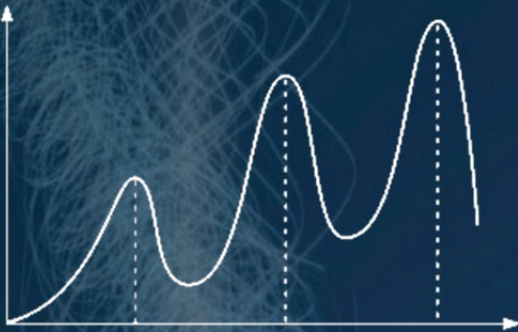


ԵՐԵՎԱՆԻ ԳԵՏԱԿԱՆ  
ՆԱԽԱԼՍԱՐԱՆ

ՀԱՍՄԻԿ ՇԱՀԻՆՅԱՆ  
ԼՈՒՍԻՆԵ ԴԱԶԱՐՅԱՆ  
ԱՐՄԵՆ ԲԱԲԱԶԱՆՅԱՆ

# ԱՏՈՄԱՅԻՆ ԵՎ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԸՆԳՆԱՆՈՒՐ ԴԱՍԵՆԹԱՑԻ

լաբորատոր աշխատանքների ուղեցույց



ՈԼՏՈԼՄՆԱՄԵՐՈՂԱԿԱՆ ՃԵՌՆԱՐԿ

**ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ**

**ՇԱՀԻՆՅԱՆ Հ. Ա., ՂԱԶԱՐՅԱՆ Լ. Ս., ԲԱԲԱԶԱՆՅԱՆ Ա. Ժ.**

**ԱՏՈՄԱՅԻՆ ԵՎ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ  
ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԳԱՍԸՆԹԱՅԻ  
ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ  
ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ**

*(Ուսումնասնաթղթական շեռնարկ)*

**ԵՐԵՎԱՆ  
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ  
2021**

ՀՏԴ 539.1(07)  
ԳՄԴ 22.383g7  
Շ 184

*Հրատարակության է երաշխավորել ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի  
ֆակուլտետի գիտական խորհուրդը:*

Շահինյան Հ. Ա., ֆիզ. մաթ. գիտ. թեկնածու, ԿԷՄ ամբիոնի  
ասիստենտ

Ղազարյան Լ. Ս., ԿԷՄ ամբիոնի ավագ լաբորանտ

Բաբաջանյան Ա. Ժ., ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, ԿԷՄ  
ամբիոնի վարիչ

**Շահինյան Հ. Ա., Ղազարյան Լ. Ս., Բաբաջանյան Ա. Ժ.**

Շ 184 Ատոմային և միջուկային ֆիզիկայի ընդհանուր դասընթացի լաբորատոր աշխատանքների ուղեցույց: Ուսումնամեթոդական ձեռնարկ: -Եր., ԵՊՀ հրատ., 2021, 64 էջ:

Ձեռնարկը պարունակում է «Ատոմային և միջուկային ֆիզիկայի» ընդհանուր դասընթացի չորս լաբորատոր աշխատանքներ՝ նախատեսված լաբորատորիայում փորձարարական սարքավորումներով կատարելու համար:

Ձեռնարկը հազեցած է անհրաժեշտ, ինչպես նաև լրացուցիչ տեսական նյութերով և աշխատանքների կատարման համար անհրաժեշտ մանրամասն նկարագրությամբ:

Նախատեսված է «Ատոմային և միջուկային ֆիզիկայի» ընդհանուր դասընթացն ուսումնասիրողների համար: Այն կարող է օգտակար լինել նաև ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի բնագավառի հետազոտողներին:

ՀՏԴ 539.1(07)  
ԳՄԴ 22.383g7

ISBN 978-5-8084-2529-5

© ԵՊՀ հրատ., 2021

© Շահինյան Հ. Ա., Ղազարյան Լ. Ս., Բաբաջանյան Ա. Ժ., 2021

## **Բովանդակություն**

1. Ֆունդամենտալ փոխազդեցություններ և տարրական մասնիկներ .....	5
Ներածություն .....	5
Փոխազդեցությունների տեսակները .....	7
2. Տարրական մասնիկների հիմնական հատկությունները.....	12
3. Ռադիոակտիվություն .....	16
4. Ֆոտոէֆեկտի օրինաչափությունների ուսումնասիրումը, Պլանկի հաստատունի որոշումը .....	26
5. Ֆրանկ – Հերցի փորձը.....	35
6. Միջուկային մագնիսական ռեզոնանս .....	47
7. Դասընթացի շրջանակում ինքնուրույն հետազոտության նպատակով առաջարկվող թեմաներ .....	60
Գրականություն .....	61



# **1. Ֆունդամենտալ փոխազդեցություններ և տարրական մասնիկներ**

## **Ներածություն**

Տարրական մասնիկներ հասկացողությունը ծագել է նյութի կառուցվածքի միկրոսկոպիկ մակարդակով դիսկրետ բնույթի հաստատման կապակցությամբ: Ներկայումս դրա տակ հասկանում են ատոմներից և միջուկներից տարբերվող բոլոր փոքրագույն բաղադրամասնիկները: Նախկինում տարրական մասնիկներ էին համարվում էլեկտրոնը, պրոտոնը և նեյտրոնը: Հետագայում պրոտոնի և նեյտրոնի մոտ հայտնաբերվեցին ներքին կառուցվածքներ, ինչպես նաև՝ տարբեր կառուցվածքային մասնիկներ (արդեն մոտ 350), որոնցից շատերն անկայուն են, զոյատևում են կարճ ժամանակ:

Պատմականորեն առաջին հայտնաբերված տարրական մասնիկը էլեկտրոնն է (Թոմսոն 1897 թ.): Պրոտոնը հայտնաբերվել է 1919 թ.: Ֆոտոնի գաղափարը կապված է Պլանկի և Էյնշտեյնի (1905 թ.) աշխատանքների հետ, իսկ փորձով ֆոտոնի գոյությունն ապացուցվել է Միլիկենի (1912 թ.) և Կոմպտոնի կողմից: Նեյտրինոյի գոյությունը տեսականորեն կանխատեսվել է Պաուլիի (1938 թ.) կողմից, իսկ փորձով հաստատվել է 1953 թ.: Հակամասնիկներից առաջինը հայտնաբերվեց պոզիտրոնը (1936 թ.), մինչդեռ տեսականորեն կանխատեսվել էր դեռևս 1932 թ. Դիրակի կողմից: Տեսական ժամանակ էլեկտրոնն ու պոզիտրոնը հանդիսանում էին միակ մասնիկները, որոնք ձևավորում էին մասնիկ-հակամասնիկ գույգ: Արդյո՞ք մյուս մասնիկներն էլ ունեն իրենց գույգերը: Այս հարցը կարևորվում էր նաև նրանով, որ վերջիններս լեպտոններ էին և չէին մասնակցում ուժեղ փոխազդեցություններին: Մինչդեռ նոր հայտնաբերված մասնիկների զգալի մասը հադրոններ էին, մասնիկներ, որոնք մասնակցում են ուժեղ փոխազդե-

ցություններին: Այդ պատճառով էլ կարևոր էր պարզել՝ արդյո՞ք հաղորդներն էլ ունեն հակամասնիկներ, քե՞ն ոչ: Փորձնական տեսանկյունից հարմար մասնիկ էր հակապրոտոնը՝  $\bar{p}$ : Հակապրոտոնի հատկությունները կանխագուշակվել էին դեռ պոզիտրոնի հայտնաբերման ժամանակ: Բայց այն հայտնաբերելու համար անհրաժեշտ էին 6.5 ԳԷՎ-ից ոչ պակաս կինետիկ էներգիայով պրոտոններ: Այդ նպատակով կառուցվեց արագացուցիչ, և սկսվեց հակապրոտոնի և հականեյտրոնի հայտնաբերմանն ուղղված փորձերի ժամանակաշրջանը: 1955 թ. հաջողվեց հայտնաբերել և գրանցել հակապրոտոնը՝  $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$  ռեակցիայի միջոցով: 1956թ. հաջողվեց ստանալ նաև հականեյտրոնը: 50-ականները նշանավորվեցին նաև հակահիպերոնների հայտնաբերումով:

Ներկայումս ոչ մի կասկած չկա, որ բոլոր մասնիկներն ունեն իրենց հակամասնիկները: Մասնիկներին և հակամասնիկներին բնութագրող համապատասխան մեծությունները ունեն նույն արժեքները: Որոշ մեծություններ էլ կարող են տարբերվել նշանով: Օրինակ՝ մասնիկն ու հակամասնիկն ունեն նույն զանգվածը, կյանքի տևողությունը, նշանով հակառակ լիցքեր, մագնիսական մոմենտներ և այլն: Մասնիկի և հակամասնիկի տրոհման ուղիները (ռեակցիաները) տարբերվում են մասնիկից հակամասնիկ և հակամասնիկից մասնիկ փոխարինումներով: Օրինակ՝



Որոշ դեպքերում մասնիկը և հակամասնիկը նույնական են: Այդպիսի մասնիկներին անվանում են իրական չեզոք մասնիկներ: Այդպիսիք են  $\gamma$  քվանտը և  $\pi^0$  մեզոնը: Ներկայումս հայտնաբերված են հայտնի մասնիկների հիմնական մասի հակամասնիկները: Մասնիկ և հակամասնիկ անվանումները պայմանական են: Կարելի է պոզիտրոնին համարել մասնիկ, իսկ էլեկտրոնին՝ հակամասնիկ: Հակամասնիկներից կարելի է կառուցել հականյութ, այն-

պես ինչպես մասնիկներից կառուցվում է նյութը: Հականյութը կարող է գոյություն ունենալ այնքան երկար, որքան և նյութը, եթե այն չփոխազդի վերջինիս հետ: Գոյություն ունե՞ն արդյոք հակամասնիկներից բաղկացած հակաաշխարհներ: Ներկայիս չլուծված խնդիրներից մեկը հենց սա է:

### **Փոխազդեցությունների տեսակները**

Հիմնարար մասնիկների հայտնագործությունը հանդիսացավ **Ստանդարտ մոդելի** կայացման կարևոր փուլերից մեկը: Ստանդարտ մոդելը տարրական մասնիկների ֆիզիկայի ժամանակակից տեսությունն է: Այն նկարագրում է տարրական մասնիկների միջև էլեկտրամագնիսական, թույլ և ուժեղ փոխազդեցությունները: Ստանդարտ մոդելի վերջնական ձևակերպումը տեղի է ունեցել այն բանից հետո, երբ փորձնականորեն հայտնաբերվեցին քվարկները:  $u, d$  քվարկների և  $\tau$  նեյտրինոյի հայտնագործությունը Ստանդարտ մոդելի ճշմարտացի լինելու փորձնական ապացույցներն էին: Այսպիսով՝ այս մոդելի զարգացման առանցքային փուլը այդ մասնիկների միջև փոխազդեցությունների բնույթի հստակեցումն էր: Հենց հիմնարար մասնիկների միջև փոխազդեցությունն է ստեղծում այն կառուցվածքային բազմազանությունը, որն առկա է մեզ շրջապատող աշխարհում: Ըստ տարրական մասնիկների միջև ընթացող պրոցեսների իմտենսիվությունների նմանության և տարբերության՝ նրանց միջև գործող փոխազդեցությունները կարելի է բաժանել հետևյալ տեսակների. ա) ուժեղ, բ) էլեկտրամագնիսական, գ) թույլ և դ) գրավիտացիոն փոխազդեցություններ: Ըստ իմտենսիվության՝ (էֆեկտիվ կտրվածք) ուժեղ փոխազդեցությունները գերազանցում են էլեկտրամագնիսականին, էլեկտրամագնիսականը՝ թույլին, թույլը՝ գրավիտացիոնին:



Աղյուսակ 1

Փոխազդեցությունների դասակարգում: Աղյուսակում ուժեղ փոխազդեցության ինտենսիվությունը դիտարկում ենք հավասար մեկի

Փոխազդեցություն	Ինտենսիվություն	Գործողության շառավիղ
ուժեղ	1	$< 10^{-13}$ սմ
էլեկտրամագնիսական	$10^{-2}$	$\infty$
թույլ	$10^{-14}$	$10^{-15}$ սմ
գրավիտացիոն	$10^{-39}$	$\infty$

Աղյուսակ 1-ում բերված են մոտ 100 ՄԷՎ էներգիայով ընթացող պրոցեսների միավոր ժամանակում տեղի ունենալու հավանականության (ինտենսիվության) արժեքների կարգերը և փոխազդեցությունների շառավիղները:

**Ուժեղ փոխազդեցություն:** Սովորական նյութի միջուկում ուժեղ փոխազդեցությունը գործում է նուկլոնների միջև և ապահովում ուժեղ կապ. մեկ նուկլոնին բաժին է ընկնում մոտ 8 ՄԷՎ կապի էներգիա: Բարձր էներգիաներով տարրական մասնիկների փոխազդեցությունների դեպքում տեղի են ունենում ռեակցիաներ, և ուժեղ փոխազդեցությունները բերում են նոր մասնիկների առաջացմանը: Միջուկների ներսում գործող ուժեղ փոխազդեցությանն անվանում ենք նաև միջուկային փոխազդեցություն: Այս փոխազդեցություններով տեղի ունեցող պրոցեսների բնութագրական ժամանակը  $10^{-24} - 10^{-22}$  վ կարգի է:

Պարզվել է, որ ոչ բոլոր տարրական մասնիկներն են մասնակցում այդ փոխազդեցությանը (փոխազդեցությունը ունիվերսալ չէ): Այն մասնիկները, որոնք մասնակցում են ուժեղ փոխազդեցություններին, կոչվում են հալոդոններ: Այս ուժերը նաև կարճադուր են, բայց բնության մեջ ստեղծում են ամենամուժեղ կապը: Միջուկային ուժերն օժտված են լիցքային անկախության հատկությամբ, այսինքն՝ երկու պրոտոնների, պրոտոնի և նեյտրոնի, ինչպես նաև երկու նեյտրոնների միջև գործում են ուժեղ փոխազդե-

ցությանն նույն ուժերը: Մյուս կարևոր հատկությունը հագեցումն է: Միջուկային ուժերը ունեն հագեցման բնույթ: Դա նշանակում է, որ ուրանի (ծանր) միջուկից և հելիումի (թեթև) միջուկից մեկ պրոտոն պոկելու համար անհրաժեշտ է համարյա նույն էներգիան: Ուժեղ փոխազդեցությունների տեսությունը կոչվում է քվանտային քրոմոդինամիկա:

**Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություն:** Ըստ պրոցեսների բնութագրիչ ժամանակի, ըստ ինտենսիվության՝ էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունը զբաղեցնում է միջանկյալ դիրք: Տարրական մասնիկների և միջուկների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններով է պայմանավորված մոլեկուլների և ատոմների գոյությունը: Սա է պատճառը, որ մակրոսկոպական երևույթների մեջ դիտվող ուժերի մեծ մասը հանգում է էլեկտրամագնիսականի, ինչպիսիք են՝ մակերևութային լարվածության, շփման, առաձգականության ուժերը: Ատոմական կառուցվածք ունեցող նյութերի տարբեր ագրեգատային վիճակների հատկությունները, քիմիական փոխակերպումները, էլեկտրամագնիսական և օպտիկական երևույթները որոշվում են դրանց ատոմների միջև էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությամբ: Էլեկտրամագնիսական բնույթ ունեն նաև գերհաղորդականությունը, գերհոսունությունը, լույսի տարածման, կլանման, ճառագայթման պրոցեսները: Էլեկտրամագնիսական ծագում ունեցող երևույթներն ընթացում են տարածական միջին մասշտաբներում, քանի որ փոքր հեռավորություններում ավելի զգալի են ուժեղ փոխազդեցությունները, իսկ մեծ հեռավորությունների դեպքում՝ գրավիտացիոնը: Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության քվանտները ֆոտոններն են:

**Թույլ փոխազդեցություններ:** Թույլ փոխազդեցությունը տարրական մասնիկների միջև առաջացնում է շատ դանդաղ ընթացող պրոցեսներ, որոնց էֆեկտիվ կտրվածքը 100 ՄեՎ էներգիաների դեպքում 13-14 կարգով փոքր է ուժեղ փոխազդեցության

կտրվածքից: Թույլ փոխազդեցություններով ընթացող երևույթների բնութագրական ժամանակը 13-14 կարգով մեծ է ուժեղ փոխազդեցության բնութագրական ժամանակից:

Ստանդարտ մոդելի հիմնարար մասնիկներն են քվարկները, լեպտոնները և բոզոնները: Քվարկները և լեպտոնները կես սպինով մասնիկներ են: Թույլ փոխազդեցության ուժերը գործում են ինչպես հաղորդների և լեպտոնների, այնպես էլ միայն լեպտոնների միջև: Լեպտոնների ընտանիքը կազմված է վեց մասնիկներից, որոնք չեն մասնակցում ուժեղ փոխազդեցություններին: Այդուսակ 2-ում բերված են այդ մասնիկները. էլեկտրոնը՝  $e^-$ , բացասական լիցքավորված մյուոնը՝  $\mu^-$  և  $\tau^-$  - լեպտոնը, ինչպես նաև երեք չեզոք մասնիկներ՝ էլեկտրոնային նեյտրինո՝  $\nu_e$ , մյուոնային նեյտրինո՝  $\nu_\mu$  և տաու-նեյտրինո՝  $\nu_\tau$ : Ներկայիս փորձարարական տեխնիկայի հնարավորությունների սահմաններում պարզվել է, որ լեպտոնների չափերը փոքր են  $10^{-15}$  սմ-ից:

*Աղյուսակ 2  
Լեպտոններ*

1-ին սերունդ	2-րդ սերունդ	3-րդ սերունդ
$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

Թույլ փոխազդեցության օրինակ է  $\mu$  մասնիկի տրոհումը: Վերջինիս կյանքի միջին տևողությունն է 1 մկվ: Այն տրոհվում է էլեկտրոնի, մյուոնային նեյտրինոյի և էլեկտրոնային հականեյտրինոյի՝

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e: \quad (2)$$

Գրական լիցքավորված  $\mu^+$  մյուոնը, հանդիսանալով  $\mu^-$  մյուոնի հակամասնիկը, տրոհվում է  $e^+$  պոզիտրոնի, էլեկտրոնային  $\nu_e$  նեյտրինոյի և մյուոնային հականեյտրինոյի՝  $\bar{\nu}_\mu$ .

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu: \quad (3)$$

Լեպտոնները չեն մասնակցում ուժեղ փոխազդեցություններին: Յուրաքանչյուր լեպտոն ունի իր հակամասնիկը: Լիցքավոր-

ված լեպտոնները ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ) մասնակցում են էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններին: Բոլոր մասնիկները, ինչպես և լեպտոնները մասնակցում են գրավիտացիոն փոխազդեցություններին:

**Գրավիտացիոն փոխազդեցություններ:** Գրավիտացիոն փոխազդեցությունը  $10^{-13}$  սմ բնութագրական հեռավորություններում (միջուկի սահմաններում) շնորհիվ տարրական մասնիկների փոքր զանգվածների չնչին ազդեցություն ունի: Այսպես, այդ հեռավորությունների վրա երկու պրոտոնների միջև գործող գրավիտացիոն փոխազդեցության ուժը  $F_{gp} = 5 \cdot 10^{-35}$  Ն կարգի է, մինչդեռ էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության ուժը՝  $F_{el} = 60$  Ն կարգի է: Այսինքն՝  $F_{el}$ -ը մեծ է  $F_{gp}$  -ից մոտ  $10^{36}$  անգամ:

## 2. Տարրական մասնիկների հիմնական հատկությունները

Ինչպես արդեն նշվել է, Ստանդարտ մոդելի հիմքում ընկած են երեք տեսակի հիմնարար տարրական մասնիկներ՝ քվարկներ, լեպտոններ և բոզոններ: Քվարկներն ու լեպտոնները կես սպինով մասնիկներ են և ձևավորում են նյութը: Բոզոնները ամբողջ սպինով մասնիկներ են և իրականացնում են քվարկների և լեպտոնների միջև փոխազդեցությունները: Ստանդարտ մոդելում հիմնարար մասնիկների թվին է դասվում Հիգսի բոզոնը: Վերջինս չունի սպին և պատասխանատու է մասնիկի զանգվածի ձևավորման համար:

Բոլոր տարրական մասնիկները օժտված են փոքր զանգվածներով և չափերով: Պրոտոնի զանգվածը  $1.6 \cdot 10^{-24}$  գ կարգի է, իսկ էլեկտրոնի զանգվածը՝  $9.1 \cdot 10^{-28}$  գ է: Նուկլոնների և  $\pi$  մեզոնների փորձով որոշված չափերը  $10^{-13}$  սմ կարգի են: Ինչպես նշվեց վերևում, էլեկտրոնի և մյուսների չափերը փոքր են  $10^{-15}$  սմ-ից:

Տարրական մասնիկների ֆիզիկայում կարևոր դեր են խաղում պահպանման օրենքները: Նրանք սահմանափակում են պրոցեսների ընթացքը: Պահպանման օրենքները կապված են տարրական մասնիկների հատկությունները որոշող քվանտային թվերի հետ, որոնք ծագում են տարբեր համաչափություններից: Պահպանման օրենքները լինում են ճշգրիտ կամ մոտավոր: Պահպանության ճշգրիտ օրենքները իրականանում են բոլոր հիմնարար փոխազդեցություններում, իսկ մոտավորները՝ միայն մի քանիստում: ճշգրիտ են էներգիայի, իմպուլսի, իմպուլսի մոմենտի պահպանման օրենքները: Պահպանության օրենքները պայմանավորված են տարածության և ժամանակի համաչափություններով (սիմետրիաներով): Խորը տեսական դիտարկումները ցույց են տալիս, որ դրանք ունեն երկրաչափական ծագում և արտահայտում են համապատասխանաբար ժամանակի համասեռությունը, տարածության համասեռությունը և տարածության իզոտրոպությունը:

Ճշգրիտ են նաև բոլոր լիցքերի պահպանման օրենքները: Հակամասնիկների գոյությունը տարրական մասնիկների ունիվերսալ հատկությունն է: Առյուսակ 3-ում բերված են որոշ մասնիկների և նրանց հակամասնիկների մասին մի քանի տվյալներ՝ հանգստի զանգված՝ արտահայտված էլեկտրոնի զանգվածով, սպին, էլեկտրական լիցք՝ արտահայտված տարրական լիցքի միավորով, կյանքի տևողություն և զանգված՝ արտահայտված ՄԷՎ-երով:

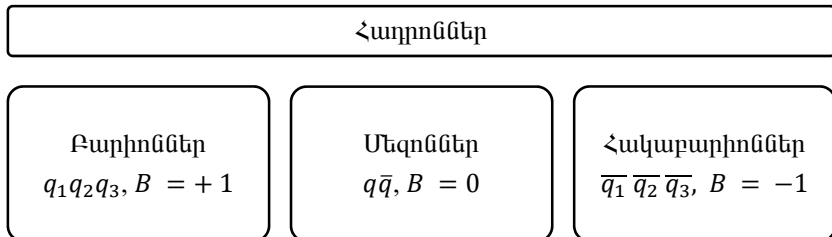
Առյուսակ 3

Որոշ տարրական մասնիկների տվյալներ,  $m_e = 9.1095 \cdot 10^{-28} \text{ գ}$ ,  $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Կլ}$

Մասնիկ	Նշանակում	Հանգստի զանգված	Սպին	Լիցք	Կյանքի տևողություն	Չանգված, ՄԷՎ
էլեկտրոն	$e^-$	$m_e$	1/2	-1	$> 5 \cdot 10^{21}$ տարի, կայուն	0,511
պոզիտրոն	$e^+$	$m_e$	1/2	+1	կայուն	0,511
պրոտոն	$p$	$1836,15m_e$	1/2	+1	$> 10^{31}$ տարի, կայուն	938.3
հակապրոտոն	$\bar{p}$		1/2	-1	կայուն	938.3
նեյտրոն	$n$	$1838.68m_e$	1/2	0	930 վ	939.6
հակա նեյտրոն	$\bar{n}$		1/2	0	$925 \pm 11$ վ	939.6
նեյտրինո	$\nu$	$< 10^{-4}m_e$	1/2	0	կայուն	$< 0.28$ ԷՎ
հակա նեյտրինո	$\bar{\nu}$		1/2	0	կայուն	$< 0.12$ ԷՎ
ֆոտոն	$\gamma$	0	1	0	կայուն	0
մյուսն	$\mu^+, \mu^-$	$200m_e$	1/2	+1, -1	$2.2 \cdot 10^{-6}$ վ	105.7
$\pi^+$ մեզոն, $\pi^-$ մեզոն	$\pi^+, \pi^-$	$300m_e$	0	+1, -1	$2.5 \cdot 10^{-8}$ վ	139.6
$\pi^0$ մեզոն	$\pi^0$		0	0	$0.8 \cdot 10^{-16}$ վ	135

Ներքին կառուցվածք չեն հայտնաբերվել ֆոտոնի և լեպտոնների մոտ: Դա նշանակում է, որ տարրական մասնիկների ժամանակակից տեսության մեջ դրանք ընդունվում են որպես տարրական մասնիկներ: Մյուս բոլոր մասնիկները կազմված են քվարկներից և հակաքվարկներից:

Աղյուսակ 4-ում բերված են քվարկները՝ դասակարգված ըստ իրենց բնութագրական մեծությունների: Քվարկներից և հակաքվարկներից կազմված մասնիկներին անվանում են հադրոններ: Հադրոն անվանումը ծագել է հունարեն «ուժեղ է» բառից և արտացոլում է ուժեղ փոխազդեցություններին մասնակցելու հադրոնների հատկությունը: Գոյություն ունեն երկու տեսակի հադրոններ՝ բարիոններ (բարիոնային լիցքը՝  $B = +1$ ), որոնք կազմված են երեք քվարկներից ( $q_1 q_2 q_3$ ) և հանդիսանում են ֆերմիոններ՝  $J_{1,2,\dots} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ : Հադրոնների մյուս դասը մեզոններն են՝ ( $B = 0$ ), որոնք կազմված են քվարկ-հակաքվարկ գույզից ( $q \bar{q}$ ), և բոզոններ են՝  $J_{1,2,\dots} = 0, 1, 2, \dots$ : Հարկ է նշել, որ տարրական մասնիկների ֆիզիկայում, ըստ սպինի արժեքի, մասնիկները բաժանվում են երկու խմբի: Այն մասնիկները, որոնք ունեն կիսասամբողջ սպին, կոչվում են ֆերմիոններ՝  $J_{1,2,\dots} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ : Այն մասնիկները, որոնք ունեն ամբողջական սպին, կոչվում են բոզոններ՝  $J_{1,2,\dots} = 0, 1, 2, \dots$ : Հակաբարիոններ նույնպես կան և կազմված են երեք հակաքվարկներից՝ ( $B = -1$ ),  $\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3$ : Նկ. 1-ում բերված է այդ դասակարգումը:



Նկ. 1. Հադրոնների տեսակներն ըստ քվարկային կառուցվածքի

Քվարկների դասակարգումը՝ ըստ նրանց բնութագրող մեծությունների

Բնութագրող մեծություններ	Քվարկի տեսակը					
	<i>d</i>	<i>u</i>	<i>s</i>	<i>c</i>	<i>b</i>	<i>t</i>
Էլեկտրական լիցքը՝ <i>Q</i> ՝ <i>e</i> տարրական լիցքի միավորներով	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
բարիոնային թիվ՝ <i>B</i>	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
սպին՝ <i>J</i>	1/2	½	1/2	1/2	1/2	1/2
գույգություն՝ <i>P</i>	+1	+1	+1	+1	+1	+1
իզոսպին՝ <i>I</i>	1/2	½	0	0	0	0
քվարկի բաղադրիչային զանգված՝ ( <i>mc<sup>2</sup></i> , <i>ԳէՎ</i> )	0.33	0.33	0.51	1.8	5	180
քվարկի հոսանքային զանգված (ԳէՎ)	0.003–0.007	0.0015–0.003	0.095±0.025	1.25±0.09	4.2–4.7	174±3



### 3. Ռ-ադիոակտիվություն

Ռ-ադիոակտիվություն կոչվում է ատոմային միջուկների կազմության ինքնակամ փոփոխությունը, որը տեղի է ունենում ուժեղ փոխազդեցության բնութագրական ( $10^{-22}$  վ) ժամանակահատվածից էականորեն մեծ ժամանակահատվածի ընթացքում: Հաճախ միջուկային տրոհումներ տեղի են ունենում նաև ավելի արագ, բայց վերջիններս ընդունված չէ դասել ռադիոակտիվ տրոհումների շարքին:

Միջուկի ներսում (միջուկները կազմված են պրոտոններից և նեյտրոններից՝ նուկլոններից) նուկլոնների միջև գործող միջուկային ուժերը, լինելով ձգողական ուժեր, պահում են ատոմական միջուկը կայուն: Հակառակ՝ քանդող ուժի դերը կատարում են պրոտոնների միջև գործող վանողության կուլոնյան ուժը (նեյտրոնները էլեկտաչեզոք են): Այս երկու ուժերի միաժամանակյա ազդեցության շնորհիվ ձևավորվում են ատոմային միջուկները:

Միջուկները, որոնք ենթարկվում են ռադիոակտիվ փոխակերպումներին, կոչվում են ռադիոակտիվ միջուկներ: Մնացած բոլոր միջուկները, որոնք չեն ենթարկվում ռադիոակտիվ տրոհման, կոչվում են կայուն: Այս դասակարգումն իհարկե խիստ պայմանական է, քանի որ իրականում բոլոր միջուկները ի վերջո կարող են ինքնակամ տրոհվել, սակայն այդ գործընթացը տարբեր միջուկներում տեղի է ունենում տարբեր արագություններով: Ռ-ադիոակտիվ միջուկների զգալի մասը ստացվել է արհեստական եղանակով. այն է՝ տարբեր մասնիկներով թիրախի ռմբակոծմամբ: Այդ դեպքում ձևավորված ռադիոակտիվ միջուկը կարող է դիտարկվել իբրև «երկարակյաց բաղադրյալ միջուկ»: Բաղադրյալ միջուկների կյանքի տևողությունը մեծ է այնքան, որ այն կարող է գալ հավասարակշիռ վիճակի, բայց անկայուն է և ի վերջո տրոհվում է: Արհեստական ռադիոակտիվությունը հայտնաբերվել է 1934թ. Իրեն և Ֆրեդերիկ Ժոլիո-Կյուրիների կողմից: Կապարը՝  $Pb_{82}$ , իր իզո-

տողներով հանդիսանում է երկրագնդի վրա կայուն տարր, իսկ ամենածանր տարրը ուրանն է՝  $U_{92}$ , և բոլոր տարրերը, որոնց միջուկները ծանր են կապարի միջուկից, հետո ռադիոակտիվ են: Ուրանի կիսատրոհման ժամանակը  $\sim 10^9$  տարի է, ընդ որում, այդ բոլոր ռադիոակտիվ տարրերը տրոհվելով վերածվում են կապարի, հետևաբար դրանք տարբեր ժամանակների ընթացքում կանհետանան: Ներկայումս ավելի ծանր տարրերի առկայությունը վկայում է, որ երկրագնդի տարիքը՝  $4 - 4.5 \cdot 10^9$  տարի է:

### ***Ռադիոակտիվ տրոհման օրենք***

Միավոր ժամանակում միջուկի տրոհման հավանականությունը կոչվում է տրոհման հաստատուն և նշանակվում է  $\lambda$ -ով: Փորձը ցույց է տալիս, որ ռադիոակտիվ փոխակերպումների բնույթի վրա արտաքին գործոնները ազդեցություն չունեն: Ենթադրենք՝ ժամանակի  $t$  պահին չտրոհված միջուկների թիվը  $N$  է:  $t$ ,  $t + dt$  ժամանակահատվածում տրոհվածների  $dN$  քանակությունը ուղիղ համեմատական է չտրոհվածների քանակին և  $dt$  ժամանակահատվածին: Եվ քանի որ չտրոհված միջուկների քանակը ժամանակի ընթացքում փոքրանում է, ուստի  $dN < 0$ , հետևաբար՝  $dN = -\lambda N dt$ , որտեղ  $\lambda$ -ն համեմատականության գործակիցն է և առանձին ատոմի միավոր ժամանակում տրոհվելու հավանականությունն է: Եթե  $t = 0$  պահին (սկզբում) կա  $N_0$  հատ չտրոհված միջուկ, ապա՝  $N = N_0 e^{-\lambda t}$ : Չտրոհված ռադիոակտիվ միջուկների թվի ժամանակային կախումը կոչվում է ռադիոակտիվ տրոհման հիմնական օրենք:

Տրոհման  $\lambda$  հաստատունը կարելի է արտահայտել ռադիոակտիվ միջուկի կյանքի միջին տևողությամբ:

Ենթադրենք՝  $t = 0$  պահին կար  $N_0$  հատ չտրոհված միջուկ: Քանի որ  $t + dt$  ընթացքում տրոհվում է  $dN$  միջուկ, ապա կարելի է ասել, որ այս միջուկներից յուրաքանչյուրը ապրել է  $t$  ժամանակ:  $dN$  միջուկների գումարային ժամանակը կլինի  $t dN$ , իսկ բոլոր  $N_0$  միջուկների գումարային ժամանակը կորոշվի այսպես՝

$-\int_{N_0}^0 t dN = \lambda \int_0^\infty t N dt = \lambda N_0 \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt = \frac{N_0}{\lambda}$ : Միջուկի կյանքի միջին տևողությունը կլինի՝  $\tau = 1/\lambda$ :

Այն ժամանակահատվածը, որի ընթացքում մասնիկների թիվը նվազում է երկու անգամ, կոչվում է կիսատրոհման պարբերություն կամ կիսատրոհման ժամանակ՝  $T_{1/2}$ : Ունենք  $N = N_0 e^{-t/\tau}$ , իսկ  $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-T_{1/2}/\tau}$ : Այստեղից կստանանք, որ  $T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.6931 \cdot \tau$ :

Ռադիոակտիվ տրոհման տեսակներն են.

- 1)  $\alpha$ - տրոհում,
- 2)  $\beta$ - տրոհում,
- 3) ատոմական միջուկի ինքնակամ տրոհում,
- 4) պրոտոնային տրոհում,
- 5) երկպրոտոն տրոհում և այլն:

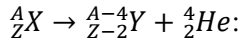
$\alpha$ -տրոհման ժամանակ միջուկից ինքնակամ դուրս է թռչում  $\alpha$ -մասնիկ՝  ${}^4_2\text{He}$  (հելիումի միջուկ՝  $Z = 2, A = 4$ ): Արդյունքում սկզբնական միջուկի լիցքը երկուսով նվազում է, և առաջանում է նոր տարր, որը դասավորվում է Մենդելևի պարբերական աղյուսակում սկզբնական տարրի նկատմամբ երկու վանդակով ավելի ձախ:

$\beta$ -տրոհումը կարող է լինել երեք ձևի՝ ա) էլեկտրոնային կամ  $\beta^-$ -տրոհում, բ) պոզիտրոնային կամ  $\beta^+$  տրոհում, գ) էլեկտրոնային կլանում:

$\gamma$  – ճառագայթում կոչվում է էլեկտրամագնիսական այնպիսի ճառագայթումը, երբ ատոմային միջուկները գրգռված վիճակից (բարձր էներգիական մակարդակից) անցնում են ավելի ցածր էներգիական մակարդակի:

**$\alpha$ -տրոհում:** Միջուկների համար օգտագործվում են տարբեր նշանակումներ՝  $(A, Z)$ , կամ  ${}^A_ZX$ : Այստեղ  $A$ -ն զանգվածային թիվն է՝ միջուկում գտնվող նուկլոնների քանակը, իսկ  $Z$ -ը՝ կարգաթիվն է՝ միջուկում առկա պրոտոնների քանակը: Ըստ վերոհիշյալ սահ-

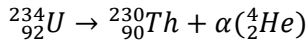
մանման՝  $(Z, A)$  միջուկից  $\alpha$ -տրոհման պրոցեսը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ռեակցիայի միջոցով.



Ներկայումս հայտնի են ավելի քան 200  $\alpha$ -ակտիվ միջուկներ, որոնց մեծ մասը ստացվում են արհեստականորեն: Որպեսզի  $\alpha$ -տրոհումը տեղի ունենա, անհրաժեշտ է, բայց ոչ բավարար, որ մայր միջուկի կապի էներգիան լինի ավելի փոքր, քան դուստր միջուկի և  $\alpha$ -մասնիկի կապի էներգիաների գումարը: Ըստ սրա՝  $Q > 0$  անհրաժեշտ է, բայց ոչ բավարար: Այս պայմանի բավարարման դեպքում  $\alpha$ -տրոհման արդյունքում անջատված  $Q$  կինետիկ էներգիան որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

$$Q = E_{կապ}(A - 4, Z - 2) + E_{կապ}(\alpha) - E_{կապ}(Z, A):$$

$\alpha$ -տրոհումը հնարավոր է, երբ  $Q > 0$ , և անհնարին է հակառակ դեպքում: Որպես օրինակ՝ քննարկենք ուրանի ( ${}^{234}_{92}U$ ) իզոտոպի  $\alpha$ -տրոհումը, որի արդյունքում պետք է առաջանա թորիում ( ${}^{230}_{90}Th$ ) և  $\alpha$ -մասնիկ.



Այդ միջուկների աղյուսակային տվյալների համաձայն  $E_{կապ}({}^{234}_{92}U) = 1778630$  ԿէՎ,  $E_{կապ}({}^{230}_{90}Th) = 1755190$  ԿէՎ:  $\alpha$ -մասնիկի կապի էներգիայի համար հայտնի է, որ  $U_{կապ}(\alpha) = 28296.10$  ԿէՎ: Ըստ տրոհման պրոցեսում անջատված էներգիայի բանաձևի՝ անջատված  $Q$  էներգիան կլինի՝  $Q = 4856$  ԿէՎ: Ինչպես երևում է, այն դրական է, ինչը նշանակում է, որ նկարագրված տրոհումը էներգիապես հնարավոր է: Իրոք, այն իրականացնում է, և  ${}^{234}_{92}U$ -ը վերածվում է  ${}^{230}_{90}Th$ -ի և  $\alpha$ -մասնիկի:

**$\beta$ -տրոհում:**  $\beta$  տրոհումը ինքնական երևույթ է, որի արդյունքում անկայուն  ${}^A_ZX$  միջուկը վեր է ածվում իզոբար՝  ${}^{A}_{Z+1}X$  կամ  ${}^{A}_{Z-1}X$  միջուկի: Նշենք, որ իզոբար կոչվում են այն միջուկները, որոնք ունեն նույն զանգվածային թիվը՝  $A_1 = A_2$ , բայց տարբեր կարգա-

թվեր՝  $Z_1 \neq Z_2$ : Այս երևույթի վերջնարդյունքը միջուկում նեյտրոնի փոխակերպումն է պրոտոնի կամ հակառակը՝ պրոտոնի փոխակերպումն է նեյտրոնի: Այս իմաստով երբեմն  $\beta$  տրոհմանն անվանում են միջուկլուծային երևույթ:

Տարբերվում են  $\beta$  տրոհման երեք տեսակներ՝  $\beta^-$  տրոհում,  $\beta^+$  տրոհում և էլեկտրոնային կլանում՝  $e^-$ -կլանում.

$$\begin{aligned}\beta^- &: (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e, \\ \beta^+ &: (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e, \\ e^- &: (A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e:\end{aligned}$$

Միջուկների ներսում նուկլոնների փոխակերպումները և համապատասխան  $\beta$  տրոհման էներգիական պայմանները ըստ տեսակի ունեն հետևյալ տեսքը.

$$\begin{aligned}\beta^- &: n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e \\ \beta^+ &: p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \quad M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e \\ e^- &: p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \quad M(A, Z) + m_e > M(A, Z - 1):\end{aligned}$$

$e^-$ -կլանման ժամանակ միջուկը կլանում է ատոմական թաղանթի մի որևէ էլեկտրոն (ամենամոտ  $K$ - թաղանթից) և արձակում է նեյտրինո:

Ի տարբերություն  $\alpha$ -տրոհման, որը տեղի էր ունենում ամենաժանր և որոշ հազվադեպ միջուկների հետ,  $\beta$  ռադիոակտիվ միջուկները ավելի բազմաքանակ են և կարող են հանդիպել զանգվածային թվի արժեքների ողջ տիրույթում՝ սկսած ազատ նեյտրոնից, մինչև ամենաժանր միջուկները:

$\beta$ -ռադիոակտիվ տրոհումը բարդ երևույթ է: Այն ընթանում է թույլ փոխազդեցությունների շնորհիվ և միջուկի ներքին կառուցվածքային փոփոխություններով:

Դիտարկենք  $\beta$ -տրոհումը էներգիական տեսանկյունից: Հաշվարկների ընթացքում անտեսվում են նեյտրինոյի և հականեյտրինոյի զանգվածները: Սկզբնական և վերջնական ատոմների զանգվածները կապված են իրենց միջուկների զանգվածների հետ հետևյալ առնչություններով.

$$M^{wunnd}(A, Z) = M(A, Z) + Zm_e - E_e(A, Z)/c^2,$$

$$M^{wunnd}(A, Z \pm 1) = M(A, Z \pm 1) + (Z \pm 1)m_e - E_e(A, Z \pm 1)/c^2,$$

որտեղ  $E_e(A, Z)$  և  $E_e(A, Z \pm 1)$  ատոմներում էլեկտրոնների կապի գումարային էներգիաներն են: Վերջինները տեղադրելով  $\beta^-$  երևույթների համար գրված զանգվածների առնչությունների մեջ՝ կատանանք  $\beta^-$ -տրոհումների նկատմամբ ատոմների (և միջուկների) անկայունության պայմանները հետևյալ տեսքով.

$$\beta^- : M^{wunnd}(A, Z) > M^{wunnd}(A, Z + 1)$$

$$\beta^+ : M^{wunnd}(A, Z) > M^{wunnd}(A, Z - 1) + 2m_e$$

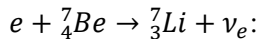
$$e : M^{wunnd}(A, Z) > M^{wunnd}(A, Z - 1):$$

Նկատենք, որ այստեղ անտեսվել են ատոմներում էլեկտրոնների կապի էներգիաները:

$\beta^+$ -տրոհման և էլեկտրոնի կլանման դեպքերում միջուկում տեղի է ունենում միևնույն երևույթը՝ պրոտոնի փոխակերպումը նեյտրոնի: Այս երկու երևույթներն էլ կարող են միջուկներում ընթանալ: Դրանք երբեմն միմյանց նկատմամբ մրցակից երևույթներ են դառնում: Սակայն տրոհումների ընթանալու պայմանների համեմատությունից երևում է, որ էներգետիկ տեսանկյունից առավել ձեռնտու է  $e$ -կլանումը: Մասնավորաբար, երբ սկզբնական և վերջնական ատոմները բավարարում են հետևյալ պայմանին.

$$M^{wunnd}(A, Z - 1) + 2m_e > M^{wunnd}(A, Z) > M^{wunnd}(A, Z - 1),$$

ապա  $e$ -կլանումը թույլատրված է, իսկ  $\beta^+$ -տրոհումը արգելված է: Այդպիսի իրավիճակ է  ${}^7_4\text{Be}$  իզոտոպից  ${}^7_3\text{Li}$  իզոտոպի ստացման ժամանակ:  ${}^7_4\text{Be}$  իզոտոպի միջուկում ընթանում է  $e$ -կլանում.



$\beta^+$ -տրոհումը արգելված է, քանի որ էներգիաների սանդղակում ատոմների միջև զանգվածների տարբերությունը կազմում է 0.861 ՄէՎ, որը փոքր է՝  $2m_e c^2 = 1.02$  ՄէՎ:

**γ-տրոհում:** γ-ճառագայթումը (γ-տրոհումը) մեծ հաճախությամբ (մոտ  $5 \cdot 10^{18} - 10^{21}$  Հց) էլեկտրամագնիսական ճառագայթում է: Այդ տիրույթում γ-քվանտների էներգիան 20 կԷվ-ից մինչև 10 և ավելի ՄԷվ է: 20 կԷվ-ը ռենտգենյան ճառագայթման քվանտների էներգիական տիրույթում է:

Ինչպես մեծ էներգիայով ցանկացած մասնիկ ( $\alpha, \beta, p, n$  և այլն, γ-քվանտները ևս նյութի միջով անցնելիս, փոխազդում են նյութի ատոմների հետ, ինչի հետևանքով կամ ցրվում են (առած-գական փոխազդեցություն), կամ կլանվում են (ոչ առածգական փոխազդեցություն)՝ առաջացնելով տարբեր երևույթներ՝ ֆոտոէֆեկտ, Կոմպտոնյան ցրում, իոնացում և այլն: Արդյունքում γ-ճառագայթների փնջի ինտենսիվությունը թուլանում է: Այդ նվազումը կախված է ինչպես γ-քվանտների էներգիայից, այնպես էլ նյութի տեսակից, նրա խտությունից և դրա շերտի հաստությունից:

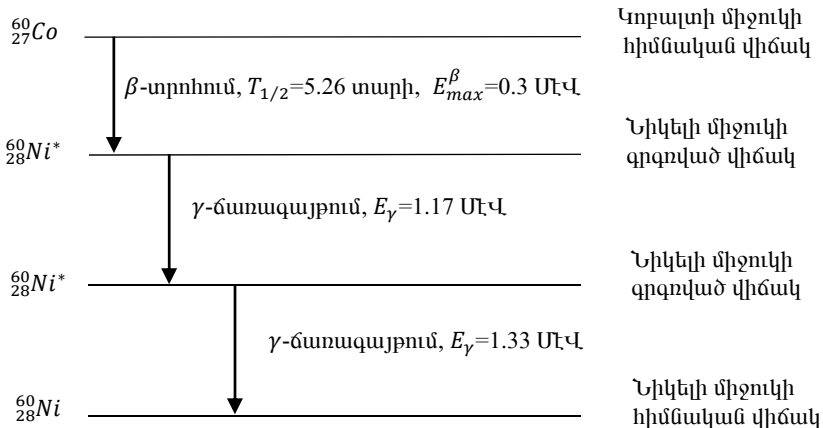
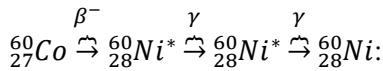
Բարձր էներգիայով լիցքավորված մասնիկների համեմատ՝ նյութի հետ γ-քվանտների փոխազդեցության հավանականությունը (էֆեկտիվ կտրվածքը), շատ փոքր է (մոտ  $10^6$  անգամ): Դա բացատրվում է դրանց լիցքի և հանգստի զանգվածի բացակայությամբ: Այդ պատճառներով γ-քվանտը նյութի մեջ չի արգելակվում, այլ միայն ցրվում կամ կլանվում է: Այդ պատճառներով էլ γ-ճառագայթներն ունեն մեծ թափանցելիություն: Օրինակ՝ 13 սմ հաստությամբ կապարի թիթեղով անցնելուց հետո γ-քվանտների փունջը թուլանում է ընդամենը 2 անգամ. նույնիսկ 4 սմ հաստությամբ կապարի թիթեղից դուրս է գալիս փնջի 10%-ը:

Միջուկների կողմից γ-քվանտների արձակումը տեղի է ունենում առանց  $A$  և  $Z$  թվերի փոփոխության: Ճառագայթումը հանդես է գալիս միջուկը բարձր էներգիայով վիճակից ցածրին անցնելու հետևանքով: Ատոմի միջուկը, ինչպես ցանկացած քվանտային համակարգ, բնորոշվում է էներգետիկ վիճակների որոշակի սպեկտրով: Տարբեր վիճակներում գտնվող միջուկը օժտված է տարբեր էներգիաներով: Հնարավոր ամենափոքր էներգիայով վի-

ճակը կոչվում է հիմնական, իսկ մնացած բոլոր վիճակները՝ գրգռված: Փորձարարական եղանակով ապացուցված է, որ գրգռված վիճակների էներգիական սպեկտրը դիսկրետ է, և սովորաբար ընդունված է օգտվել էներգետիկ սանդղակից, որտեղ որպես հաշվարկման սկիզբ ընդունված է համարել հիմնական վիճակի էներգիան:

$\gamma$ -ակտիվ միջուկները հիմնականում առաջանում են  $\beta$ -տրոհման հետևանքով, որի արդյունքում ստացվում են 1-ով տարբերվող կարգաթվով գրգռված միջուկներ, որոնք, արձակելով  $\gamma$ -քվանտներ, ի վերջո անցնում են հիմնական վիճակ:

Դիտարկենք  $\gamma$ -ճառագայթման առաջացումը կոբալտի  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  ռադիոակտիվ իզոտոպի տրոհման օրինակով: Այն նախ  $\beta^-$ -տրոհման հետևանքով անցնում է  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$  գրգռված վիճակի՝  ${}^{60}_{28}\text{Ni}^*$ : Այնուհետև  ${}^{60}_{28}\text{Ni}^*$ -ը, նախ արձակելով 1.17 ՄէՎ էներգիայով  $\gamma$ -քվանտ, հետո արձակելով մաս 1.33 ՄէՎ էներգիայով  $\gamma$ -քվանտ, անցնում է հիմնական վիճակի: Այս տրոհման ռեակցիան և ընթացքը բերված են ստորև՝ դիագրամի տեսքով.





Միջուկների տրոհման ժամանակ առաջացած  $\gamma$ -քվանտների էներգետիկ սպեկտրը դիսկրետ է: Ինչպես երևում է,  ${}_{27}^{60}\text{Co}$ -ի  $\beta$ -տրոհման ժամանակ առաջանում են երկու իրար շատ մոտ էներգիաներով մոնոքրոմատիկ փնջեր, որոնք տալիս են համապատասխան սպեկտրալ գծեր: Օրինակ, ցեզիումի  $\text{Cs}^{137}$  իզոտոպները տալիս են մեկ գիծ: Ընդհանուր դեպքում միջուկների կողմից առաքվող սպեկտրները պարունակում են մեծ թվով մոնոքրոմատիկ  $\gamma$ -գծեր:

Այսպիսով՝ գրգռված միջուկի առաջացումը հանգում է մեկ կամ մի քանի  $\gamma$ -քվանտների առաքման, որի արդյունքում միջուկը գալիս է հիմնական էներգիական վիճակի: Գրգռված միջուկներ ստացվում են տարբեր փոխակերպումների ընթացքում միջուկների ռադիոակտիվ տրոհման, միջուկային ռեակցիաների, միջուկների ճեղքման, միջուկների կուլոնյան գրգռման և այլ պրոցեսներում: Որպես կանոն՝ այդպիսի պրոցեսներում  $\gamma$ -ճառագայթումը հանդիսանում է գրգռումը հանելու ամենահավանական ելքը, եթե, իհարկե, էներգիապես արգելված են միջուկներից այլ մասնիկների առաքումը:

Ի տարբերություն  $\beta$ -տրոհման՝  $\gamma$ -ճառագայթումը ոչ թե ներմուկլոնային, այլ ներմիջուկային երևույթ է:  $\gamma$ -ակտիվ միջուկների կյանքի տևողությունը էապես փոքր է  $\alpha$  և  $\beta$  տրոհումների կյանքի տևողություններից:  $\gamma$ -ճառագայթման էներգետիկ սպեկտրը շատ լայն է: Որպեսզի գնահատվի նյութի հետ ճառագայթման փոխազդեցության հավանականությունը, մտցվում է փոխազդեցության  $\sigma$  էֆեկտիվ կտրվածքը, որը որոշում է տրված պրոցեսի հավանականությունը  $1 \text{ սմ}^2$  մակերեսով  $1$  մասնիկ պարունակող նյութի շերտի միջով  $1$  մասնիկի անցման դեպքում: Եթե նյութի շերտը հաստում են  $N$  մասնիկ, ապա փոխազդեցության ակտերի թիվը կլինի  $Nn\sigma$ , հետևաբար  $\sigma$ -ն կունենա  $\text{սմ}^2$  չափողականություն: Այդ պատճառով էլ վերջինիս անվանում են կտրվածք: Նյութի մեջ  $\gamma$ -քվանտների փնջի կլանումը բնութագրող մեծությունը կոչվում է կլանման

գործակից և նշանակվում  $\mu$ -ով: Տեսությունից հայտնի է, որ եթե նյութի մակերևույթին ընկնում է  $N_0$  թվով  $\gamma$ -քվանտների զուգահեռ փունջ, ապա մակերևույթից  $x$  խորության վրա  $\gamma$ -քվանտների  $N_x$  թիվը որոշվում է  $N_x = N_0 e^{-\mu x}$  բանաձևով, որտեղ  $\mu$  -ն կլանման գործակիցն է: Ոչ զուգահեռ, բայց ոչ շատ լայն փնջերի համար դարձյալ կարելի է օգտագործել նշված բանաձևը՝  $\mu$ -ի համար վերցնելով համապատասխան միջին արժեքը:

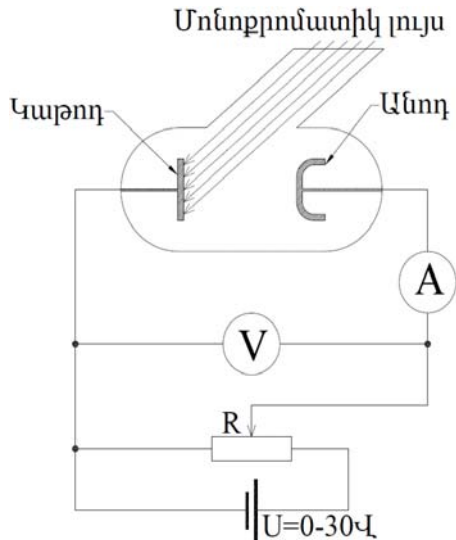
#### 4. Ֆոտոէֆեկտի օրինաչափությունների ուսումնասիրումը, Պլանկի հաստատունի որոշումը

**Աշխատանքի նպատակն է** ֆոտոէլեմենտի վոլտ-ամպերային բնութագծերի (ՎԱԲ) կառուցումը նրա վրա ընկնող լույսի երկու տարբեր հաճախությունների դեպքում և ստացված փորձարարական տվյալների հիման վրա ուսումնասիրել ֆոտոէֆեկտի օրինաչափությունները, ինչպես նաև գնահատել Պլանկի հաստատունի թվային արժեքը:

##### 1. Ներածություն: Համառոտ տեսական հիմնավորում

Ֆոտոէֆեկտը էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ազդեցությամբ նյութից էլեկտրոնների առաքումն է (ֆոտոէլեկտրոնային էմիսիա, արտաքին ֆոտոէֆեկտ): Այն լույսի քվանտային տեսության հիմնավորման հիմնական փորձարարական փաստերից մեկն է: Ֆոտոէֆեկտը տեղի է ունենում բոլոր նյութերում բոլոր ազդեցատային վիճակներում: Արտաքին ֆոտոէֆեկտը հայտնաբերել է Հերցը 1887 թ.:

Ֆոտոէֆեկտի օրինաչափություններն ուսումնասիրելու համար օգտվենք Նկ. 2-ում բերված սխեմատիկ պատկերից: Ապակե բալոնի մեջ, որից օդը հանված է, տեղադրված են երկու էլեկտրոդներ՝ կաթոդ և անոդ: Բալոնը փակված է քվարցե ապակիով, որը թափանցիկ է և՛ տեսանելի լույսի, և՛ ուլտրամանուշակա-



Նկ. 2. Ֆոտոէֆեկտի ուսումնասիրության սարքի սխեման

գույն ալիքների համար: Էլեկտրոդները միացվում են հոսանքի աղբյուրին՝ ըստ Նկ. 2 սխեմայի:

Վերջիններիս տրվող լարումը կարգավորվում է  $R$  դիմադրության միջոցով և չափվում է  $V$  վոլտմետրով: Շղթայում հոսանքի ուժը չափելու համար միացվում է  $A$  ամպերմետրը: Սկզբում  $R$  դիմադրության և լարման աղբյուրի միջոցով շղթայում մեծացվում է լարումը: Վոլտմետրում կգրանցվի լարման որոշակի արժեք, սակայն ամպերմետրը ցույց կտա զրո արժեք: Այնուհետև անջատենք լարման աղբյուրը և միացնենք լույսի աղբյուրը: Կաթոդը լուսավորենք լույսի փնջով:

Ամպերմետրը կգրանցի հոսանքի ուժի ոչ զրոյական արժեք, այսինքն՝ շղթայում կառաջանա հոսանք, մինչդեռ լարումը դեռ զրո է: Մեծացնելով լարման արժեքը աղբյուրի միջոցով (դիմադրության սլաքը շարժենք աջ)՝ շղթայում կդիտվի հոսանքի ուժի աճ: Էլեկտրոդների վրա կիրառված լարումը մեծացնելիս կդիտվի հոսանքի ուժի աճ, սակայն որոշակի  $U_h$  արժեքից մեծ լարումների դեպքում հոսանքի ուժն այլևս չի աճի: Այս լարմանը համապատասխանող հոսանքի ուժի  $I_h$  արժեքին անվանում են հազեցման հոսանքի ուժ: Քննարկենք ֆոտոէֆեկտի երևույթը միևնույն կաթոդի դեպքում, երբ այն լուսավորվում է տարբեր ինտենսիվությամբ ունեցող ալիքներով՝  $\Phi_1 > \Phi_2$ : Երբ էլեկտրոդների վրա կիրառված լարումը զրո է՝  $U = 0$ , հոսանքի ուժը տարբեր է զրոյից՝  $I \neq 0$ : Կաթոդից լույսի ազդեցությամբ պոկված էլեկտրոնները կինետիկ էներգիայի շնորհիվ հասնում են անոդին՝ շղթայում ստեղծելով հոսանք: Երբ էլեկտրոդների վրա կիրառված լարումը մեծանում է, մեծանում է նաև հոսանքի ուժը մինչև հազեցման հոսանք: Հազեցումը պայմանավորված է նրանով, որ կաթոդից պոկված բոլոր էլեկտրոնները հասնում են անոդին: Լարման աղբյուրի շրջադիրները տեղափոխելով՝ շարունակենք լարումը մեծացնել: Հոսանքի ուժը կնվազի և լարման որոշակի արժեքի դեպքում կդառնա զրո՝ անկախ կաթոդի վրա ընկնող լույսի ինտենսիվությունից: Լարման այն արժեքը, երբ հոսանքի ուժը շղթայում դառնում է զրո, կոչվում

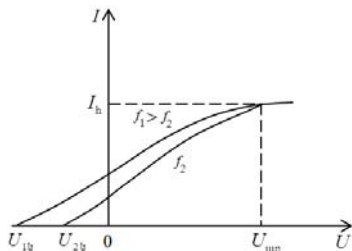
է կասեցնող լարում և նշանակվում է  $U_{\phi}$ : Դա նշանակում է, որ էլեկտրողների միջև էլեկտրական դաշտն արգելակում է էլեկտրոնների շարժումը դեպի անոդ: Փորձնականորեն չափելով  $U_{\phi}$  կասեցնող լարումը՝ կարելի է որոշել էլեկտրոնների առավելագույն կինետիկ էներգիան՝  $\frac{mV^2}{2} = eU_{\phi}$ : Նկարագրված փորձերի արդյունքում ֆոտոէֆեկտի հիմնական օրենքները կարելի է ձևակերպել հետևյալ կերպ .

1. Կաթոդը մոնոքրոմատիկ լույսով լուսավորելիս հագեցման ֆոտոհոսանքի ուժը ուղիղ համեմատական է ընկնող ճառագայթման ինտենսիվությանը:

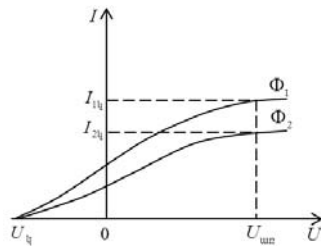
2. Ֆոտոէլեկտրոնների առավելագույն արագությունը գծայնորեն կախված է ընկնող ճառագայթման հաճախությունից, բայց կախված չէ նրա ինտենսիվությունից:

3. Ամեն մի նյութի համար գոյություն ունի սահմանային  $\lambda_{\text{կրիտ}}$  ( $\lambda_{\text{կրիտ}} = \frac{c}{f_{\text{կրիտ}}}$ ) լույսի ալիքի երկարություն (ֆոտոէֆեկտի կարմիր սահման), որից մեծ արժեքների դեպքում ֆոտոէֆեկտ վերանում է՝ անկախ ընկնող ճառագայթման ինտենսիվությունից:

Նկ. (3ա)-ում և Նկ. (3բ)-ում բերված են ֆոտոէֆեկտի ՎԱԲ-երը՝ ընկնող ալիքի տարբեր հաճախությունների և տարբեր ինտենսիվությունների համար:



Նկ. 3ա. Ֆոտոէլեմենտի ՎԱԲ-ը երկու տարբեր հաճախությունների համար



Նկ. 3բ. Ֆոտոէլեմենտի ՎԱԲ-ը լույսի միևնույն հաճախության և տարբեր ինտենսիվությունների համար՝  $\Phi_1 > \Phi_2$

Այստեղ  $U_{\gamma}$  -ն կասեցնող լարումն է, որի դեպքում հոսանքի ուժը դառնում է զրո,  $U_{\text{տն}}$  -ն անողային լարումն է, որի դեպքում հոսանքի ուժը հասնում է իր հագեցած արժեքին:

Դասական ֆիզիկայի տեսակետից հնարավոր չէ բացատրել ֆոտոէֆեկտի օրինաչափությունները: Մասնավորապես՝ ինչո՞ւ ֆոտոէլեկտրոնների առավելագույն էներգիան կախված չէ լույսի ինտենսիվությունից:

Հիմնվելով Պլանկի գաղափարների վրա՝ Էյնշտեյնը ստեղծեց լույսի քվանտային տեսությունը (1905թ.), համաձայն որի՝ մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը ներկայացվեց որպես լուսային մասնիկների՝ ֆոտոնների հոսք: Հետևաբար ճառագայթման դաշտի էներգիայի խտությունը կլիմի  $E = Nhf$ , որտեղ  $N$  -ը միավոր ծավալում եղած ֆոտոնների թիվն է, իսկ  $hf$ -ն մեկ ֆոտոնի էներգիան է,  $h$  -ը՝ Պլանկի հաստատունը: Համաձայն ֆոտոէֆեկտի Էյնշտեյնի տեսության՝ յուրաքանչյուր ֆոտոն կլանվում է մի էլեկտրոնի կողմից, ընդ որում՝ ֆոտոնի էներգիան ծախսվում է մետաղից դուրս գալու համար աշխատանք կատարելու և էլեկտրոնին կինետիկ էներգիա հաղորդելու վրա:

Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի՝

$$hf = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (4)$$

որտեղ  $A$  -ն տվյալ մետաղից էլեկտրոնի ելքի աշխատանքն է: Քանի որ մետաղում էլեկտրոնների կինետիկ էներգիաները տարբեր են, հետևաբար տարբեր էլեկտրոններին մետաղի սահմաններից դուրս բերելու համար անհրաժեշտ է հաղորդել էներգիայի տարբեր քանակներ: Ամենավոքը էներգիան, որն անհրաժեշտ է հաղորդել առավելագույն կինետիկ էներգիա ունեցող էլեկտրոնին մետաղից պոկելու համար, անվանում են ելքի աշխատանք: Մետաղից ֆոտոէֆեկտ կլիմի  $hf \geq A$  պայմանի դեպքում, հետևաբար  $hf_{\min} = A$  պայմանից կստացվի  $f_{\min} = A/h$ , իսկ ալիքի երկարության համար ունենք  $\lambda = c/f$ , հետևաբար կստացվի  $\lambda_{\max} =$

$\frac{c}{f_{min}} = \frac{hc}{A}$ : Սա այն ամենամեծ ալիքի երկարությունն է (ամենափոքր հաճախությունը), որից մեծ երկարություններով ալիքներով կաթոդը լուսավորելիս ֆոտոէֆեկտ տեղի չի ունենա:

Գազերում ելքի աշխատանքը հավասար է ատոմի իոնիզացիայի (ատոմից էլեկտրոն պոկելու երևույթը կոչվում է իոնիզացիա) համար անհրաժեշտ էներգիային, իսկ կիսահաղորդիչներում՝ արգելված էներգետիկ գոտու լայնությանը, ընդ որում՝ կիսահաղորդիչներում տեղի է ունենում ներքին ֆոտոէֆեկտ: Գիլեկտրիկների ատոմներում էլեկտրոնի կապի էներգիան շատ մեծ է, այդ իսկ պատճառով դիլեկտրիկներում ո՛չ ներքին և ո՛չ էլ արտաքին ֆոտոէֆեկտը գործնական տեղի չի ունենում:

Ինչպես հետևում է (4) հավասարումից, լույսի քվանտային տեսության շրջանակներում ֆոտոէֆեկտի բոլոր օրենքները հեշտ բացատրվում են: Գրելով (4) հավասարումը երկու տարբեր հաճախությունների համար և արտաքսելով նրանցից  $A$  -ն՝ Պլանկի հաստատունի համար կստացվի .

$$h = \frac{\frac{mV_2^2}{2} - \frac{mV_1^2}{2}}{f_2 - f_1} \quad (5)$$

Ֆոտոէլեկտրոնների առավելագույն կինետիկ էներգիան գտնելու համար կիրառվում է կասեցնող պոտենցիալի մեթոդը: Մեթոդի էությունը նրանում է , որ ֆոտոէլեկտրոնները, անցնելով բացասական պոտենցիալների տարբերություն, հասնում են անդին՝ ծախսելով իրենց առավելագույն կինետիկ էներգիաները.

$$eU_y = \frac{mV_{max}^2}{2}$$

Վերջինս տեղադրենք (4)-ի մեջ և ձևափոխենք: Պլանկի հաստատունի համար կստանանք հետևյալ առնչությունը .

$$h = \frac{e(U_{2y} - U_{1y})}{f_2 - f_1} \quad (6)$$

Չափելով կասեցնող լարումները և իմանալով ճառագայթման հաճախությունները՝ (6) առնչությունից գտնում են  $h$ –ի արժեքը: Պլանկի հաստատունը կարելի է որոշել նաև այլ եղանակներով՝

- 1) ջերմային ճառագայթման օրենքներով: Առաջին անգամ  $h$  հաստատունը հաշվել է Պլանկը՝ հիմք ընդունելով բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման օրենքները:
- 2) Ռենտգենյան սպեկտրի միջոցով:

Ռենտգենյան խողովակում մեծ կինետիկ էներգիա ձեռք բերած էլեկտրոնները հարվածում են անողին և արգելակվում, որի շնորհիվ նրանք ճառագայթում են էլեկտրամագնիսական ալիքներ ռենտգենյան տիրույթում: Արգելակման պահին էլեկտրոնի ամբողջ կինետիկ էներգիան ծախսվում է ճառագայթման վրա, որի հաճախությունը դառնում է առավելագույնը: Չափելով անողների վրա կիրառված լարումը և ճառագայթման առավելագույն  $f_w$  հաճախությունը՝  $h$ –ը գտնում են  $eU = hf_w$  առնչությունից: Եզրային չափումների արդյունքում ստացվել է  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Ջ·վ արժեքը:

Ֆոտոէֆեկտի օրենքները ճիշտ են ճառագայթման փոքր ինտենսիվությունների համար, որի դեպքում էլեկտրոնը կլանում է միայն մեկ ֆոտոն, իսկ երկֆոտոնային կլանումը արհամարհելի փոքր է, այդ իսկ պատճառով ճառագայթման ինտենսիվությունը համեմատական է կլանվող ֆոտոնների քանակին:

Սակայն պատկերը փոխվում է ճառագայթման շատ մեծ հզորությունների դեպքում: Օրինակ, լազերային ճառագայթման ընթացքում, երբ ճառագայթման էլեկտրական դաշտի լարվածությունը դառնում է ատոմական լարվածությունների կարգի, ապա էլեկտրոնի կողմից երկֆոտոնային և բազմաֆոտոնային կլանման հավանականությունը դառնում է նշանակալի: Այս դեպքում ֆոտոէֆեկտ երևույթը նկատվում է նաև հաճախության կարմիր սահմանից փոքր արժեքների դեպքում:



## **Սարքավորման կառուցվածքը և աշխատանքի սկզբունքը**

ՓՈՒԿ-10 սարքավորումը թույլ է տալիս ստանալ և ուսումնասիրել ֆոտոտեխնիկայի վոլտամպերային բնութագծերը ճառագայթման հզորության փոփոխման լայն տիրույթում, տարբեր հաճախությունների համար և կատարել Պլանկի հաստատումի թվային գնահատում:

Այն բաղկացած է ուսումնասիրվող օբյեկտից և չափումներ իրականացնող սարքից: Հետազոտվող օբյեկտը բաղկացած է ճառագայթման աղբյուրից (սպեկտրալ սնդիկային լամպ), սնուցման աղբյուրից, ինտերֆերենցիոն ֆոտոզտիչից և ֆոտոտեխնիկա պարունակող ֆոտոընդունիչից: Չափիչ սարքը պարունակում է միկրո համակարգիչ, որը չափում է ֆոտոտեխնիկայի հոսանքը և նրա վրա կիրառված լարումը: Կառուցվում է ՎԱԲ-ը, ընդ որում, փոխելով լարման բևեռացումը, պետք է առանձին ստանալ ՎԱԲ-ի ուղիղ և հակառակ ճյուղերը: ՎԱԲ-երը պետք է ստանալ ճառագայթման տարբեր հաճախությունների և հզորությունների համար: Սնդիկի ճառագայթման սպեկտրից ֆոտոզտիչների օգնությամբ ստացվում են տարբեր հաճախություններով ճառագայթման մոնոքրոմատիկ փնջեր, որոնք ընկնում են ֆոտոտեխնիկայի կատոդին: Լուսազտիչներով անցնող ալիքների երկարությունները նանոմետրերով է՝ 407(N1), 435 (N2), 546 (N3), 578 (N4):

Սարքավորման գործողության սկզբունքը հիմնված է ֆոտոտեխնիկայով անցնող հոսանքի չափման վրա՝ կախված ֆոտոտեխնիկայի վրա կիրառված լարման մեծության փոփոխությունից:

### **Աշխատանքի կատարման ընթացքը**

1. Հետազոտվող օբյեկտի վրա տեղադրել ֆոտոտեխնիկա պարունակող ֆոտոընդունիչը և ֆոտոտեխնիկայի վրա ուղղել լուսավորման հոսքը:

2. Միացնել չափիչ սարքը հոսանքի աղբյուրին, որի դեպքում կլուսավորվեն *B* և *MKA* ցուցիչները, ընդ որում՝ *B* – ի վրա

պետք է երևան գրոներ: Հինգ թույն անց չափիչ սարքի ցուցիչը բերել գրո արժեքին:

3. Հետագուտվող օբյեկտը միացնել ցանցին և սպասել 15 թույն, որից հետո ուղիղ – հակառակ կոճակի օգնությամբ ընտրել չափման համապատասխան ռեժիմը:

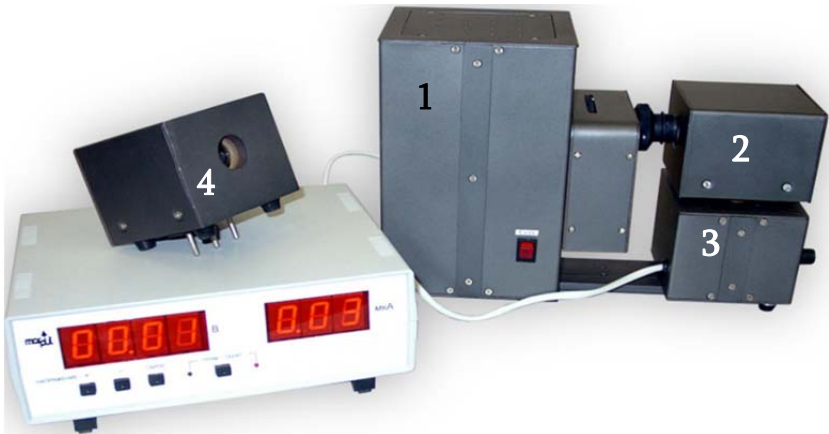
4. Տեղադրել ընտրված լուսազտիչը:

5. Փոփոխելով լարման արժեքները “+” և “-” կոճակների օգնությամբ և օգտվելով “MKA” ցուցչի տվյալներից՝ կառուցել ֆոտոէլեմենտի ՎԱԲ-ը:

6. Նույնը կատարել տարբեր լուսազտիչների դեպքում:

7. Սարքավորման աշխատանքի ռեժիմը ընդհատ է՝ անհրաժեշտ է 15-20 թույն ընդմիջում անել ամեն 45 թույն աշխատանքից հետո:

Ֆոտոէլեկտի փորձի իրականացման համար օգտագործվող սարքերի համախումբը բերված է Նկ. 4 -ում:



Նկ. 4. Ֆոտոէլեկտի երևույթն ուսումնասիրող փորձում օգտագործվող սարքեր՝

1. “MKA” ցուցիչ, 2. ֆոտոէլեմենտ սարունակող ֆոտորընդունիչ,
3. ճառագայթման աղբյուր, 4. ինվերտիերենցիոն ֆոտոզույգիչ

Աղյուսակ 5-ում ճառագայթման ալիքի երկարության համապատասխան տողում գրվում են լարման և հոսանքի ուժի արժեքները: Ստացված տվյալներով կառուցվում է ՎԱԲ-ը տարբեր հաճախությունների դեպքում:

Աղյուսակ 5

Ալիքի երկարություն, λ, նմ						
407	<i>U</i>					
	<i>I</i>					
435	<i>U</i>					
	<i>I</i>					
546	<i>U</i>					
	<i>I</i>					
578	<i>U</i>					
	<i>I</i>					

## 5. Ֆրանկ – Հերցի փորձը

### Աշխատանքի նպատակը

1. Գրանցել Ֆրանկ – Հերցի կորը  $Ne$ -ի (նեոն) համար:
2. Չափել ազատ էլեկտրոնների դիսկրետ էներգիան ոչ առաձգական բախման ժամանակ:
3. Հետազոտել  $Ne$  –ի սպեկտրալ գծերը՝ որպես  $Ne$  –ի ատոմների և էլեկտրոնների բախման գոյությունը հաստատող փաստ:
4. Չափման արդյունքները ներկայացնել որպես  $Ne$  –ի ատոմների կողմից դիսկրետ էներգիայի բաժինների կլանում:
5. Լուսարձակման երևույթի որոշումը՝ որպես գրգռման բարձր հավանականությամբ գոտիներ:

### 1. Ներածություն: Համառոտ տեսական հիմնավորում

Ֆրանկի և Հերցի փորձը հանդիսանում է ատոմի կառուցվածքի Նիլս Բորի տեսությունը հաստատող կարևոր փորձարարական փաստարկ: Իհարկե, փորձերը սկսվել են ավելի վաղ, քան կգրվեին Բորի պոստուլատները: Դրանց սկզբնական նպատակն է եղել ատոմների իոնիզացիայի (էլեկտրոնների պոկման) համար բավարար պոտենցիալի չափումը: Մինչդեռ այդ փորձերով հաստատվեցին Բորի պոստուլատները, որոնք առանցքային դեր ունեցան հետագայում ատոմական աշխարհի օրինաչափությունները բացատրելու համար: Որպես իր տեսության հիմնարար սկզբունք՝ Բորը դիտարկում է հետևյալ երկու պոստուլատները.

1. Ատոմում գոյություն ունեն այսպես կոչված ստացիոնար վիճակներ, որոնցում գտնվող էլեկտրոնը չի ճառագայթում: Ստացիոնար վիճակների էներգիաները ձևավորում են ընդհատ սպեկտր՝  $\{E_1, E_2, \dots\}$ :

2. Բարձր  $E_n$  էներգիայով վիճակից ցածր  $E_m$  էներգիայով նոր վիճակի անցման դեպքում տեղի է ունենում լույսի ճառագայ-

թում  $E_n - E_m$  էներգիայով քվանտի տեսքով: Ճառագայթման հաճախությունն այդ դեպքում կորոշվի՝

$$\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar: \quad (7)$$

Ատոմի էներգիան կնվազի  $E_m = E_n - \hbar\omega_{nm}$  չափով:

Ատոմի էներգիական մակարդակներն ուսումնասիրելու նպատակով իմաստ ունի քննարկել ատոմի վարքը, երբ նրան էներգիա է հաղորդվում: Առավել հարմար եղանակ է ատոմի ռմբակոծումը արագացված էլեկտրոններով: Այս մեթոդը կարևոր է նրանով, որ ատոմին հաղորդվող էներգիայի մեծությունը կարելի է ղեկավարել: Էլեկտրոնների կինետիկ էներգիան հեշտ է կառավարել արագացնող պոտենցիալների տարբերության վոլտիսման միջոցով:

Գիտենք, որ  $e$  լիցքով էլեկտրոնին հաղորդած էներգիան  $U$  արագացնող պոտենցիալների տարբերությունն անցնելու դեպքում  $eU$  է: Այն կարելի է արտահայտել էլեկտրոն – Վոլտերով.

$$\frac{1}{2}mv^2 = hf = kT = eU: \quad (8)$$

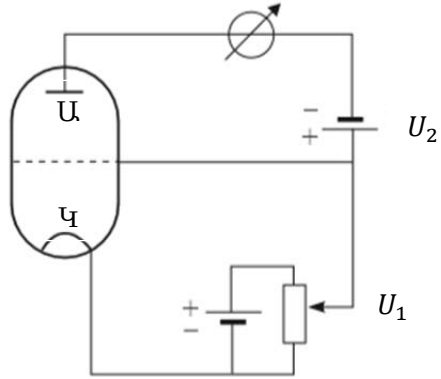
Ըստ էության՝ (8)-ը կապ է հաստատում էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի՝  $\frac{1}{2}m_e v^2$ , ճառագայթման  $f$  հաճախության և ջերմաստիճանի միջև: Միավորների միջև կապը կլինի.

$$1 \text{ էՎ} = 11606 \text{ Կ} = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ Հց} = 12500 \text{ \AA} = 1.25 \text{ մկմ} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ էրգ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Ջ}:$$

Այսպիսով՝ որքան մեծ է դաշտի պոտենցիալների տարբերությունը, այնքան մեծ է էլեկտրոնի արագությունը: Ոչ ռելյատիվիստական շարժում կատարող ( $v \ll c$ ) էլեկտրոնների համար՝

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} U = 6.7 \cdot 10^7 \sqrt{U(\text{էՎ})} \cdot \text{սմ/վ}: \quad (9)$$

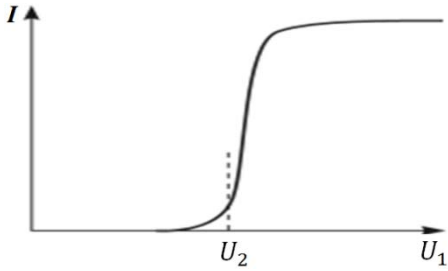
Հիմա վերադառնանք Ջեյմս Ֆրանկի և Գուստավ Հերցի փորձերին՝ (1912-1914 թթ.): Փորձի սխեման պատկերված է Նկ. 5-ում: Էլեկտրոնները, դուրս թռնելով շիկացած կաթոդից, արագանում են կաթոդի նկատմամբ  $U_1$  պոտենցիալ ունեցող ցանցի և կաթոդի միջև գտնվող էլեկտրական դաշ-



Նկ. 5. Ֆրանկ-Հերցի փորձի սխեման

տում:  $U_2$  պոտենցիալը խոչընդոտում է դանդաղ էլեկտրոններին հասնել անոդին: Փորձում չափվում է արագացնող  $U_1$  լարումից կախված անոդային հոսանքը որոշակի ֆիքսված  $U_2$  լարման դեպքում: Ուժեղ վակուումի պայմաններում  $I(U_1)$  վոլտ-ամպերային բնութագիծն ունի Նկ. 6-ում պատկերված տեսքը: Նկ. 6-ից երևում է, որ երբ  $U_1 < U_2$  անոդային հոսանքը գործնականում զրո է:  $U_2$ -ը կոչվում է արգելակող լարում: Այս ամենն իրավացի է, եթե փորձանոթում չկա գազ՝ վակուում է: Գազի առկայությունը անոթում էականորեն փոխում է պատկերը:

Արագացված էլեկտրոնները, բախվելով գազի ատոմների հետ, կարող են իրենց էներգիան մասամբ կամ լրիվ փոխանցել վերջիններին: Համեմատաբար արագ (բարձր էներգիայով) էլեկտրոնները այդ ընթացքում նույնիսկ կարող են իոնացնել գազի ատոմներին: Այդ դեպքում հոսանքը աճում է ի հայտ եկած երկրորդային էլեկտրոնների հաշվին:

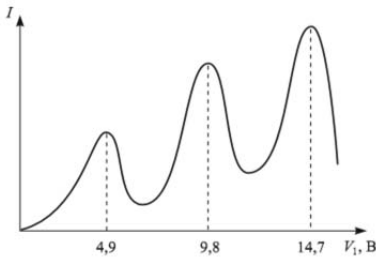


Նկ. 6. Լամպի  $VU_1$ -ի ուժեղ վակուումում

Այդ դեպքում հոսանքը աճում է ի հայտ եկած երկրորդային էլեկտրոնների հաշվին:

Ֆրանկ-Հերցի փորձերը կատարվել են սնդիկի գոլորշիների առկայությամբ: Փորձը ցույց է տվել, որ հոսանքը

Էլեկտրոնների էներգիայի աճին գուզընթաց աճում է ոչ թե մոնոտոն, այլ ունենում է մաքսիմումներ և մինիմումներ՝ Նկ. 7: Սկզբում, երբ էլեկտրոնի էներգիան փոքր է 4.9 էՎ-ից, էլեկտրոնների փունջն անցնում է սնդիկի գոլորշիների միջով՝ չկորցնելով էներգիա: ՎԱԲ-ը ունի սովորական տեսք: Իրոք, այդ դեպքում տեղի է ունենում էլեկտրոնների առաձգական բախում սնդիկի ծանր ատոմների հետ: Էլեկտրոնը փոխում է ուղղությունը, բայց ի վերջո հասնում է անողին: Այդ պատճառով  $I$ -ն աճում է  $U_1$ -ի աճին գուզընթաց: Բայց հենց էլեկտրոնների էներգիան դառնում է 4.9 էՎ, հոսանքը կտրուկ նվազում է: Դա տեղի է ունենում այն բանի շնորհիվ, որ  $E = 4.9$  էՎ էներգիայի դեպքում սնդիկի ատոմների հետ էլեկտրոնների բախման բնույթը փոխվում է: Այդ բախումները դառնում են ոչ առաձգական: Սնդիկի ատոմները ակտիվորեն կլանում են իրենց հարվածող էլեկտրոնների էներգիան, եթե վերջինս հավասար է 4.9 էՎ-ի: Սնդիկի ատոմի ներքին վիճակը փոխվում է, իսկ այն էլեկտրոնները, որոնք ոչ առաձգական հարվածի հետևանքով կորցրել էին իրենց էներգիան, հետևաբար նաև արագությունը, չեն հասնում անողին՝ ալգելակող լարման շնորհիվ: Արագացնող



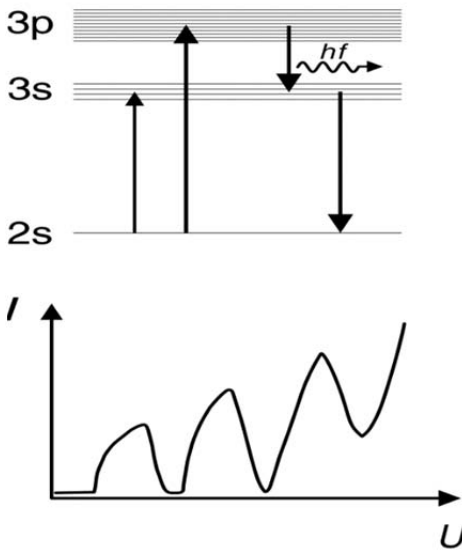
$U_1, \text{Վ}$

Նկ. 7. Սնդիկային լամպում հոսանքի ուժի կախումը արագացնող լարումից Ֆրանկ-Հերցի փորձում

պոտենցյալի 9.8 Վ և 14.7 Վ արժեքների միջև էքստրենումների (մաքսիմում և մինիմում) գոյությունը խոսում է այն մասին, որ այդ դեպքում ոչ առաձգական հարվածից հետո էլեկտրոնը հասցնում է այնպես արագանալ, որ ևս մեկ ոչ առաձգական հարված է տեղի ունենում:

Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի՝ ոչ առաձգական հարվածի ժամանակ էլեկտրոնի էներգիան ծախսվում է ատոմի ներքին վիճակի փոփոխության վրա: Բայց դա տեղի է ունենում հարվածող էլեկտրոնի էներգիայի որոշակի ռեզոնանսային արժեքների դեպքում, այլ ոչ թե էներգիայի ցանկացած արժեքի դեպքում: Հետևաբար ատոմի ներքին էներգիայի հնարավոր վիճակները ընդհատ՝ դիսկրետ են: Սնդիկի ատոմի էներգիական մակարդակը, որն ամենամոտն է նորմալ վիճակին, գերազանցում է վերջինիս 4.9 էՎ-ով:

Սնդիկի ատոմը գտնվում է  $E_0$  էներգիայով հիմնական վիճակում: Նրան հարվածում է  $E = 4.9$  էՎ արագացված էլեկտրոնը:



*Նկ. 8. Վերևում՝ նեոնի արտոմի էներգիական մակարդակների սխեման: Ներքևում՝ նեոնի առկայությամբ Ֆրանկ-Հերցի փորձում էլեկտրոնների արեղծած հոսանքի ուժի կախվածությունը արագացնող լարումից*

Ոչ առաձգական բախման հետևանքով ամբողջ էներգիան փոխանցում է ատոմին, որը գրգռվելով անցնում է  $\Delta E_1 = 4.9$  էՎ-ով ավելի բարձր էներգիայով վիճակ: Ատոմի գրգռումը, այսինքն՝ ցածր էներգիական մակարդակից մեկ հատ բարձր էներգիական մակարդակի անցնելը, տեղի է ունենում այն դեպքում, երբ ատոմին հաղորդված էներգիան հավասար է այդ մակարդակների տարբերությանը: Այդ տարբերության հարաբերությունը էլեկտրոնի լիցքին կոչվում է գրգռման պոտենցիալ: Որոշ ժամա-



նակ անց գրգռված վիճակից ատոմը հետ է գալիս նորմալ վիճակի՝ ճառագայթելով քվանտ  $\lambda = 2537\text{\AA}$  ( $1\text{\AA} = 0.1\text{նմ} = 10^{-10}\text{մ}$ ) ալիքի երկարությամբ: 4.9 էՎ-ը կոչվում է գրգռման առաջին պոտենցիալ: Երկրորդ պոտենցիալը 6.7 էՎ է: Նրան համապատասխանում է սնդիկի լուսարձակման երկրորդ գիծը՝  $\lambda = 1850\text{\AA}$  ալիքի երկարությամբ: Նմանատիպ փորձեր կատարվել են նաև այլ ատոմների հետ: Այդ բոլոր փորձերը, ցույց են տվել, որ ատոմները հարվածող էլեկտրոններից կարող են կլանել էներգիայի ոչ թե կամայական, այլ խիստ որոշակի՝ դիսկրետ բաժիններ: Ստանալով այդ բաժինները՝ ատոմներն անցնում են մոր վիճակների, որոնք ունեն տարբեր ներքին էներգիաներ: Այսպիսով՝ ատոմի էներգիան քվանտացած է:

## 2. Փորձարարական մաս: Սարքի նկարագրություն

Արդեն գիտենք, որ 1914թ. -ին Ֆրանկն ու Հերցը փորձնական ճանապարհով գտան, որ երբ էլեկտրոններն անցնում են սնդիկի գոլորշու միջով, կորցնում են իրենց էներգիաները մաս-մաս՝ *հստակ բաժիններով*: Այդ չափը համապատասխանում է էլեկտրամագնիսական ճառագայթման սպեկտրում ուլտրամանուշակագույն տիրույթին՝  $\lambda \approx 254$  նմ: Քանի որ այս տիրույթի գրանցումը ուղղակիորեն (անզեն աչքով) հնարավոր չէ, երևույթը ցուցադրելու համար պահանջվելու են ֆիզիկական մեծ չափեր ունեցող փորձարարական սարքեր: Իրավիճակն էականորեն փոխվում է, երբ սնդիկի փոխարեն դիտարկվում է նեոն (*Ne*) իներտ գազը (Նկ. 8): Գազի ատոմների էներգիական մակարդակների ամենահավանական գրգռումը, շնորհիվ էլեկտրոնների հետ ոչ առաձգական բախումների, տեղի է ունենում հիմնականում թվով տաս հատ  $3p$  վիճակներից, որոնք ընկած են 18.4 – 19 էՎ տիրույթում: Չորս հատ ավելի ցածր  $3s$  վիճակներից 16.6 – 16.9 էՎ տիրույթում գրգռումն ավելի քիչ հավանական է: Գրգռված ատոմը  $3p$  վիճակից հիմնական վիճակի կարող է անցնել միայն  $3s$  վիճակների միջոցով, որն

ուղեկցվում է երկու ֆոտոնների առաքումով: Այդ ճառագայթած ալիքը ընկած է տեսանելի տիրույթում՝ կարմիր՝ 600 նմ, և կանաչ՝ 500 նմ գույների միջև: Սա է միակ տարբերությունը նեոնով կատարվող փորձում: Դառագայթումը կարելի է ուսումնասիրել նաև անգեն աչքով:

*Սարքավորումներ*

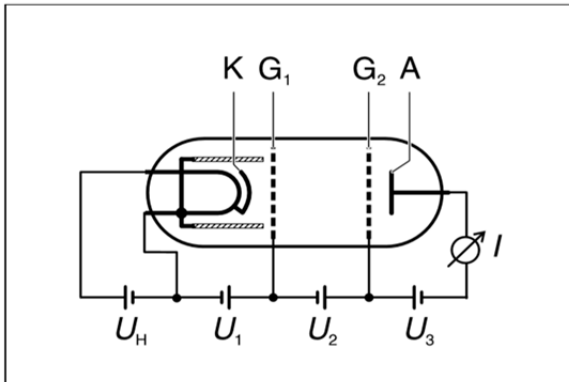
- 1 հատ Ֆրանկ-Հերցի խողովակ՝ Ne-ով – 555870,
- 1 հատ բռնիչ վարդակով և էկրան,
- 1 հատ միացման լար՝ խողովակի համար – 555872,
- 1 հատ սնուցման աղբյուր – 55588:

*Ֆրանկ – Հերցի կորի օպտիմիզացիայի համար անհրաժեշտ են.*

- 1 հատ երկճառագայթային օսցիլոգրաֆ 303-575211,
- 2 հատ էկրանավորված լարեր BNC/4 մմ – 57524:

*Ֆրանկ – Հերցի կորի գրանցման համար անհրաժեշտ է.*

- 1 հատ XY – Yt գրանցիչ SR 720 – 575663,
- Միացնող լարեր:



*Նկ. 9. Ne-ի խողովակով Ֆրանկ-Հերցի փորձի սխեման*

Մեկուսացված ապակե խողովակը լցված է սենյակային ջերմաստիճանում 10 մթն. ճնշման տակ գտնվող *Ne* գազով: Ապակե խողովակը հանդիսանում է չորս էլեկտրոդներից կազմված համակարգ (Նկ. 9): Ցանցաձև ղեկավարող  $G_1$  էլեկտրոդը տեղադրված է մոտիկ  $K$  կաթոդին, արագացնող  $G_2$  ցանցը դրված է ավելի հեռու, իսկ հավաքող  $A$  էլեկտրոդը դրված է վերջինիս կողքին: Կաթոդը տաքացվում է անուղղակիորեն, որպեսզի նրա վրա չառաջանա պոտենցիալների տարբերություն: Էլեկտրոդները, պոկվելով տաք էլեկտրոդից, ձևավորում են ամպ: Այդ էլեկտրոդները կաթոդից դեպի  $G_1$  ցանց ձգվում են  $U_1$  վարող պոտենցիալի շնորհիվ: Առաքող հոսանքը գործնականում կախված չէ  $G_1$  և  $G_2$  ցանցերի միջև եղած արագացնող  $U_2$  լարումից, եթե, իհարկե, անտեսվեն անխուսափելի միջանկյալ բախումները: Արգելակող  $U_3$  լարումը տրված է  $G_2$  ցանցի և  $A$  հավաքող էլեկտրոդի՝ անոդի միջև: Միայն բարձր կինետիկ էներգիայով էլեկտրոդները կարող են հասնել հավաքող էլեկտրոդին և նպաստել հոսանքի մեծացմանը:

Այս փորձում արագացնող  $U_2$  լարումը փոխվում է 0–80 Վ տիրույթում, մինչդեռ վարող  $U_1$  և արգելակող  $U_3$  լարումները հաստատուն են: Հոսանքը աճում է՝ հասնելով առավելագույն արժեքին: Ունենալով բավականին մեծ կինետիկ էներգիա՝ էլեկտրոդները բախվում են *Ne*-ի ատոմների հետ և իրենց էներգիան փոխանցում վերջիններիս: Եվ քանի որ բախման հետևանքով էներգիա կորցրած էլեկտրոդները չեն կարողանում հաղթահարել արգելակող  $U_3$  լարումը, հետևաբար հոսանքը էապես նվազում է: Երբ արագացնող  $U_2$  լարումը աճում է, էլեկտրոդների էներգիան մեծանում է այնքան, որ բավականացնում է *Ne*-ի ատոմներին գրգռելու համար: Բախումից հետո էլեկտրոդները, արագացնող լարումով պայմանավորված, նորից արագանում են և նորից գրգռում են *Ne*-ի ատոմները: Արդյունքում ստացվում է կորի երկրորդ մաքսիմումը, և  $U_2$ -ի ավելի մեծ արժեքին համապատասխանում է  $I_A$  հոսանքի ուժի այլ արժեք: Հաստատուն արագացնող  $U_2$  լարման առկա-

յության դեպքում կարելի է դիտարկել ընդհատ կարմիր լուսավորության շերտեր  $G_1$  և  $G_2$  ցանցերի միջև: Ֆրանկ-Հերցի կորի հետ համեմատությունը ցույց է տալիս, որ դրանք բարձր գրգռման խտության շերտեր են:

*Նախնական դիտողություն*

Ֆրանկ-Հերցի ամբողջական կորը գրանցվում է ձեռքով: Փորձնական պարամետրերը օպտիմիզացնելու համար օգտագործվում է երկճառագայթային օսցիլոգրաֆ: XY գրանցիչը օգտագործվում է Ֆրանկ-Հերցի կորը գրանցելու համար:

*Ձեռքով չափումներ*

- Աշխատանքային ռեժիմը դնել MAN (ձեռքով) ռեժիմի վրա և միացնել  $U_2$ -ը, արժեքը՝ ձեռքով փոխելով 0–80 Վ տիրույթում:
- Կարողալ էկրանից  $U_2$  լարման արժեքներն ու հոսանքի ուժի արժեքները և կազմել աղյուսակ:

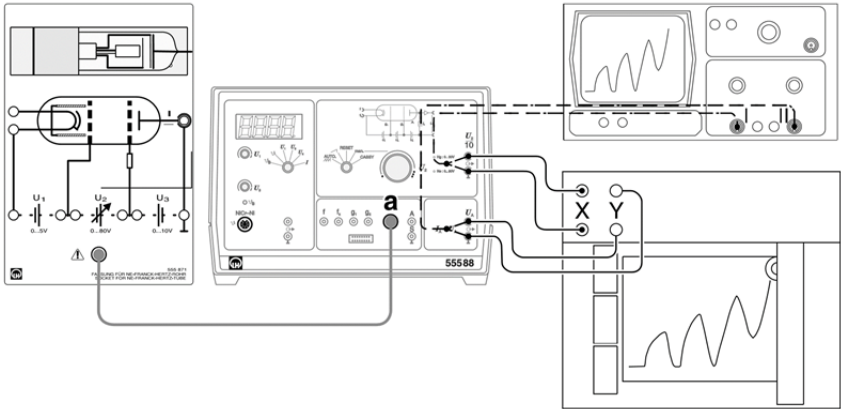
*Օսցիլոգրաֆի ներկայացումը*

- Միացնել ելքային կոճակները  $U_2/10$  -ից երկրորդ ուղուն (1 V/DIV), իսկ ելքային  $U_A$  կոճակները՝ առաջին ուղուն: Օսցիլոգրաֆը բերել XY ռեժիմի:
- Միացնել սնուցման աղբյուրը:
- Դնել Y-կողմնորոշումը այնպես, որ կորի վերին հատվածը երևա էկրանին ամբողջությամբ:

*XY գրանցիչի գրանցումը*

- Միացնել ելքային կոճակները  $U_2/10$  -ը մուտքային X (0.5 Վ/սմ) և ելքային  $U_A$ -ն՝ մուտքային Y (1 Վ/սմ) -ին՝ որպես XY գրանցիչ:
- Աղբյուրը դնել RESET ռեժիմի վրա:
- Հարմարեցնել գրանցիչի զրո կետը X և Y ուղղություններում և նշել այդ կետը:
- Կորը գրանցելու համար գործողության ռեժիմը դնել “RAMP”-ի վրա և իջեցնել գրիչը:

- Երբ ունենանք անբողջական գրանցված կոր, պետք է բարձրացնել գրիչը և միացնել RESET:



Նկ. 10. Ֆրանկ-Հերցի փորձի կարգաբերումը

*Կարգաբերում:* Նկ. 10-ում բերված է փորձի կարգաբերումը:

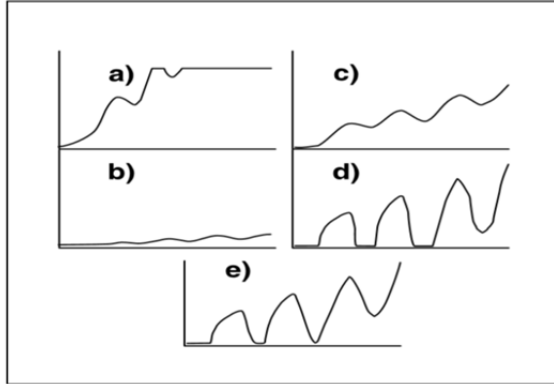
- Ֆրանկ – Հերցի խողովակը պետք է զգուշորեն մտցնել և պահել բռնիչի մեջ: Այնուհետև այն պետք է միացնել a կետին (a կետը գտնվում է սնուցման աղբյուրի վրա):

*Ֆրանկ – Հերցի կորի օպտիմիզացումը*

- Վարող պոտենցիալը դնել  $U_1 = 1.5$  Վ արժեքի վրա, իսկ արգելակող լարումը՝  $U_3 = 5$  Վ: Այնուհետև գծել կորը:

ա)  $U_1$ -ի օպտիմիզացում

$U_1$ -ի մեծ արժեքը բերում է էլեկտրոնների էմիսիոն մեծ հոսանքի: Եթե Ֆրանկ-Հերցի կորը աճում է չափազանց կտրուկ, այսինքն՝ նրա սահմանային արժեքը հասնում է 80 Վ-ի, կորը կտրվում է (Նկ. 11(a)): Այդ դեպքում անհրաժեշտ է.



Նկ. 11. Ֆրանկ-Հերցի կորի օպտիմիզացման սխեման

- Նվազեցնել  $U_1$ -ի արժեքը, մինչև կորը դառնա աստիճանաձև (Նկ. 11(c)):

Եթե Ֆրանկ-Հերցի կորը չափազանց հարթ է, այսինքն՝  $I_A$ -ի արժեքը փոքր է մնացել 5 մԱ-ից բոլոր տիրույթներում (Նկ. 11(b)), այդ դեպքում անհրաժեշտ է.

- Մեծացնել  $U_1$ -ը այնքան, մինչև կորի աստիճանավորումը լինի այնպիսին, ինչպիսին բերված է Նկ. 11(c)-ում:
- Եթե անհրաժեշտ է, կաթոդը լրացուցիչ տաքացվում է՝ ըստ սարքի վրա նշման:

բ)  $U_3$ -ի օպտիմիզացում

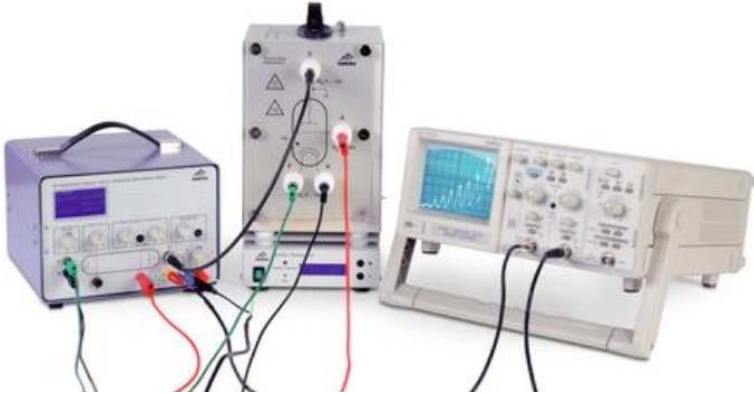
$U_3$  արգելակող լարման մեծացումը առաջացնում է Ֆրանկ-Հերցի կորի լավ որոշված մաքսիմումներ և մինիմումներ, միաժամանակ ընդհանուր կոլեկտորի հոսանքը նվազում է: Եթե կորը որոշված է ոչ բավարար, ինչպես Նկ. 11(c)-ում, այդ դեպքում անհրաժեշտ է.

- $U_3$  արգելակող լարման արժեքը մեծացնել այլ կերպ (մինչև առավելագույնը 18 Վ) և ստանալ Նկ. 11(e)- ի տեսքը:

Եթե Ֆրանկ-Հերց կորի նվազագույն արժեքը կտրվում է հիմքում, ինչպես Նկ. 11(d) -ում, ապա՝

- Սկզբում այլ կերպ նվազեցնել  $U_3$  լարումը, իսկ հետո նվազեցնել  $U_1$ -ը, մինչև ստացվի Նկ. 11(ե)-ի գրաֆիկը:

Ֆրանկ-Հերցի փորձի իրականացման համար օգտագործվող սարքերի համախումբը պատկերված է Նկ. 12-ում:



*Նկ. 12. Ֆրանկ-Հերցի փորձում օգտագործվող սարքավորումները*

#### *Փորձի իրականացումը*

1. Գրանցել Ֆրանկ-Հերցի կորը:
2. Անցնել աշխատանքային ռեժիմի՝ MAN (ձեռքով):
3. Օպտիմիզացնել արագացնող  $U_2$  լարումը, մինչև հստակ դիտվի կարմրադեղնավուն լուսարձակումը  $G_1$  և  $G_2$  ցանցերի միջև:
4. Լրացուցիչ գտնել օպտիմալ արագացնող լարման արժեքներ երկու կամ երեք լուսարձակման տիրույթներ ու գրանցել դրանք:

## 6. Միջուկային մագնիսական ռեզոնանս

### Աշխատանքի նպատակն է՝

1. Ցույց տալ և համեմատել միջուկային մագնիսական ռեզոնանսի (ՄՄՌ) երևույթը տարբեր նյութերում՝ գլիցերինում, պենոպլաստում և տեֆլոնում:

2. Որոշել հաստատուն մագնիսական դաշտում այդ նյութերին բնորոշ ռեզոնանսային հաճախությունները:

3. Համեմատել  $g$  մեծության (գործոնի) սպինային գիրմագնիսական մոմենտների հարաբերությունները  $H^1$  և  $F^{19}$  միջուկներում:

### Ներածություն: Համառոտ տեսական հիմնավորում

ՄՄՌ երևույթը հիմնված է էներգիայի կլանման վրա այնպիսի նյութերի կողմից, որոնք գտնվում են հաստատուն մագնիսի կողմից ստեղծված արտաքին մագնիսական դաշտում և օժտված են միջուկային մագնիսականությամբ: Էներգիան կլանվում է փոփոխական հոսանքի կողմից ստեղծված բարձր հաճախային էլեկտրամագնիսական դաշտի կողմից, որն ուղղված է հաստատուն հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտին ուղղահայաց: Եթե փոփոխական էլեկտրամագնիսական դաշտի հաճախությունը հավասարվում է ռեզոնանսային հաճախությանը, փորձարարական նյութով լցված գրգռված կոճի լրիվ մուտքային դիմադրությունը փոփոխվում է ըստ ռեզոնանսային բնույթի, և օսցիլոգրաֆի էկրանին դիտվում է պիկ: Այս փորձում դիտարկվում են այնպիսի նյութեր, ինչպիսիք են գլիցերինը, պենոպլաստը և տեֆլոնը, որոնցում օգտագործվում է  $H^1$  և  $F^{19}$  միջուկների մագնիսական մոմենտները: Այդ կլանման պատճառը մագնիսական դաշտում միջուկի մագնիսական մոմենտի անցումն է մեկ էներգիական վիճակից մյուսին: Ռեզոնանսային հաճախությունը կախված է հաստատուն հոսանքի ստեղծած դաշտի լարվածությունից, իսկ ռեզոնանսային



ազդանշանի լայնությունը պայմանավորված է դաշտի համասեռությամբ:

$I$  սպինով միջուկի մագնիսական մոմենտը մագնիսական  $B$  դաշտում ընդունում է ընդհատ արժեքներ.

$$E_m = -g_I \cdot \mu_k \cdot m \cdot B, \quad (10)$$

որտեղ  $m = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I$ ,  $\mu_0 = \frac{eh}{4\pi m_p}$  և հայտնի է որպես միջուկային մագնետոն:  $g_I$  գործակիցը կոչվում է ատոմի միջուկի  $g$  գործոն:

Այս դեպքում էներգիական երկու հարևան մակարդակների միջև տարբերությունը կլինի.

$$\Delta E = g_I \cdot \mu_k \cdot B: \quad (11)$$

Եթե էներգիական մակարդակները բավարարում են ռեզոնանսի պայմանին,  $f$  հաճախությամբ համասեռ մագնիսական դաշտին ուղղահայաց մյուս մագնիսական դաշտն էլ հենց իրականացնում է անցումը մի էներգիական մակարդակից մյուսին: Ռեզոնանսը տեղի է ունենում, երբ  $f$  հաճախությունը ճշգրտորեն բավարարում է հետևյալ պայմանին.

$$h \cdot f = \Delta E, \quad (12)$$

որտեղ  $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$  Ջ·վ Պլանկի հաստատունն է:

Այստեղ միջուկամագնիսական ռեզոնանսի երևույթը ցուցադրվում է գլիցերինի, պենոպլաստի և տեֆլոնի վրա: Գլիցերինի և պենոպլաստի դեպքում ռեզոնանսը պայմանավորված է  $H^1$  իզոտոպով, իսկ տեֆլոնի դեպքում՝  $F^{19}$  իզոտոպով: Համասեռ մագնիսական դաշտ հիմնականում ստեղծվում է հաստատուն մագնիսների միջոցով: Դրան ավելանում է Հելմհոլցի կոճերում ստեղծված մագնիսական դաշտ, որն ունի սղոցաձև տեսք: Արդյունքում հնարավոր է լինում որոշել  $f$  հաճախությունը, որի դեպքում տրված մագնիսական դաշտում տեղի է ունենում ռեզոնանսային կլանում:

Պարզության համար այդ մագնիսական դաշտի համար ընտրվում է սղոցաձև իմպուլսի միջին արժեքը:

Փորձում օգտագործվող նյութի միջուկների  $g$  գործոնի արժեքները գրականության մեջ հայտնի են՝  $g_I(H^1) = 5.586$  և  $g_I(F^{19}) = 5.255$ :

Մագնիսական  $B$  դաշտում (11)-ից և (12)-ից ռեզոնանսային հաճախության համար կունենանք.

$$f = g_I \cdot \frac{\mu_k}{h} B: \quad (13)$$

Այստեղից երևում է, որ միևնույն մագնիսական դաշտում տարբեր ատոմների ռեզոնանսային հաճախությունների հարաբերությունը հավասար է նրանց  $g$  գործոնների հարաբերությանը.

$$\frac{f(F^{19})}{f(H^1)} = \frac{g_I(F^{19})}{g_I(H^1)} = 94\%:$$

### **Փորձարարական մաս: Սարքի նկարագրություն**

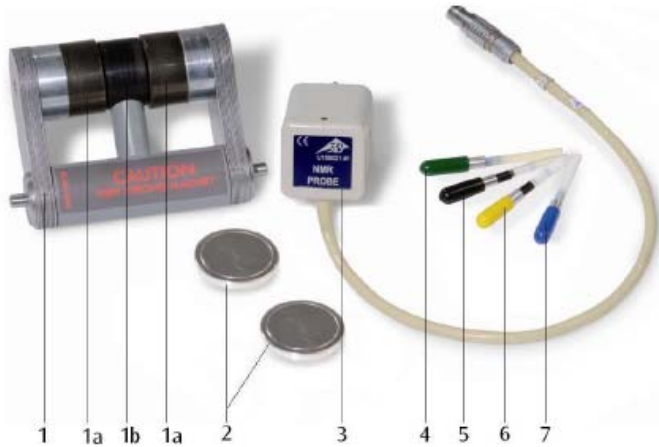
#### **1. Անվտանգության հրահանգներ**

Հաստատուն մագնիսները կարող են գեներացնել ձգողության և վանողության հարաբերական ուժեր, որի արդյունքում առաջանում է մամլման կամ ճեղքման ռիսկ.

- Առանձնահատուկ ուշադիր պետք է լինել, երբ մագնիսը տեղադրում եք հիմնական միավորի մեջ:

- Բացի նախատեսված մագնիսներից, այլ մագնիսներ երբեք չօգտագործել: Մագնիսական դաշտերը կարող են մագնիսական միջավայրից ջնջել տվյալները և ազդել կամ վնասել այն էլեկտրոնային կամ մեխանիկական բաղադրիչները, որոնք գործում են որպես սրտի ռիթմավարներ (պեյսմեյքերներ):

- Ռիթմավարներ կրող մարդիկ չեն կարող այս փորձը կատարել:



Նկ. 13. Փորձում օգտագործվող բաղադրամասերը՝ 1. մագնիսական միավոր, 1ա. մագնիս, 1բ. կապակցում, 2. հավաքող սկավառակներ, 3. ՄՄՌ- նմուշ, 4. պոլիստիրենային նմուշ, 5. համեմատական նմուշ, 6. գլիցերինային նմուշ, 7. տեֆլոնային նմուշ

ՄՄՌ- հավելվածն աշխատում է ԷՊՌ/ՄՄՌ- հիմքի վրա (ԷՊՌ- Էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանս), դա իրականացվում է գլիցերինում, պոլիստիրենում և տեֆլոնում՝ միջուկային սպինային ռեզոնանսի ուսումնասիրության համար: Հիմքը ներառում է ՄՄՌ- նմուշ՝ բարձրհաճախային կոճով, ուժեղ հաստատուն մագնիսով, գլիցերինային նմուշով, պոլիստիրենային նմուշով, տեֆլոնային նմուշով, դատարկ համեմատական նմուշով և երկու սկավառակներով:

2. Տեխնիկական տվյալներ

Հաստատուն մագնիսների մագնիսական հոսքը մոտավորապես 300 մՏլ է, իսկ հաճախության միջակայքը՝ մոտավորապես 11-15 ՄՀց:

3. Հավելյալ սարքավորումներ

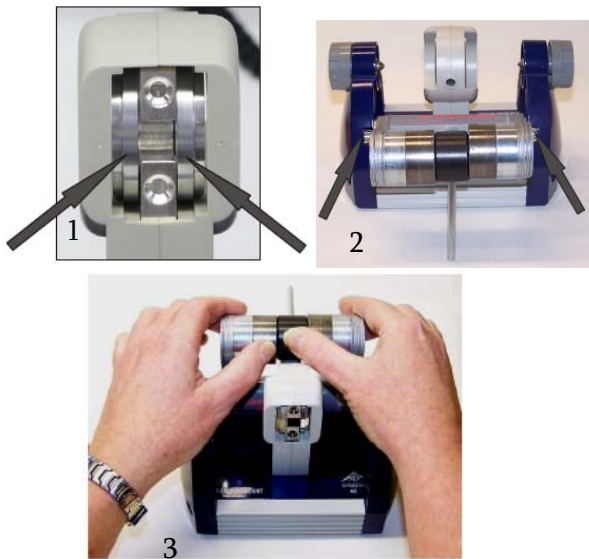
1 ԷՊՌ/ՄՄՌ հիմնական հենք (230 Վ, 50/60 Հց), 1 երկուղի օսցիլոգրաֆ (2×30 ՄՀց), 2 բարձրահաճախային լարեր, 1 ՅԲNETlog<sup>TM</sup> միավոր (230 Վ, 50/60 Հց):

4. Գործողությունների հերթականություն (իրականացնել լաբորանտի օգնությամբ և հսկողությամբ)

4.1 Հիմնական միավորի հավաքումը

Դիսկերը, մագնիսների բևեռի մակերեսները և նմուշի խցիկը հիմնական միավորում պետք է ամբողջությամբ ազատ լինեն ճարպից, կեղտից և բեկորներից. եթե անհրաժեշտություն կա, պետք է մաքրվի իզոպրոպանոլով:

• Տեղադրել դիսկերը նմուշի խցիկի երկու կողմերից (Նկ. 14 (1)):



Նկ. 14. 1. Նմուշի խցիկը ներառված դիսկերի հավաքով: 2. Հիմնական միավորի մեջ մտրցված հասարայուն մագնիսը: 3. Հասարայուն մագնիսից կապակցման հանումը

- Պատել մետաղական ձողը՝ ստացնելով մագնիսական միավորի կապակցման մեջ: Տեղադրել մագնիսական միավորը հիմնական միավորի վրա գտնվող մամլակի մեջ (Նկ. 14 (2)):

- Վերցնել մագնիսական միավորը երկու ձեռքերի մեջ և կապակցումը քաշել դեպի ներքև՝ բութ մատներով (Նկ. 14 (3)):

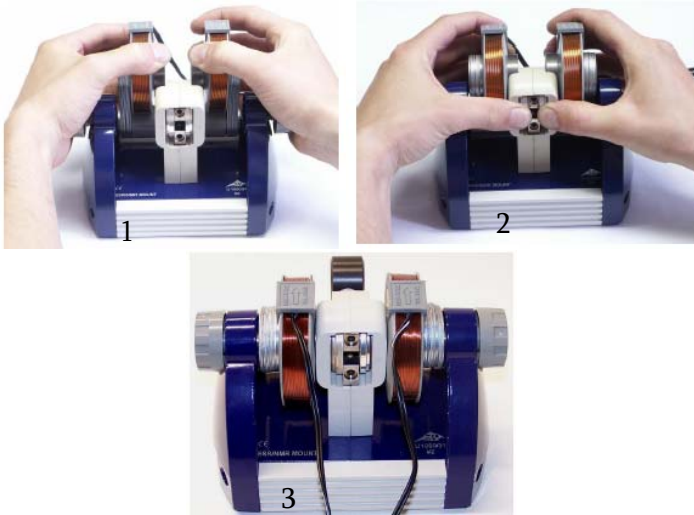
- Կոճերը քաշել մագնիսների վրայով՝ հաստատուն ուղղությամբ, եթե պտուտակը նույնն է: Կոճերի վրա նշված սլաքները պետք է ունենան նույն ուղղությունը:

- Ամբողջական մագնիսական միավորները տեղափոխել հավաքի դիսկերի վրա՝ համոզված լինելով, որ կիրականանա աստիճանական ընթացքը (Նկ. 15 (1)):

- Առանձնացնել ձեռքով երկու կոճերը՝ դրանք քաշելով դեպի դուրս, և ավելացնել տարածություն դրանց միջև: Մեկ քառորդի չավով մագնիսները քաշել դեպի հավաքի դիսկերը (Նկ. 14 (2)):

- Հետ քաշել երկու դիսկերը բութ մատներով և ձգել կոճերը՝ շարժելով մագնիսական հենակները դեպի իրենց ծայրային դիրքերը (Նկ. 14 (3)):

- Ամրացնել երկու պտտված պտուտակները երկու ձեռքով միաժամանակ: Համոզվել, որ մագնիսները կոկիկ դասավորված են հավաքի դիսկերի գագաթին: Եթե անհրաժեշտ է, դիսկերի սլոքները ամբողջությամբ հետ տեղափոխել նմուշի խցիկում և այնուհետև մագնիսը շարժել դեպի եզրային դիրք:



*Նկ. 15. 1. Երկու հասարարուն մագնիսները իրարից հեռացնելը:  
2. Մագնիսների ձգելը դիսկերի վրա: 3. Հիմնական միավորը հասարարուն մագնիսներով և կոճերով*

#### 4.1.1. Մագնիսական միավորի հեռացումը

• Նմուշը հանել հիմնական միավորի մեջ գտնվող նմուշային խցիկից:

• Անջատել լարերը կծիկների և ստուգիչ բարձակի (հենակի) միջև:

• Թուլացնել պտուտակները:

• Պտտել հիմնական միավորը այնքան, մինչև մագնիսական միավորն առաջ ուղղվի:

• Բարձրացնել կապակցումը մինչև նմուշի գազաթը:

• Տեղում պահել կապակցումը բութ մատներով, մյուս մատներն օգտագործել մագնիսական միավորը դեպի առաջ ձգելու համար՝ մինչև երկու մագնիսների միջև եղած կապակցումը: Այնուհետև ամբողջ միավորը դուրս հանել հիմնական միավորից (Նկ. 16):

• Դիսկերը նմուշային խցիկից դուրս բերել:



*Նկ. 16. Մագնիսական միավորի դուրս բերումը հիմնական միավորից*

#### 4.2. Ստուգիչ բարձակի միացումը

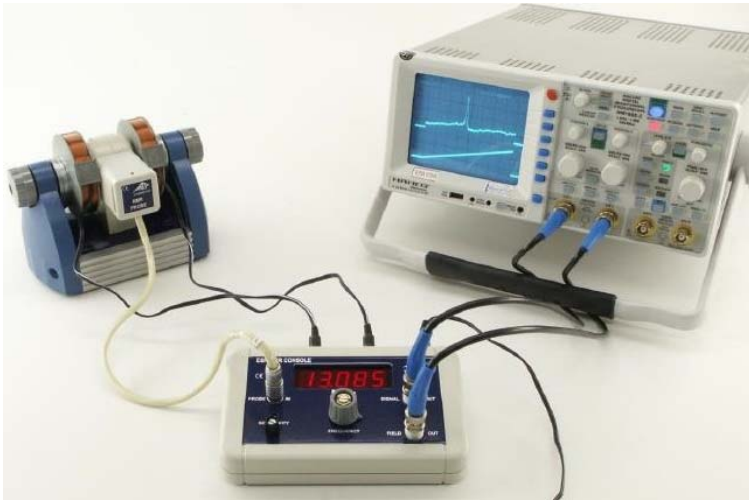
- Նմուշը ներմուծել նմուշային խցիկի մեջ այնպես, որ այն հենվի կորպուսի վրա (Նկ. 17):
- Միացնել լարը նմուշի համար նախատեսված վարդակից ստուգիչ բարձակում՝ նշում կատարելով վարդակի բնիկում:
- Կոճերը միացնել «Կոճ» վարդակին ստուգիչ բարձակի հետևում:
- Միացնել ստուգիչ բարձակը իր էներգիայի մատակարարման կետին «12 VAC/1A» վարդակի միջոցով:



*Նկ. 17. Հիմնական միավորը նմուշով*

### 4.3. Տրամաչափումը և կարգավորումները

#### 4.3.1. Օսցիլոգրաֆի կիրառությունը



Նկ. 18. ՄՄՈՒ փորձի հավաքումը օսցիլոսկոպի հետ մեկտեղ

- Ստուգիչ բարձակի «SIGNAL OUT» վարդակը միացնել օսցիլոսկոպի 1 ուղուն և «FIELD OUT» ելքը՝ 2 ուղուն (Նկ. 18):

- Օսցիլոսկոպը կարգավորել հետևյալ կերպ.

  - Ուղի 1՝ 0.5 Վ DC,

  - Ուղի 2՝ 0.5 Վ DC,

  - Ժամանակի հենք՝ 5 մվ,

  - Ուղի 1-ից շարժել ընկնող ծայրը:

#### 4.3.2. 3BNETlog<sup>TM</sup> կիրառությունը

- Ստուգիչ բարձակի «SIGNAL OUT» վարդակը միացնել  $U_B^{IN}$  մուտքին 3BNETlog<sup>TM</sup> միավորի վրա, իսկ «FIELD OUT» վարդակը՝  $U_A^{IN}$  մուտքին:

- Միացնել 3BNETlog<sup>TM</sup> միավորը համակարգչին և աշխատեցնել 3BNETlog<sup>TM</sup> ծրագիրը:

- Ստեղծել նոր տվյալներ, գրանցել «Measurement lab» «Չափումների լաբ» մենյուից և սահմանել հետևյալ պարամետրերը.



Մուտք Ա. Դաշտ, VDC մուտքի ձև, մուտքի միջակայք 2 Վ:

Մուտք Բ. Ազդանշան, VDC մուտքի ձև, մուտքի միջակայք 2Վ:

- Տրիգերին ամրացնել մուտք Ա-ն ընկնող եզրով: Դրական տրիգերային կետը պետք է կազմի մոտավորապես 10-20%:

- Ակտիվացնել “Օսցիլոսկոպ” կոճակը և սկսել չափումը:  
Օսցիլոսկոպի պատուհանը կբացվի:

#### 4.4. Փորձի ընթացքը

- Գլիցերինային նմուշը (դեղին գլխիկ) մտցնել նմուշային խցիկ (Նկ. 19):

- Հաստատել մոտ 13 ՄՀց հաճախությունը ստուգիչ բարձակի վրա. քանի որ հաճախության կոճակը 10-պտույտով պոտենցիոմետր է, հնարավոր է, որ պետք լինի այն պտտել բազմաթիվ անգամներ:

- Հաստատել զգայունությունը միջավայրի նկատմամբ. անհրաժեշտության դեպքում փոփոխել: Օպտիմալ հաստատման դեպքում LED-ը կարող է թեթևակի թրթռալ: Եթե LED-ը ամբողջությամբ լուսավորվում է, ապա ազդանշանը գերծանրաբեռնված է:

- Զգուշորեն հաստատել լավագույն դիրքը՝ օգտագործելով հաճախային սելեկտորի (ընտրող սարք) կոճակը, փնտրելով առավելագույն ազդանշանը 1-1.5 մվ միջակայքում:



Նկ. 19. Հիմնական միավորը ներմուծված գլիցերինային նմուշով

## Նկատի՛ ունեցեք

Երբ փնտրվում է ազդանշանի առավելագույն արժեքը, կարող է օգտակար լինել պտուտակների մի փոքր թուլացումը, որպեսզի փոխվի մագնիսական դաշտի ուժը, և հետևաբար՝ ազդանշանը: Ազդանշանի օպտիմալացման համար օգտվել 7.5 բաժնից:

- Փոփոխել հաճախությունը մինչև առավելագույն արժեքի մեջտեղը և դուրս գրել այդ հաճախությունը:

- Նորից կրկնել փորձը տարբեր նյութական նմուշներով:

Պոլիստիրենային նմուշի համար (կանաչ գլխիկ) հաճախությունը կլինի նույն միջակայքում, ինչ գլիցերինային նմուշի համար: Տեֆլոնային նմուշի համար (կապույտ գլխիկ) հաճախությունն ավելի ցածր է:

### 4.5. Ազդանշանի օպտիմալացումը

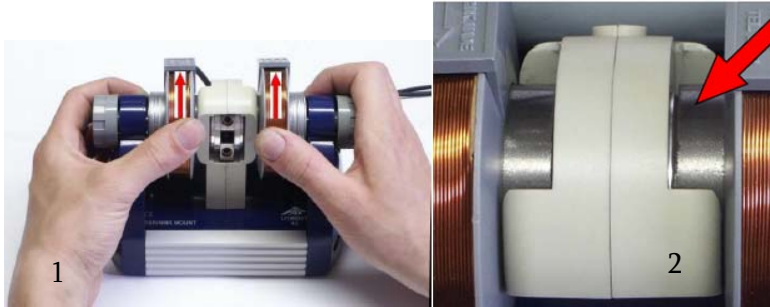
Եթե ազդանշանն աղոտ է (ազդանշանի լայնությունը  $>2$  մվ), սպա գոյություն ունեն մի քանի եղանակներ՝ այն ուղղելու համար: Այս նպատակով սկզբում գրանցվում է այդ ազդանշանը գլիցերինային նմուշի համար, որպեսզի հայտնաբերվի 1 մվ կենտրոնով միջակայք ունեցող ազդանշան:

4.5.1. Երկու պտուտակներն օգտագործել սկավառակների խմբի վրա ճնշումը փոփոխելու համար և դիտարկել ազդանշանը: Հնարավոր է անհրաժեշտ լինի ամրացնել երկու պտուտակները տարբերվող չափերով:

4.5.2. Նմուշը դուրս քաշել (մինչև 5 մմ) և դիտարկել ազդանշանը:

4.5.3. Թեթևակի թուլացնել երկու պտուտակները և մագնիսները շարժել 1-2 մմ-ով իրենց վերջնական դիրքից հեռու: Դա անելու համար օգտագործել բութ մատները՝ երկու կոճերը դուրս քաշելու համար՝ մնացած մատները հանգիստ պահելով հիմնական միավորի վրա (Նկ. 20): Ամրացնել պտուտակը պիկը հայտնաբերելու դեպքում:

4.5.4. Թեթևակի թուլացնել երկու պտուտակները և մագնիսները հեռացնել 1-2 մմ-ով իրենց վերջնական դիրքերից, ապա դրանք հետ շարժել դեպի եզրերը: Սա անելուց շարժել երկու դիսկերը մի փոքր առաջ: Ամրացնել պտուտակները՝ պիկը տեսնելու դեպքում:



Նկ. 20. 1. Մագնիսների շարժելը: 2. Մագնիսը դուրս է շարժվում իր վերջնական դիրքից

4.6. Նյութական մուշների ռեզոնանսային հաճախությունների գնահատումը

Գլիցերին ( $^1\text{H}$ ) 42.58 ՄՀg/S,

Պոլիստիրեն ( $^1\text{H}$ ) 42.58 ՄՀg/S,

Տեֆլոն ( $^{19}\text{F}$ ) 40.06 ՄՀg/S:

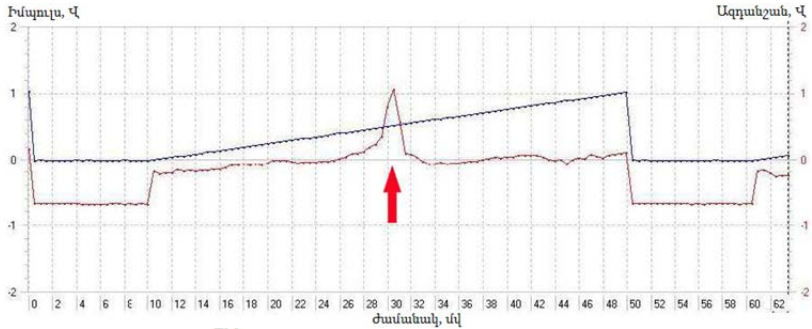
Այսպիսով՝ հաստատուն մագնիսական դաշտում.

$$f_{\text{գլիցերին}} = f_{\text{պոլիստիրեն}}, \quad \frac{f_{\text{Տեֆլոն}}}{f_{\text{գլիցերին}}} = 0.941:$$

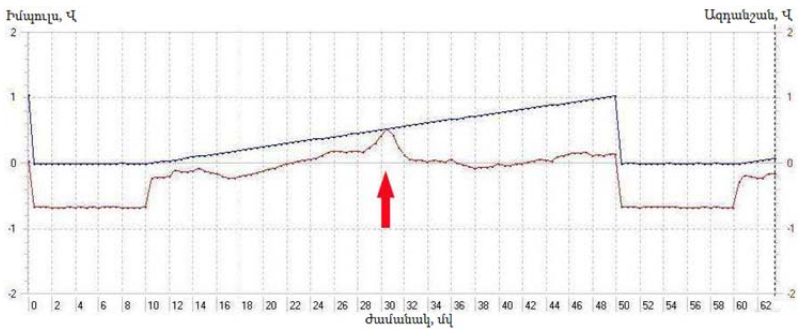
$f(\text{Գլիցերին}) = 12.854 \text{ ՄՀg}$  (Նկ. 21),

$f(\text{Պոլիստիրեն}) = 12.854 \text{ ՄՀg}$  (Նկ. 22),

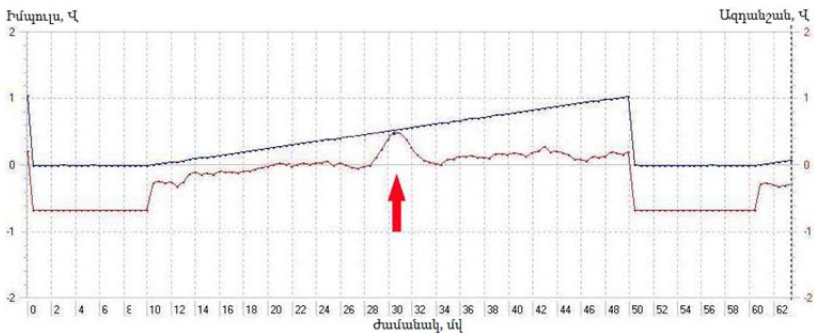
$f(\text{Տեֆլոն}) = 12.100 \text{ ՄՀg}$  (Նկ. 23):



Նկ. 21. 3BNETlab<sup>TM</sup>-ից կրրված հարված (Գլիցերին,  $f=12.854$  ՄՀg)



Նկ. 22. 3BNETlab<sup>TM</sup>-ից կրրված հարված (Պոլիսուրիդին,  $f=12.854$  ՄՀg)



Նկ. 23. 3BNETlab<sup>TM</sup>-ից կրրված հարված (Տեֆլոն,  $f=12.100$  ՄՀg)

## **7. Գաարնթացի շրջանակում ինքնուրույն հետազոտության նպատակով առաջարկվող թեմաներ**

1. Ռեգերֆորդի փորձը
2. Կոմպտոնի էֆեկտի տարրական տեսությունը
3. Ջրածնի ատոմ: Սպեկտրալ գծեր: Ջրածնի ատոմի էներգիական մակարդակների նուրբ կառուցվածք
4. Էլեկտրոնապարամագնիսական ռեզոնանս: Ռեզոնանսի էությունը, ԷՊՌ- սպեկտրի լայնություն
5. Ռենտգենյան ճառագայթում: Ճառագայթման տեսակներ, սպեկտրների առաջացումը
6. Չեեմանի երևույթը: Չեեմանի պարզ և բարդ երևույթներ
7. Զվարկներ
8. Ատոմային միջուկների տրոհում: Տրոհման էներգիա
9. Տրոհման մեխանիզմը: Միջուկային ռեակտոր
10. Միջուկային պայթյուն
11. Միջուկային ռեակցիաներ
12. Միջուկների սինթեզը և տիեզերքը
13. Մեծ պայթյունի տեսությունը
14. Միջուկների սինթեզը աստղերում
15. Միջուկային բժշկություն

## Գրականություն

1. Шпольский Э.В., Атомная физика, т.1, 2. М.: Наука, 1974.
2. Матвеев А.Н., Атомная физика, М.: Высшая школа, 1989.
3. Сивухин Д.В., Курс общей физики, т.5, ч.1, 2. М.: Наука, 1988.
4. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Юдин Н.П., «Частицы и атомные ядра», М., ЛКИ, 2007.
5. Капитонов И.М., "Введение в физику ядра и частиц", М., URSS, 2017.
6. Гончарова Н.Г., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Частицы и атомные ядра. Задачи с решениями и комментариями, М., 2013.
7. Иродов И.Е., Атомная и ядерная физика: сборник задач: учебное пособие для физических специальностей вузов. СПб.: Лань, 2002.
8. Нерсесов Э.А., Основные законы атомной и ядерной физики, М.: Высшая школа, 1988.
9. Савельев И.В., Курс общей физики. т.3. М.: Наука, 1984.
10. Чижик В.И., Ядерная магнитная релаксация. / Чижик В. И.- СПб.: издательство С.-Петербургского университета, 2004.
11. Пименов Г.Г., Краткий курс по ядерному магнитному резонансу / Пименов Г.Г., Гизатуллин Б.И. – Казань, Казанский Государственный Университет, Учебное пособие, 2008.
12. Mitchell, J. Nuclear magnetic resonance cryoporometry/ J. Mitchell, J. Beau W. Webber, J.H. Strange//Phys. Rep.- 2008.-V.461.-P. 1-36.
13. Overloop, K. Freezing phenomena in adsorbed water as studied by NMR/ K. Overloop, L. Van Gerven// J.Magn.Reson.- 1993.-V.101.-P.-179-187.
14. Тюрин Ю.И., Физика. Ч.3., Оптика. Квантовая физика: Учебное пособие для технических университетов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2005.–740 с.

15. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Курс физики. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
16. Савельев И.В., Курс общей физики. Кн.5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: АСТ, 2001. – 368 с.
17. Трофимова Т.И., Курс физики. – М.: Высш. шк, 2002. – 542 с.
18. Столетов А.Г., Избранные сочинения / Под ред. А. К. Тимирязева. – М.; Л.: Гос. изд. техн.-теор. лит., 1950. – 660 с.
19. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., “Начальные главы квантовой механики”, Москва, 2006.
20. Иродов И.Е., “Квантовая физика. Основные законы”, Москва, 2007.
21. Կիրակոսյան Ա. Ա., «Ատոմի ֆիզիկա», ԵՊՀ հրատ., Երևան, 2019:
22. Մարգարյան Շ. Ա., «Միլեկուլային սպեկտրոսկոպիա», ԵՊՀ հրատ., Երևան, 2003:





**ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ**

**ՇԱՀԻՆՅԱՆ ՀԱՍՄԻԿ ԱՇՈՏԻ, ՂԱԶԱՐՅԱՆ ԼՈՒՍԻՆԵ ՍԵՐԺԻԿԻ,  
ԲԱԲԱԶԱՆՅԱՆ ԱՐՄԵՆ ԺՈՐԱՅԻ**

**ԱՏՈՍԱՅԻՆ ԵՎ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ  
ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԳԱՍԸՆԹԱՅԻ  
ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ  
ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ**

*(Ուսումնամեթոդական շեռնարկ)*

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի  
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի  
Հրատ. սրբագրումը՝ Ա. Գոյումջյանի

Ստորագրված է տպագրության՝ 24.11.2021:  
Չափսը՝ 60x84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>: Տպ. մամուլը՝ 4:  
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն  
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1  
[www.publishing.am](http://www.publishing.am)



ՎՐԱՏԱՐԱՎՈՒԹՅՈՒՆ  
ԵՐԵՎԱՆ 2021  
[publishing.ysu.am](http://publishing.ysu.am)