դատարկ տարածքը հնարավոր լինի հերթականությամբ, մեկ առ մեկ, լցնել կապարե հաստ թիթեղներով և ամեն մի թիթեղ ավելացնելուց հետո կատարել չափումները աշխատանք 7-ում ընտրված եղանակով՝ 40վ ժամանակահատվածում որոշելով տիեզերական ճառագայթների թիվը:

Երկու տարբեր՝ l_i և l_j հաստություններով թիթեղների համար գրելով (7) բանաձևը և լուծելով այդ հավասարումները՝ ստանում ենք՝

$$\mu = \frac{\ln N_i - \ln N_j}{l_i - l_j} : \quad (8)$$



նկ. 6. Տիեզերական ճառագայթումների կլանման գործակցի կախումն էներգիայից կապարի համար

Յուրաքանչյուր չափման ժամանակ կստացվեն կլանման μ գործակցի արժեքներ: Գտնելով դրանց միջին թվաբանականը և օգտվելով նկ. 6-ի $\mu(\varepsilon)$ կախվածության գրաֆիկից՝ հաշվում են մասնիկների էներգիան:

Փորձը կրկնում են կապարի թիթեղների տարբեր հաստության հինգ կոմբինացիաների համար և յուրաքանչյուր դեպքում հաշվում են մասնիկների էներգիան և վերցնում միջին թվաբանական արժեքը:

Աշխատանքները ավարտելուց հետո ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակի անջատիչը բերել «անջատված է» դիրքի և անջատել էլեկտրական ցանցից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 9

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ ԱՌԱՎԵԼԱԳՈՒՅՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. տիեզերական ճառագայթումների էներգիայի մաքսիմում արժեքների որոշումը ճառագայթումների լրիվ կլանման ճանապարհով:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. տիեզերական ճառագայթումների գրանցման հեռադիտակ՝ ՓՈՒԿ-01:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Հեռադիտակին տրվում է դիտման համար ուղղաձիգին մոտ որոշակի ուղղություն և չափվում է ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակին հասած տիեզերական ճառագայթումների ուժգնությունը աշխատանք 7-ում նկարագրված եղանակով: Ստուգելով ՓՈՒԿ-01 սարքի հողակցված լինելը՝ այն միացնում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումները սկսում 10 րոպեից:

Հեռադիտակի երկու տուփերի միջև դատարկ տարածությունը հերթականությամբ, մեկ առ մեկ լցվում են կապարե հաստ թիթեղներով և ամեն մի ավելացումից հետո աշխատանք 8-ում ընտրված մեթոդիկայով կատարում են տիեզերական ճառագայթումների ուժգնության չափումներ: Չափումների արդյունքում պետք է նվազի ճառագայթումների ուժգնությունը (մասնիկների թիվը միավոր ժամանակում), ընդհուպ մինչև նրանց գրանցման դադարելը: Դա տեղի կունենա այն ժամանակ, երբ առավելագույն էներգիայով մասնիկներն ամբողջությամբ կկլանվեն կապարե թիթեղներից առաջացած տվյալ հաստության շերտում:

ԶԱՓՈՒՄՆԵՐ: Ինչպես ասվեց, կապարի թիթեղների հաջորդական ավելացումներով կապարի շերտը ձեռք կբերի այնպիսի հաստության, որի դեպքում կդադարի տիեզերական ճառագայթումների գրանցումը և սարքի ցուցմունքը չի փոփոխվի, քանի որ այն կհամապատասխանի միայն սենյակային ճառագայթային ֆոնին: Դա տեղի կունենա, երբ Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչների երկու տուփերի միջև կառաջանա կապարե թիթեղների այնպիսի հաստությամբ շերտ, որ առաջին տուփի Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչներով անցած մասնիկի էներգիայի այդ առավելագույն արժեքը չբավարարի անցնելու կապարի թիթեղների այդ հաստության շերտի միջով և այն չհասնի երկրորդ տուփի Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչին,

որի հետևանքով դադարում է տիեզերական ճառագայթումների գրանցումը, և ցուցիչային էկրանի ցուցմունքը համապատասխանում է միայն սենյակային ճառագայթային ֆոնին: Չափելով կապարե թիթեղների գումարային շերտի հաստությունը՝ աշխատանք 8-ում քննարկված մեթոդի համաձայն, կարելի է հաշվել տիեզերական ճառագայթումների էներգիայի առավելագույն արժեքը, որի համար աշխատանք 8-ի (8) բանաձևում համարում ենք $l_i = 0$, իսկ l_j -ն կապարե թիթեղների գումարային շերտի այն հաստությունն է, որից հետո չի փոխվում ցուցչային էկրանի ցուցմունքը: Նկատի ունենալով, որ առաջին տուփի Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչով անցնող մասնիկների N_i սկզբնական թիվը շատ ավելի մեծ է, քան երկրորդ տուփի հաշվիչներով անցնողների թիվը՝ N_j , որը պարզության համար ընդունենք 1-ի հավասար՝ $N_j = 1$, այսինքն՝ $\ln N_j = 0$, ապա աշխատանք 8-ի (8) բանաձևից կունենանաք՝

$$\mu = \frac{\ln N_i}{l_j}, \quad (1)$$

որտեղ N_i -ն տիեզերական մասնիկների սկզբնական թիվն է, իսկ l_j -ն՝ կապարե թիթեղների գումարային շերտի հաստությունը: (10) բանաձևում հաշվի չի առնվում բացասական նշանը:

Հաշվելով μ -ի արժեքը և օգտվելով նկ. 6-ի գրաֆիկից՝ գտնում են տիեզերական ճառագայթումների էներգիայի առավելագույն արժեքը:

Աշխատանքները ավարտելուց հետո ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակի անջատիչը բերել «անջատված է» դիրքի և անջատել էլեկտրական ցանցից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 10
ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԿԼԱՆՍԱՆ ԿՈՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. տիեզերական ճառագայթների բվաքանակի գրանցումը՝ կախված կապարե թիթեղների հաստությունից, և նրանց թեթև և ծանր տեսակների կլանման գործակիցների գնահատումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. տիեզերական ճառագայթների գրանցման հեռադիտակ՝ ՓՊԿ-01:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Փորձը կատարելու համար ՓՊԿ-01 հեռադիտակը տեղադրվում է լաբորատոր սենյակի պատուհանին մոտ, և նրան տրվում է դիտման $\theta = 15^\circ$ ազիմուտային անկյուն, որպեսզի լինի առանց արգելքների ուղիղ տեսադաշտ դեպի տիեզերք: Ստուգվելով ՓՊԿ-01 սարքի հողակցված լինելը՝ այն միացնում են էլեկտրական ցանցին, իսկ չափումները սկսվում են 10 րոպեից:

«Установка» կոճակի և «+» ու «-» կոճակների օգնությամբ ընտրվում է չափման ժամանակահատված՝ 40վ:

Երկու տուփերի միջև տարածքը հերթականությամբ, մեկ առ մեկ լցնում են կապարի հաստ թիթեղներով՝ սկսած 0 սմ-ից մինչև 16 սմ և ամեն մի ավելացումից հետո չափումները կատարվում են աշխատանք 7-ում ընտրված եղանակով:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 6

կապարե շերտի հաստությունը(սմ)	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
չափումների թվի միջին արժեքը՝ N										
մասնիկների թվի իրական արժեքը՝ $n - x$										

Յուրաքանչյուր թիթեղ ունի 2 սմ հաստություն, և ամեն մի թիթեղ ավելացնելուց հետո կատարվում են 4-ակյան չափումներ, վերցնում են այդ չափումների միջին արժեքը՝ n , և այն գրանցվում է աշխատանքային տետրում գծված աղյուսակ 6-ի նման աղյուսակի կապարե թիթեղի տվյալ հաստության արժեքի տակ՝ երկրորդ տողում: Ինչպես ասվել է աշխատանք 7-ում, $\theta = \pm 90^{\circ}$ անկյունների դեպքում չափման արդյունքները պայմանավորված են ֆոնային ճառագայթումով, որը կա լաբորատոր սենյակում: Հեռադիտակին տրվում է սկզբում $\theta = +90^{\circ}$, հետո $\theta = -90^{\circ}$ թեքության անկյունների բացվածքներ, և կատարվում են 4-ակյան չափումներ, որոնք կլինեն ֆոնային ճառագայթման ուժգնության արժեքները: Հաշվում են այդ չափումների միջին արժեքները, որոնք կլինեն երկու հատ, հետո էլ հաշվում են այդ երկուսի միջին արժեքը, որը, ենթադրենք տալիս է x արժեք: x -ի այդ արժեքը պետք է հանվի n -ի արժեքներից, այսինքն՝ երկրորդ տողի թվերից հանվում է x -ի արժեքը և լրացվում է աղյուսակ 6-ի երրորդ տողը, դրանք տիեզերական ճառագայթների թվաքանակի իրական արժեքներն են՝ $n - x$:

Աղյուսակ 6-ի առաջին և երրորդ տողերի արժեքներով կառուցում են $(n - x)$ -ի կախումը կապարի շերտի հաստությունից պատկերող գրաֆիկ:

Աշխատանք 9-ի (1) բանաձևը նկատի ունենալով, գրաֆիկից կարելի է գնահատել տիեզերական ճառագայթումների թեթև և կոշտ բաղադրիչների կլանման μ գործակիցների արժեքները: Համապատասխանաբար, կապարի շերտի $0 \div 4$ սմ հաստության համար կստացվի ճառագայթումների թեթև բաղադրիչների կլանման գործակիցը, իսկ $8 \div 16$ սմ հաստությունների համար՝ կոշտ բաղադրիչների կլանման գործակիցը:

Աշխատանքները ավարտելուց հետո ՓՊԿ-01 հեռադիտակի անջատիչը բերել «անջատված է» դիրքի և անջատել էլեկտրական ցանցից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 11, 12, 13, 14

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§3-1 ՏԱՐԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԸ ՆՅՈՒԹԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

Ճառագայթասկտիվ ճառագայթումները (մասնիկները), անցնելով կլանող նյութական միջավայրերով, էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության մեջ են մտնում միջավայրի ատոմների միջուկների հետ, որի հետևանքով փոքրանում է նրանց էներգիան:

Համեմատաբար փոքր էներգիայով (տվյալ արգելակող նյութի համար, այսպես կոչված կրիտիկական էներգիայից փոքր) օժտված էլեկտրոնների և ծանր մասնիկների էներգիաների կորուստները պայմանավորված են տվյալ միջավայրի ատոմների գրգռումով և իոնացումով:

Նույն արագությունն ունեցող պրոտոնի և էլեկտրոնի համար միավոր ճանապարհին նրանց էներգիաների կորուստները փոքր արագությունների դեպքում միմյանցից քիչ են տարբերվում: Էլեկտրոնների մեծ էներգիաների դեպքում ավելի էական են դառնում էլեկտրոնների էլեկտրամագնիսական ճառագայթմամբ պայմանավորված կորուստները, երբ էլեկտրոններն անցնում են նյութական միջավայրի ատոմների միջուկների էլեկտրական դաշտով: Համաձայն դասական էլեկտրադինամիկայի՝ a արագացումով շարժվող լիցքակիր մասնիկը՝ էլեկտրոնը, միավոր ժամանակում առաքում է $2e^2 a^2 / 3c^3$ էներգիա, որտեղ e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, c -ն՝ լույսի արագությունը վակուումում:

Միջուկի էլեկտրական դաշտում էլեկտրոնը կարող է ունենալ մեծ արագացում, քանի որ նրա զանգվածը շատ փոքր է, իսկ արագացումը համեմատական է միջուկի լիցքին և հակադարձ համեմատական՝ էլեկտրոնի զանգվածին: Այդ պատճառով պրոտոնի (որի զանգվածը, չորս կարգով մեծ է էլեկտրոնի զանգվածից) արգելակման դեպքում ճառագայթված էներգիան նույն միջավայրում գրեթե $3,5 \cdot 10^6$ անգամ փոքր է էլեկտրոնի ճառագայթած էներգիայից: Այսպիսով՝ կարելի է ասել, որ ճառագայթային կորուստներն էական են բարձր էներգիաներով

Էլեկտրոնների դեպքում, իսկ ծանր լիցքակիր մասնիկների համար գործնականում չնչին են:

Արագ էլեկտրոնների էներգիայի կորուստը հիմնականում պայմանավորված է արգելակային ճառագայթմամբ: Էլեկտրոնի այն էներգիան, որի դեպքում արգելակային ճառագայթումով պայմանավորված կորուստները դառնում են հավասար իոնացումով պայմանավորված կորուստներին, կոչվում է կրիտիկական էներգիա: Կրիտիկական էներգիան թույլ կլանող նյութերի համար կազմում է մի քանի տասնյակ ՄէՎ, ընդհուպ մինչև 100 ՄէՎ: Այդ էներգիան շատ ավելի մեծ է, քան β -տրոհման ժամանակ էլեկտրոնի ստացած էներգիան (մի քանի ՄէՎ): Այդ պատճառով փոքր կարգաթիվ (Z) ունեցող նյութերում β -տրոհման էլեկտրոնների էներգիայի կորուստները հիմնականում պայմանավորված են այդ միջավայրերի ատոմների իոնացմամբ:

Ճանապարհի միավոր երկարության վրա միջավայրերի ատոմների իոնացումով պայմանավորված էլեկտրոնների էներգիայի կորուստները որոշվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi z^2 e^4}{mV^2} NZ \cdot B \quad (1)$$

որտեղ E -ն մասնիկի կինետիկ էներգիան է, ze -ն՝ լիցքակիր մասնիկի լիցքը (էլեկտրոնի դեպքում $z=1$), V -ն՝ արագությունը, N -ը ատոմների թիվն է կլանող միջավայրի միավոր ծավալում, (կոնցենտրացիան), Z -ը կլանող միջավայրի ատոմների կարգաթիվն է, e -ն՝ էլեկտրոնի լիցքը, m -ը՝ էլեկտրոնի զանգվածը, իսկ B -ն արգելակման գործակիցն է:

Էներգիայի ոչ ռելյատիվիստական տիրույթում արգելակման B գործակիցը լոգարիթմական ֆունկցիա է՝ կախված լիցքակիր մասնիկի արագությունից, կլանող նյութի ատոմների իոնացման պոտենցիալից և փոխազդող մասնիկների բերված զանգվածից:

$$B = \ln \frac{2\mu V^2}{I}, \quad (2)$$

որտեղ μ -ն փոխազդող մասնիկների բերված զանգվածն է, I -ն՝ կլանող նյութի ատոմների իոնացման պոտենցիալը: Ω ռելյատիվիստական

Էներգիաների տիրույթում B լուգարիթմական ֆունկցիայի ազդեցությունը իոնացման կորուստների վրա շատ փոքր է, այնպես որ (1) հավասարումը կարելի է ներկայացնել

$$f(E) = -\left(\frac{dE}{dx}\right) \sim \frac{1}{V^2} \quad (3)$$

տեսքով:

Քանի որ բերված զանգվածը պրոտոն-միջուկ և էլեկտրոն-միջուկ զույգերի համար մոտավորապես նույնն է, ապա համաձայն (1) բանաձևի, նույն արագությունն ունեցող պրոտոնները և էլեկտրոնները միևնույն կլանող նյութում իոնացման վրա համարյա ունեն էներգիայի նույն կորուստները ոչ ռեյատիվիստական տիրույթում:

Արգելակման գործակցի ազդեցությունը էներգիայի կորուստների վրա մեծանում է, երբ էներգիայի արժեքները մոտենում են ռեյատիվիստական տիրույթին (ռեյատիվիստական տիրույթի համար (2)-ին փոխարինող բանաձևն այստեղ չի բերվում):

Էներգիայի հետագա աճի դեպքում իոնացման կորուստները դանդաղորեն աճում են:

Շատ մեծ էներգիաների տիրույթում իոնացման կորուստների աճը դանդաղում է և $f(E)$ կորը այդ տիրույթում դառնում է մոտավորապես հորիզոնական ուղիղ գիծ: Իոնացման կորուստների կախումը միջավայրից որոշվում է կլանող նյութի էլեկտրոնների կոնցենտրացիայով՝ NZ :

Հաճախ սահմանում են տեսակարար իոնացման կորուստների մեծությունը, որը վերագրվում է ոչ թե միավոր ճանապարհին ունեցած էներգիայի կորստին (ինչպես (1)-ում, որը ունի ՄեՎ/սմ չափայնություն) այլ չափայնության $\rho \cdot X$ միավոր-մեծությանը, որտեղ ρ -ն կլանող նյութի խտությունն է: Այդ դեպքում (1) բանաձևի փոխարեն կունենանք՝

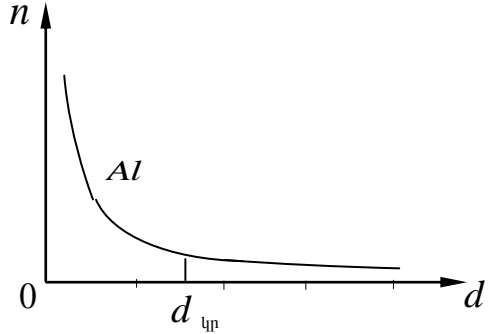
$$-\left(\frac{dE}{d(\rho x)}\right) = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 NZ}{mV^2 \rho} B, \quad (4)$$

որի չափայնությունը ՄեՎ սմ²/գ է, քանի որ $NZ/\rho = N_A \cdot Z/A$ և Z/A հարաբերությունը թեթև միջուկների համար ունի միևնույն՝ 1/2 արժեքը,

ուստի (4)-ով որոշվող կորուստները թեթև միջուկներով միջավայրերի համար $U \cdot \text{սմ}^2 / q$ միավորով կունենան միևնույն արժեքը:

Լիցքավորված մասնիկի վազքի երկարությունը հավասար է այն ճանապարհին, որի անցման ժամանակ նրա սկզբնական կինետիկ էներգիան փոքրանում է e անգամ: Մասնիկի վազքի երկարությունը կախված է նրա կինետիկ էներգիայից: Եթե այդ կախումը հայտնի է, ապա, չափելով մասնիկների վազքի երկարությունները, կարելի է հաշվել նրանց կինետիկ էներգիաները: Նշենք, որ նյութի մեջ մասնիկի վազքի ճանապարհի երկարության ճշգրիտ որոշումը կախված է կլանող շերտի հաստությունից, և որը հնարավոր է միայն ծանր (մեծ զանգվածով) մասնիկների դեպքում, որոնք քիչ են շեղվում միջուկների կուլոնյան դաշտում: Ի տարբերություն ծանր մասնիկների՝ թեթև լիցքակիր մասնիկների շարժումը միջավայրում ուղղաձիգ չէ:

Նյութի միջով անցնելիս թեթև լիցքակիր մասնիկը ոչ միայն փոխազդում է նյութի ատոմների հետ, որի ժամանակ կորցնում է իր էներգիայի մի մասը, այլև ենթարկվում է մեծ թվով առաձգական ցրումների: Մասնիկի շեղման անկյունը այնքան մեծ է, որքան փոքր են նրա զանգվածը և արագությունը: Այդ պատճառով էլեկտրոնի հետազիծը ունի բարդ տեսք:



նկ. 7. β - և γ -մասնիկների թվի կախումն ալյումինի շերտի հաստությունից

Մետաղե թիթեղով անցած էլեկտրոնների թիվը՝ n -ը, նվազում է թիթեղի d հաստությունից կախված և ունի նկ. 7-ում պատկերված տեսքը:

Թիթեղի այն նվազագույն հաստությունը, որի դեպքում էլեկտրոններն ամբողջությամբ կլանվում են, և հաշվիչը գրանցում է միայն սենյակի ֆոնային ճառագայթումը (մաս γ -ճառագայթները), կոչվում է էլեկտրոնների արդյունավետ վազքի երկարություն: Հետևաբար՝ կլանման եղանակով β -մասնիկների էներգիան որոշելու համար անհրաժեշտ է գտնել այդ ֆունկցիան, որը այլումինի համար ունի նկ. 7-ում պատկերված տեսքը:

Որոշակի էներգիայով էլեկտրոնների համար արդյունավետ վազքի երկարության և էներգիայի միջև կապը արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$E = 1,92 \cdot R^{0,725}, \quad (5)$$

որտեղ $R = \rho \cdot d_{\text{ար}}$, իսկ $d_{\text{ար}}$ -ը կլանող նյութի այն հաստությունն է, որից սկսած էներգիայի կորուստները մնում են հաստատուն:

Փորձից ստանալով անցած և γ -մասնիկների թվի կախումը այլումինի թիթեղի հաստությունից՝ գրաֆիկից կարելի է որոշել $d_{\text{ար}}$ -ի արժեքը և, օգտվելով (5) բանաձևից, հաշվել β -մասնիկների (էլեկտրոնների) սկզբնական էներգիան, որի համար (5) բանաձևից ցտացվում է՝ $\ln E = \ln 1,92 + 0,725 \cdot \ln R$. օգտվելով լոգարիթմական աղյուսակից, ստացված արտահայտությունից կատարում են էներգիայի հաշվարկը:

Աշխատանքները ավարտելուց հետո ՓՈՒԿ-01 հեռադիտակի անջատիչը բերել «անջատված է» դիրքի և անջատել էլեկտրական ցանցից:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 11

β -ՏՐՈՂՈՒՄԻՑ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՎԱՋՔԻ

ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄՆ ՕԳՈՒՄ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ճառագայթաակտիվ նմուշից առաքված էլեկտրոնների ազատ վազքի երկարության չափումը մթնոլորտային օդում:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ճառագայթաակտիվ նմուշ և նրանից առաքված ճառագայթումների գրանցման ՓՊԿ-03 սարք:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Ճառագայթաակտիվ նմուշի միջուկների տրոհման ժամանակ միջուկներից առաքված մասնիկների ազատ վազքի երկարությունը սենյակային պայմաններում կախված է մթնոլորտային օդի ճնշման արժեքից, մասնիկի տեսակից և մասնիկի էներգիայից: Նկատի ունենալով, որ նորմալ մթնոլորտային ճնշման դեպքում օդում α -մասնիկների ազատ վազքի երկարությունը շատ փոքր է, այս փորձարարական աշխատանքում պետք է որոշել β - և γ -մասնիկների ազատ վազքի երկարությունները:

Չափումների համար օգտվում են ՓՊԿ-03 սարքից, որում մասնիկների հաշվարկը կատարվում է Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչով, որի աշխատանքային լարումը տրվում է ՓՊԿ-03 սարքի կառավարման վահանակից և ենթակա չէ փոփոխման: Հաշվիչից եկած իմպուլս-ազդանշանները սարքը վերափոխում է նորմավորված ազդանշանների, այսինքն՝ որպես Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը թափանցած մասնիկների թիվ, որն էլ գրվում է սարքի ցուցային էկրանի վրա:

Ճառագայթաակտիվ նմուշը տեղավորված է կափարիչով բռնիչի մեջ, որը տեղադրելով ուղղորդող ռեխերի վրա՝ մոտեցնում և հպվում են սարքի այն բլոկին, որի մեջ տեղավորված է Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը: Նախօրոք զգուշորեն բացում են Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչի բլոկի պատուհանը ծածկող պաշտպանիչ մետաղե թիթեղը: Բլոկի ներսում՝ պատուհանից անմիջապես հետո, մինչև Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչը, ռեխերին զուգահեռ դասավորված են իրար զուգահեռ մետաղական թիթեղներ՝ իրարից 1սմ

հեռավորություններով, որոնց միջով կարող են անցնել և հասնել Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչին միայն այն մասնիկները, որոնց արագությունները ուղղությունը զուգահեռ է թիթեղներին (ռելսերին): Դրա շնորհիվ Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչին հասնում են այն մասնիկները, որոնց արագությունները զուգահեռ են ռելսին:

Ստուգվելով ՓՈՒԿ-03 սարքի հողակցված լինելը՝ սարքի էլեկտրական սնման լարը միացնում են էլեկտրական ցանցին: 5 րոպե անցնելուց հետո կարելի է սկսել չափումները՝ նախապես «Установка» կոճակի և «+» ու «-» կոճակների օգնությամբ ընտրելով չափման համապատասխան ժամանակահատված, ենթադրենք՝ $t = 40$ վ: Սեղմում են «Пуск/стоп» կոճակը և կատարում չափումներ աշխատանք 7-ում ընտրած եղանակով:

Ճառագայթասկտիվ նմուշով բռնիչը հաշվիչի բլոկի պատուհանից ռելսերի վրայով հեռացնում են ամեն անգամ 1սմ-ով և ամեն անգամ գրի են առնում մասնիկների թիվը սարքի ցուցչային էկրանից:

Ճառագայթասկտիվ նմուշով բռնիչի d հեռավորությունը Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչի բլոկի պատուհանից չափում են ռելսերից մեկի վրա սևեռված քանոնով, իսկ տվյալ հեռավորությանը համապատասխանող

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 7

հեռավորություն (d սմ)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
α -, β - և γ -մասնիկների թիվը՝ (n)										
β - և γ -մասնիկների թիվը՝ $N = n - x$										

մասնիկների թիվը վերցնում են սարքի ցուցչային էկրանից և լրացնում են աշխատանքային տետրում աղյուսակ 7-ի նման գծված աղյուսակի երկրորդ տողում, մինչև $d = 9$ սմ հեռավորությունը:

Նկատի ունենալով, որ ճառագայթասկտիվ նմուշից առաքվում են նաև թիչ քանակությամբ α -մասնիկներ, նրանց թիվն իմանալու և մասնիկների

ընդհանուր թվից հանելու համար հարկավոր է նրանց էկրանացնել, այսինքն՝ արգելակել նրանց մուտքը դեպի հաշվիչ, որի համար նմուշով բռնիչը նորից մոտեցվում է հաշվիչ բլոկի պատուհանին և մինչ այն կհավի պատուհանին, նրանց միջև տեղադրում են սովորական թղթի կտոր, որն էլ կկլանի α -մասնիկներին, ինչի շնորհիվ նորից $d = 0$ սմ դեպքի համար մասնիկների թվի հաշվարկի X ցուցմունքը կլինի ավելի փոքր նախորդ (առանց թղթի) չափումների $d = 0$ սմ մասնիկների թվի արժեքից, որից էլ հանելով վերջին ցուցմունքի X արժեքը՝ կունենանք α -մասնիկների թիվը:

Աղյուսակ 7-ի երկրորդ տողից հանելով α -մասնիկների թիվը՝ կստանանք β - և γ -մասնիկների գումարային թվերը՝ $N = n - x$, որոնց արժեքները կգրվեն աղյուսակ 7-ի երրորդ տողում): Աղյուսակի առաջին և երրորդ տողերի թվերով կառուցում են գրաֆիկ N -ի և d -ի միջև (N -ը ընտրելով օրդինատների, d -ն՝ աբսցիսների առանցք): Գրաֆիկի տեսքից պետք է երևա, որ այն կազմված է երկու ուղիղ մասերից, որոնք ունեն տարբեր թեքություններ:

Էքստրապոլիացիայի մեթոդով ուղիղների շարունակությունները կհատվեն աբսցիսների առանցքի տարբեր կետերում: Ավելի մեծ թեքությամբ ($tg \theta$ -ն մեծ է) ուղղի հատման կետի արժեքը կլինի ճառագայթաակտիվ նմուշից առաքված այն β -մասնիկների անցած ճանապարհի ամենամեծ արժեքը, որոնց էներգիան մեծ է: Այդ արժեքը դիցուք՝ d_β է: Հետևաբար՝ β -մասնիկների ազատ վազքի երկարության միջին արժեքը կլինի՝

$$\lambda_\beta = \frac{0 + d_\beta}{2} :$$

Վերոնշյալ բանաձևով հաշվում են λ_β -ի թվային արժեքը, արտահայտված սմ-ով, որն էլ կլինի սենյակային պայմաններում՝ տվյալ մթնոլորտային ճնշման և ջերմաստիճանի դեպքում ճառագայթաակտիվ նմուշից առաքված էլեկտրոնների վազքի երկարության միջին արժեքը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 12

ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎ ՏՐՈՀՈՒՄԻՑ ԱՌԱՋԱՅԱԾ β - ԵՎ γ - ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՐԱԲԵՐԱԿԱՆ ՔԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ճառագայթասկտիվ նմուշից առաքված β - և γ -մասնիկների հարաբերական քանակությունների հաշվումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆՆԵՐ. ճառագայթասկտիվ նմուշ և նրանից առաքված β -մասնիկների գրանցման փորձարարական սարք՝ ՓՊԿ-05:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑԸ

ՓՊԿ-05 փորձարարական սարքը, ինչպես նշվեց աշխատանք 11-ում, գրանցում է Գայգեր-Մյուլերի հաշվիչ գնացող այն մասնիկները, որոնք տարածվում են սարքի ռեյսերին զուգահեռ:

Ճառագայթասկտիվ նմուշի ճառագայթասկտիվ տրոհման ժամանակ միջուկներից առաքված մասնիկների անցած ճանապարհի երկարությունը տվյալ միջավայրում կախված է մասնիկների էներգիայի արժեքից և միջավայրի նկատմամբ նրանց ունեցած թափանցողականությունից: Նկատի ունենալով, որ նորմալ մթնոլորտային ճնշման դեպքում օդում α -մասնիկների ազատ վազքի երկարությունը շատ փոքր է, և նրանց լրիվ կլանումը տեղի է ունենում անգամ սովորական թղթում: α -մասնիկներից ազատվելու համար ճառագայթասկտիվ մասնիկների փնջի ճանապարհին կարելի է դնել թղթի կտոր, որի շնորհիվ թղթից անցած փնջի մեջ կմնան միայն β - և γ -մասնիկները:

Որպեսզի պարզվի թե մասնիկների ընդհանուր թվի n^0 մասն են կազմում γ - և β -ճառագայթումները առանձին-առանձին, ՓՊԿ-05 սարքի դիմաց տեղադրվում է ճառագայթասկտիվ նմուշով բռնակը սարքին հպված վիճակում և, ընտրելով ՓՊԿ-05 սարքի մասնիկների գրանցման $t = 40$ վ ժամանակահատվածը, կատարվում են չափումներ: Այնուհետև նմուշով բռնիչը ՓՊԿ-03 սարքից հեռացվում է մեկական սանտիմետրով և այդպես շարունակ մինչև $l = 10$ սմ:

Չափումների արդյունքները կլինեն β -, γ -մասնիկների և սենյակում ճառագայթման ֆոնի գումարային թվերը, որոնք պետք է գրանցվեն աշխատանքային տետրում գծված, աղյուսակ 8-ի նման աղյուսակի առաջին տողում:

Աղյուսակ 8-ի այդ արդյունքներով կառուցվում է ճառագայթաակտիվ ֆոնի, γ - և β -մասնիկների գումարային թվի՝ նմուշի և սարքի միջև l հեռավորությունից կախումը պատկերող գրաֆիկը:

ԱՂՅՈՒՍԱԿ 8

հեռավորություն (սմ)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
β -, γ -մասնիկների՝ և ճառ. ֆոնի թիվը՝ n											
β - և γ -մասնիկների՝ թիվը՝ $n - n$											
β -մասնիկների, թիվը՝ $N = n - n - x$											

Գրաֆիկի տեսքից կերևա, որ ստացված կորը կազմված է երկու մասերից՝ արագ նվազող մասից և դանդաղ նվազող մասից, որը $l = 10$ սմ-ից հետո գրեթե չի փոխվում և գնում է արբիսների՝ l -ի առանցքին զուգահեռ, որի $l = 10$ սմ և ավելի արժեքներին կհամապատասխանի միայն սենյակային ֆոնի ճառագայթման մեծությունը՝ n : Ֆոնից ազատվելու, γ - և β -մասնիկների գումարային թիվը ունենալու համար n -ի արժեքներից հանվում է n -ի արժեքները և գրում աղյուսակ 8-ի երկրորդ տողում: Այդ տվյալներով կառուցվում է գրաֆիկ, կամ կորի $l = 10$ սմ-ին համապատասխանող կետից արբիսների առանցքին զուգահեռ բերվում է դեպի օրդինատների առանցքը նոր արբիսների առանցք, որի յուրաքանչյուր կետից կորի կետի օրդինատի արժեքում չի լինի ֆոնի արժեքը: Կստացվի թվով երկրորդ՝ միայն γ - և β -մասնիկների գումարային թվի՝ նմուշի և սարքի միջև l հեռավորությունից կախումը պատկերող գրաֆիկը գրաֆիկը:

l -ի այն արժեքը, որից սկսվում է կորի դանդաղ նվազող մասը (նոր արբիսների առանցքի վրա), կարելի է ասել, որ գրանցող սարքին հասած

միայն γ -մասնիկներն են, իսկ β -մասնիկները գրեթե լրիվ կլանվել են այդ օդային շերտում: Գրաֆիկից սևեռելով տվյալ օդային շերտի l_0 հաստության արժեքը և նրան համապատասխանող կորի օրդինատի բարձրությունը, հաշված արսցիսների նոր առանցքից, կունենանք γ -ճառագայթների թիվը, որը նշանակենք X : Մասնիկների գումարային $n - n'$ թվի յուրաքանչյուր արժեքից եթե հանվի X -ը՝ սպա կմնա միայն β -մասնիկների թվի փոփոխությունը, որոնք գրվում են աղյուսակ 8-ի երրորդ տողում: Այդ տվյալներով կառուցվում է երրորդ գրաֆիկը և գնահատվում է երկրորդ և երրորդ գրաֆիկների կորերի տակ ամփոփված մակերեսների մեծությունները, որոնց հարաբերությունից ստացված մեծությունը կհանդիսանա միավոր ժամանակում սարքի գրանցած β - և γ -ճառագայթումների թվաքանակների հարաբերական արժեքը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 13

β -ՏՐՈՂՈՒՄԻՑ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ՄՊԵԿՏՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ճառագայթակտիվ մմուշից առաքված β - և γ - ճառագայթումների էներգիական սպեկտրի ուսումնասիրումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆՆԵՐ. ճառագայթակտիվ մմուշ և β -մասնիկների՝ էլեկտրոնների գրանցման ՓՈՒԿ-05 սարք:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

ՓՈՒԿ-05 փորձարարական սարքում ճառագայթակտիվ ճառագայթումները գրանցվում են Գ-այգեր-Մյուլերի հաշվիչով: Սարքի ցուցչային էկրանի վրա գրվում են ճառագայթումների և չափումների ժամանակահատվածների արժեքները:

β -մասնիկների էներգիական սպեկտրը ուսումնասիրելու համար անհրաժեշտ է պարզել, թե տարբեր հաստության այլումինե թիթեղներից յուրաքանչյուրի միջով ինչքա՞ն մասնիկներ կանցնեն դեպի գրանցող ՓՈՒԿ-05 սարքը: Մեծ էներգիայով օժտված մասնիկները կհաղթահարեն մեծ

հաստությամբ այլումինի շերտը և կանցնեն շերտի միջով, իսկ փոքր էներգիայով մասնիկները կանցնեն ավելի փոքր հաստությամբ շերտի միջով: ՓՊԿ-05 սարքը գրանցում է ճառագայթաակտիվ նմուշից առաքված β - և γ - ճառագայթումները, ինչպես նաև աշխատանքային սենյակում առկա ճառագայթաակտիվ ֆոնը: Ուստի β -մասնիկների էներգիական սպեկտրը ուսումնասիրելու համար առաջին հերթին պետք է պարզել, թե ճառագայթաակտիվ նմուշից առաքված β -մասնիկները ընդհանուր ճառագայթումների n° ր մասն են կազմում: Դրա համար ՓՊԿ-03 սարքի մասնիկներ գրանցող բլոկի պատուհանի դիմաց, նրան հպված դիրքով, տեղադրվում է ճառագայթաակտիվ նմուշով բռնիչը, ընտրվում է մասնիկների գրանցման $t = 40\mu$ ժամանակահատվածը, և կատարվում են չափումները:

Յուրաքանչյուր անգամ կատարում են երեքական չափումներ և վերցնում դրանց միջին արժեքը, որը գրում են աշխատանքային տետրում

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 9

հեռավորություն (սմ)		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
β -, γ -մասնիկների և ճառ. ֆոնի թիվը՝ ..	1.											
	2.											
	3.											
	միջ.											
β -մասնիկների թիվը՝ $N = n - x$	1.											
	2.											
	3.											
	միջ.											

գծված աղյուսակ 9-ի նման աղյուսակի չորրորդ տողում:

Այնուհետև, նմուշով բռնիչը հեռացնում են ՓՊԿ-05 սարքից մեկ սանտիմետրով, կատարում են նույնատիպ չափումներ մինչև $l = 10$ սմ:

Չափումների արդյունքները կլինեն β -, γ -մասնիկների և սենյակում ճառագայթաակտիվ ճառագայթման ֆոնի գումարային թվերը $t = 40\mu$ -ի

ընթացքում: Աղյուսակ 9-ի այդ արդյունքներով կառուցում են գրաֆիկ, որը պատկերում է ճառագայթաակտիվ ֆոնի, γ - և β -մասնիկների գումարային n թվի կախումը նմուշի՝ սարքից ունեցած d հեռավորությունից: Գրաֆիկի տեսքից կերևա, որ ստացված կորը կազմված է երկու՝ արագ նվազող մասից և դանդաղ նվազող, գրեթե չփոխվող, արսցիսների առանցքին համարյա զուգահեռ գնացող մասից: Այդ դանդաղ նվազող մասի համար կարելի է ասել, որ ՓՊԿ-05 գրանցող սարքին հասել են միայն ճառագայթաակտիվ ֆոնը և γ -ճառագայթները, իսկ β -մասնիկները լրիվ կլանվել են ՓՊԿ-05 սարքի և ճառագայթաակտիվ նմուշի միջև օդի շերտում:

Կառուցված գրաֆիկից չափելով տվյալ օդային շերտի l հաստությանը համապատասխանող մասնիկների թիվը, որը կլինի γ -ճառագայթների և ճառագայթաակտիվ ֆոնի գումարային X թիվը, հարկավոր է հանել մասնիկների ընդհանուր գումարային n թվից: Արդյունքում կունենանք միայն այն β -մասնիկների թիվը, որոնք դեռևս կարողանում են հաղթահարել փոքր l հաստությամբ օդի շերտը և հասնել գրանցող ՓՊԿ-05 սարքին:

Նկատի ունենալով, որ այլումինե թիթեղների բռնակը ռելսերի վրա դնելուց հետո ճառագայթաակտիվ նմուշի բռնիչը հաշվող սարքին կարող է մոտենալ ամենաքիչը $l_0 = 4$ սմ հեռավորությամբ, ճառագայթաակտիվ նմուշից առաքվող մասնիկների ճանապարհին հերթականությամբ տեղադրում են տարբեր հաստությամբ այլումինե թիթեղներ (գտիչներ), որոնց հաստություններն են՝ $d = 0,5$ մմ, 1 մմ, 2 մմ, 3 մմ, 4 մմ, և նույն եղանակով՝ ՓՊԿ-05 սարքով հաշվում մասնիկների թիվը $t = 40$ վ-ի ընթացքում առանձին-առանձին, ամեն անգամ այլումինե թիթեղներից կազմված շերտի հաստությունը մեծացնելով 0.5 մմ-ով:

Սկզբից տեղադրում են $d = 0,5$ մմ հաստությամբ թիթեղը և հաշվում այն մասնիկների թիվը, որոնք կանցնեն դեպի գրանցող ՓՊԿ-05 փորձարարական սարքը: Հաշվումները կատարում են երեք անգամ և վերցնում նրանց միջին թվաբանականը: Այնուհետև հեռացնում են $d = 0,5$ մմ հաստությամբ թիթեղը և տեղադրում են $d = 1,0$ մմ հաստությամբ թիթեղը և

դարձյալ հաշվում մասնիկների թիվը երեք անգամ և վերցնում նրանց միջին թվաբանականը: Հետո $d = 1,0$ մմ թիթեղին ավելացվում է $d = 0,5$ մմ թիթեղը և չափվում մասնիկների թիվը երեք անգամ և վերցվում է նրանց միջին թվաբանականը: Այնուհետև հեռացվում են $d = 0,5$ մմ և $d = 1.0$ մմ թիթեղները և տեղադրվում է $d = 2,0$ մմ հաստությամբ թիթեղը և այդպես

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 10

թիթեղի հաստությունը d (մմ)	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
β -մասնիկ,թիվը										
$N = n - x$										

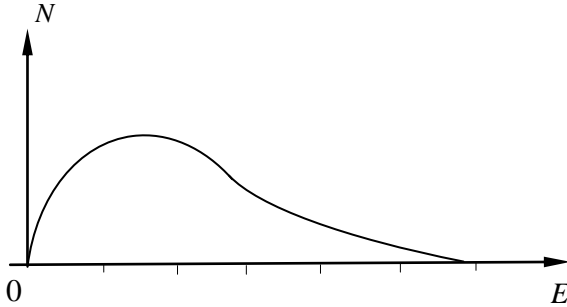
շարունակ, 2,5մմ, 3,0մմ, 3,5մմ, 4,0մմ և այլն այլումիներ թիթեղներով չափումները և այդ բոլորը գրանցում են աշխատանքային տետրում, ինչպես 10-րդ աղյուսակում:

Եթե այլումիներ թիթեղների շերտի հաստության հետագա մեծացումից մասնիկների թվի էական փոփոխություն չի նկատվում, ապա փորձը կարելի է դադարեցնել:

Ստացված համապատասխան արժեքներից հանվում է ճառագայթա-ակտիվ ֆոնի և γ -ճառագայթների գումարային թվերը և մնում է միայն β -մասնիկների թիվը: Ստացված տվյալներով կառուցվում է գրաֆիկ, որն կարտահայտի β -մասնիկների թվի կախումը թիթեղների հաստությունից, իսկ $I_0 = 4$ սմ հեռավորության դեպքում առանց այլումիներ թիթեղ-գտիչի ($d = 0$) β -մասնիկների թիվը վերցնում են աղյուսակ 9-ից:

Կառուցված կորի տեսքը պետք է ասիմպտոտորեն մոտենա արցիս-ների առանցքին (թիթեղների հաստությունը ցույց տվող առանցքին, կամ, որ նույնն է, β -մասնիկների էներգիայի առանցքին): $d = 0$ հեռավորու-թյունը հաղթահարող էլեկտրոնների թիվը, այսինքն՝ էներգիայի փոքր արժեքով օժտված էլեկտրոնների թիվը կլինի շատ, իսկ մեծ էներգիայով օժտված էլեկտրոնների թիվը գնալով փոքրանում է:

Արցիսների առանցքի վրա d -ի փոխարեն կարելի է վերցնել β -մասնիկների էներգիան (որի արժեքը հայտնի չէ), և ստացված գրաֆիկը կարելի է ընդունել որպես β -մասնիկների հարաբերական էներգիական



նկ. 8. β -տրոհումից առաջացած մասնիկների թվի կախումը նրանց էներգիայից (էլեկտրոնների էներգիական սպեկտրը)

բաշխման սպեկտրի կոր (նկ. 8), քանի որ այլումինե թիթեղի միջով β -մասնիկի անցած ճանապարհի երկարությունը համեմատական է էներգիայի այն քանակին, որով օժտված է β -մասնիկը: Սակայն հարկ է մտցնել մեկ ուղղում, այն է՝ էներգիական բաշխման կորի սկզբնակետը պետք է համընկնի կոորդինատային համակարգի սկզբնակետի հետ, քանի որ զրո էներգիայով β -մասնիկների թիվը հավասար է զրոյի, այսինքն՝ զրոյական էներգիայով մասնիկներ գոյություն չունեն: Իսկ կորի վերջնամասը պետք է հատվի արցիսների առանցքի հետ որևէ կետում, որն էլ կլինի β -մասնիկների էներգիայի առավելագույն արժեքը, որը սահմանափակ է ու վերջավոր:

Որքան փոքր է β -մասնիկի էներգիան, այնքան այլումինե կլանիչ թիթեղների միջով նրա անցած ճանապարհը ավելի փոքր կլինի (փոքր հաստության շերտ), այսինքն՝ այն դուրս չի գա այլումինե շերտից՝ կկլանվի:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Широков Ю., Юдин П. Ядерная физика М., Наука 1980.
2. Окунь Л. Элементарные частицы М., Мир, 1988 .
3. Мухин К. Экспериментальная ядерная физика, т.2, М., Атомиздат, 1984.
4. Престон М. Физика ядра М., Атомиздат, 1964.
5. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика, М., Мир, 1979.
6. Гепперт-Майер М., Иенсен И. Элементарная теория ядерных оболочек, М., Атомиздат, 1987.
7. Колкапов И. Основы ядерной физики, М. Мир, 1969.
8. Практикум по ядерной физике изд. Московского Университета, 1972.
9. Строение атомного ядра. Под редакцией А. Данилова М., Наука 1959.
10. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра., М., Мир, 1971.

Բ ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 1. ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒՆԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ
 ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ 3

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2. ԳԱՅԳԵՐ-ՄՅՈՒՆԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ՄԵՌՅԱԼ
 ԺԱՄԱՆԱԿԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԵՐԿՈՒ ՊԱՏՐԱՍՐԱՏՈՒԿԻ ՄԻՋՈՅՈՎ 10

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 3. ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ԴՈՋԱՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ..... 13

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 4. ՊԱՏՐԱՍՐԱՏՈՒԿԻ ԲԱՅԱՐՉԱԿ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ
 ՈՐՈՇՈՒՄԸ 23

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 5. ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎ ԻՋՈՏՈՊԻ ԿԻՍԱՏՐՈՂՄԱՆ
 ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 25

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6. ԳԱՄՍԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀՈՍՔԻ ԹՈՒՆՄԱՆ
 ԳՈՐԾԱԿՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ԿԱՊԱՐԵ ԵՎ ԱԼՅՈՒՄԻՆԵ ԹԻԹԵՂՆԵՐՈՒՄ 28

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 7, 8, 9 2. ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ
 ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՓՈՒԿ-01 ՀԵՌԱԴԻՏԱԿՈՎ (ՆԱԽՆԱԿԱՆ
 ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ) 36

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 7. ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՈՒԺԳՆՈՒԹՅԱՆ
 ԿԱԽՈՒՄՆ ԱՋԻՄՈՏԱՅԻՆ ԱՆԿՅՈՒՆԻՑ 42

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 8. ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
 ՈՐՈՇՈՒՄԸ 44

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 9 ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ
 ԱՌԱՎԵԼԱԳՈՒՅՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 46

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 10. ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ
 ԿՈՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ 48

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 11, 12, 13, 14 ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՄԱՄՆԻԿՆԵՐԻ
 ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՆՅՈՒԹԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ
 (ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ)..... 50

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 11. β -ՏՐՈՂՈՒՄԻՑ ԱՌԱՋԱՅԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ
 ՎԱՋՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄՆ ՕԴՈՒՄ 55

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 12 ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԱԿՏԻՎ ՏՐՈՂՈՒՄԻՑ β - ԵՎ γ -ՄԱՄՆԻԿ-
 ՆԵՐԻ ՀՐԱԲԵՐԱԿԱՆ ՔԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ 58

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 13 β -ՄԱՄՆԻԿԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԻ
 ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԿԼԱՆՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ 60

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ 65