

Ա. Ս. ԹԱՐՈՅԱՆ Ռ.Ս.ՍԱՔԱՆՅԱՆ

ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՍԱՆ ԵՎ
ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ
ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱԿԱՆ ՁԵՌՆԱՐԿ

ԵՐԵՎԱՆ 2014

ՀՏԴ 539.1 (07)
ԳՄԴ 22.38g7
Թ330

Տպագրության է երաշխավորել ՀՀԿԳ
նախարարությունը:

Խմբագիր՝ պրոֆ. Ս. Ներսիսյան
Գրախոսողներ՝ ֆիզմաթ գիտ. դոկտոր, պրոֆ.
Դ. Բաղայան
ֆիզմաթ գիտ. թեկնածու, դոց.
Գ. Սելիքյան

Թ330

Թարոյան Ա. Սաքանյան Ռ.,
Ձերմային ճառագայթման և ատոմային ֆիզիկայի
փորձարարական աշխատանքների ուսումնական
ծեռնահիտ: Երևան, 2014. 84էջ:

Ձերմային ճառագայթման և ատոմային ֆիզիկայի փորձարարական աշխատանքների ուսումնական սույն ձեռնարկում շարադրված է բուհական ֆիզիկայի ծրագրերով նախատեսված տեսական նյութերին համապատասխանող փորձարարական աշխատանքների կատարման ընթացքը: Այն ներառում է ջերմային ճառագայթման և ատոմային ֆիզիկայի հիմնական օրենքները և կանոնները:

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

ՀՏԴ 539.1 (07)
ԳՄԴ 22.38g7

ISBN 978-9939-0-1233-9

© Թարոյան Ա. 2014
© Սաքանյան Ռ. 2014

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 1, 2, 3, 4, 5

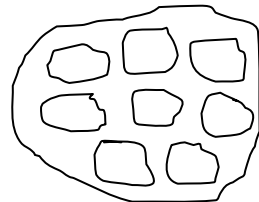
ՀԱՄԱՌՈՏ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

1. ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ

§1-1 ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՈՎԱԾ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ:
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԵՎ ԿԼԱՆՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ:
ԲԱՅԱՐՉԱԿ ՍԵՎ ՄԱՐՄԻՆ: ԿԻՐԽՀՈՅԻ ՕՐԵՆՔԸ: ԳՈՐՇ ՄԱՐՄԻՆ:
ԻՆՏԵԳՐԱԼԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԱԿԼԱՆՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒ-
ԹՅՈՒՆ:

Տաքացվող մարմինները, ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց, ձեռք են բերում լուսաարձակման ընդունակություն: Օրինակ, շիկացած պինդ կամ հալված վիճակում գտնվող մարմինները առաքում են սպիտակ լույս, որի սպեկտրը անընդհատ է: Սառեցմանը զուգընթաց ոչ միայն փոքրանում է մարմնի ճառագայթման ուժգնությունը, այլև փոխվում է ճառագայթման սպեկտրային բաղադրությունը՝ ճառագայթած լույսի գույնը սպիտակից վերածվում է կարմրի, և, ի վերջո, լույսի ճառագայթումը դադարում է: Փորձերը ցույց են տալիս, որ մարմնի ճառագայթման ընդունակությունը կախված է մարմնի և՛ ջերմաստիճանից, և՛ առաքված ալիքի հաճախությունից, ինչպես նաև նրա մակերևույթի վիճակից և քիմիական բաղադրությունից: Բացի ճառագայթման ընդունակությունից, յուրաքանչյուր մարմին օժտված է նաև կլանման ընդունակությամբ, որը նույնպես կախված է մարմնի և՛ ջերմաստիճանից, և՛ նրա կլանած ալիքի հաճախությունից:

Դիտարկենք փակ համակարգ (նկ.1), որում կան տարբեր ջերմաստիճաններով մարմիններ և միմյանց հետ էներգիա կարող են փոխանակել ճառագայթմամբ,



նկ.1

բայց ոչ հպմամբ կամ օդի կոնվեկցիայով: Համակարգում բարձր ջերմաստիճանով մարմինը շատ կճառագայթի, քիչ կկլանի, իսկ մարմինը, որի ջերմաստիճանը ցածր է, կճառագայթի քիչ, շատ կկլանի: Որոշ ժամանակ անց, համակարգի մարմինների ջերմաստիճանների փոփոխության արդյունքում, նրանց միջև կհաստատվի ջերմադինամիկական հավասարակշռություն՝ յուրաքանչյուր մարմին կճառագայթի այնքան էներգիա, որքան՝ կկլանի: Այդպիսի հավասարակշռված ճառագայթումը կոչվում է ջերմային կամ ջերմաստիճանային ճառագայթում:

Ճառագայթմամբ էներգիայի առաքումը և կլանումը ենթարկվում է ջերմային ճառագայթման օրենքներին, որոնց օգնությամբ կարելի է չափել լույսի աղբյուրների բարձր ջերմաստիճանները (շիկացած պինդ և հեղուկ մարմիններ, Արեգակ, աստղեր և այլն), որն անհնար է կատարել այլ եղանակներով: Սինչ ջերմային ճառագայթման օրենքների դիտարկումը, տանը մարմնի ճառագայթման և կլանման սահմանումները:

Մարմնի ճառագայթաստաքման ընդունակությունը մարմնի միավոր մակերեսից, միավոր ժամանակում առաքված էներգիան է հաճախությունների $d\nu$ միջակայքում:

$$E_{\nu,T} = \frac{dW}{d\nu}, \quad 1- (1)$$

այստեղ dW -ն մարմնի միավոր մակերեսից միավոր ժամանակում առաքված էներգիան է հաճախությունների ν և $\nu + d\nu$ տիրույթում: (1) բանաձևից հետևում է, որ $E_{\nu,T}$ -ի չափման միավորը կլինի՝ Ջ/մ²:

Այլ կերպ ասած՝ մարմնի ճառագայթման ընդունակությունը նրա միավոր մակերեսից առաքված հզորությունն է հաճախությունների միավոր լայնության տիրույթում: Ճառագայթման ընդունակությունը կոչվում է նաև մարմնի **լուսատվության սպեկտրային խտություն**:

Մարմինն օժտված է նաև կլանման ընդունակությամբ, որը **մարմնի միավոր մակերեսի, միավոր ժամանակում կլանած ν հաճախության էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի հարաբերությունն է ընկած ալիքի էներգիային:**

$$A_{\nu,T} = \frac{dW'}{dW}, \quad 1- (2)$$

որտեղ dW' -ը միավոր ժամանակում մարմնի միավոր մակերեսի կլանած էներգիան է, dW -ն միավոր ժամանակում մարմնի միավոր մակերեսի վրա ընկած V հաճախության էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիան է:

1-(2) արտահայտությունից հետևում է, որ մարմնի կլանման ընդունակությունը չափայնություն չունեցող մեծություն է:

Ընդունված է **բացարձակ սև մարմին** հասկացությունը: Դա մարմին է, որը ամբողջությամբ կլանում է իր վրա ընկած էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիան անկախ մարմնի ջերմաստիճանից և ալիքի հաճախությունից: Այսպիսով՝ կարելի է ասել, որ **բացարձակ սև** մարմնի կլանման ընդունակությունը հավասար է 1-ի:

$$A_{\nu,T} = 1 \quad 1-(3)$$

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակությունը սովորական մարմիններից տարբերելու համար նշանակենք $\varepsilon_{\nu,T}$ -ով: Այն դարձյալ կախված կլինի առաքված ալիքի հաճախությունից և մարմնի ջերմաստիճանից: Իրականում բացարձակ սև մարմիններ գոյություն չունեն, սակայն կան դրանց առաջարկված մոդելներ, որոնք իրենց հատկություններով նման են բացարձակ սև մարմնին:

Եթե փակ համակարգի (նկ.1) մարմինները գտնվում են ջերմային հավասարակշռության մեջ, ապա նրանցից յուրաքանչյուրը միավոր մակերեսից միավոր ժամանակում կառաքի էներգիայի այնպիսի քանակություն, որը հավասար կլինի նրա կլանած էներգիայի քանակությանը

$$dW = dW' \quad 1-(4)$$

Ստացված առնչությունը չի հակասում Պրևոյի կանոնին, համաձայն որի՝ **եթե երկու մարմիններ կլանում են էներգիայի տարբեր քանակություններ, ապա նրանց ճառագայթումը մույնպես պետք է լինի տարբեր:**

dW -ն և dW' -ը ըստ բոլոր հաճախությունների ճառագայթած և կլանած գումարային (ինտեգրալային) էներգիաներն են:

Գտնենք կապ մարմնի ճառագայթման և կլանման ընդունակությունների միջև: Դրա համար դիտարկենք ջերմամեկուսացված կամայական a և b անվերջ երկար երկու թիթեղներից բաղկացած փակ համակարգ (նկ.2), որտեղ a և b մարմինները էներգիա կարող են

փոխանակել միայն ճառագայթմամբ: Ենթադրենք a թիթեղը սովորական մարմին է, իսկ b թիթեղը, որը ներսի կողմից սև է, ծառայում է որպես սև մարմին: a -մարմնի ճառագայթման և կլանման ընդունակություններն են՝ $E_{\nu,T}$ և $A_{\nu,T}$ իսկ բացարձակ սև b -մարմնի ճառագայթման ընդունակությունն է՝ $\varepsilon_{\nu,T}$: Համաձայն 1-(1) և 1-(2) բանաձևերի a -մարմնի համար կարելի է գրել՝

$$dW = E_{\nu,T} d\nu \quad \text{և} \quad dW' = A_{\nu,T} dW'', \quad 1-(5)$$

Էլեկտրամագնիսական ալիքի dW'' էներգիան, որը b -բացարձակ սև մարմինը ճառագայթում է հաճախությունների ν և $\nu + d\nu$ տիրույթում նրա dW' -մասը կլանվում է a -մարմնի կողմից: Ուստի dW'' էներգիայի համար կարելի է գրել՝

$$dW'' = \varepsilon_{\nu,T} d\nu, \quad 1-(6)$$

1-(6)-հավասարումը տեղադրելով 1-(5)-ի երկրորդ հավասարման մեջ, կունենանք՝

$$dW' = A_{\nu,T} \varepsilon_{\nu,T} d\nu, \quad 1-(7)$$

Ջերմադինամիկական հավասարակշռության ժամանակ a -մարմնի ճառագայթած և կլանած էներգիաները հավասարվում են՝ $dW = dW'$, ուստի 1-(5)-ի առաջին հավասարումից և 1-(7)-ից կունենանք՝

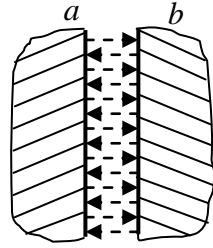
$$E_{\nu,T} d\gamma = A_{\nu,T} \varepsilon_{\nu,T} d\lambda, \quad 1-(8)$$

որտեղից կստացվի՝

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}: \quad 1-(9)$$

1-(9) առնչությունը ստացվել է կամայական a -մարմնի համար, հետևաբար այն ճիշտ է նաև ցանկացած մարմնի համար և կոչվում է Կիրխոֆի օրենք, համաձայն որի՝

ցանկացած մարմնի ճառագայթման ընդունակության հարաբերությունը կլանման ընդունակությանը կախված չէ մարմնի նյութի տեսակից և հավասար է բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակությանը:



նկ. 2

Կիրիստոֆի օրենքից հետևում է, որ եթե T -ջերմաստիճանում մարմինը չի կլանում հաճախությունների ν և $\nu + d\nu$ տիրություն, ապա չի կարող նաև ճառագայթել: Իրոք, եթե $A_{\nu,T} = 0$, ապա $E_{\lambda,T} = A_{\nu,T} \varepsilon_{\nu,T} = 0$:

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակությունը անվանվում է Կիրիստոֆի ֆունկցիա կախված է ν -ից և T -ից:

Ջերմային ճառագայթման տեսությունում օգտվում են նաև իրական մարմնի իդեալականացված մոդելից, որը կոչվում է **գորշ մարմին**:

Մարմինը կոչվում է գորշ, եթե նրա կլանումը միատեսակ է բոլոր հաճախությունների համար և կախված է միայն ջերմաստիճանից, նյութից և նրա մակերեսի վիճակից:

$$A_{\nu,T \text{ գորշ}} = A_T \text{ գորշ}: \quad 1-(10)$$

Ջերմային ճառագայթման խնդիրներ լուծելիս՝ հաճախ հարկ է լինում հաշվել ճառագայթող մարմնի միավոր մակերեսից հաճախությունների ամբողջ տիրություն առաքված գումարային (ինտեգրալային) հզորությունը, որը կոչվում է լուսատվություն կամ գումարային ճառագայթման ընդունակություն, և $E_{\nu,T}$ -ի հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ՝

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\nu,T} d\nu: \quad 1-(11)$$

Օգտվելով Կիրիստոֆի օրենքի 1-(9) հավասարումից՝ կգրենք.

$$E_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} \varepsilon_{\nu,T} d\nu: \quad 1-(12)$$

Գորշ մարմնի դեպքում $A_{\nu,T} = A_T$ և 1-(12)-ից կունենանք՝

$$E_T \text{ գորշ} = A_T \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} d\nu = A_T \varepsilon_T, \quad 1-(13)$$

որտեղ
$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} d\nu: \quad 1-(14)$$

ε_T -ն բացարձակ սև մարմնի միավոր մակերեսից առաքված հզորության գումարային արժեքն է հաճախությունների ($0 \div \infty$) տիրություն և կախված

է միայն ջերմաստիճանից: \mathcal{E}_T -ն կոչվում է նաև բացարձակ սև մարմնի ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակություն:

(1-13)-ը Կիրխոֆի օրենքն է գորշ մարմնի համար, գրված ինտեգրալային տեսքով, համաձայն որի՝ **տվյալ ջերմաստիճանում ավելի ուժեղ են առաքում այն գորշ մարմինները, որոնք օժտված են մեծ կլանման ընդունակությամբ:**

§1-2 ՍՏԵՖԱՆ-ԲՈՒԼՅԱՆԻ ՕՐԵՆԸ: ՎԻՆԻ ՇԵՂՍԱՆ ՕՐԵՆՔԸ

Կիրխոֆի օրենքը (1-(9)) ճիշտ է ցանկացած մարմնի համար, և այն կիրառելու համար կարևոր է իմանալ Կիրխոֆի ֆունկցիան բացահայտ տեսքով, այսինքն՝ իմանալ բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության ֆունկցիայի կախվածությունը ջերմաստիճանից և հաճախությունից: Այդ նպատակով կատարված աշխատանքների արդյունքում հնարավոր դարձավ սկզբում գտնել բացարձակ սև մարմնի միավոր մակերեսից առաքված ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակությունը՝ \mathcal{E}_T -ն: Ստեֆանը փորձով, իսկ Բուլցմանը տեսականորեն գտան.

$$\mathcal{E}_T = \sigma T^4 \tag{1-15}$$

Այսինքն՝ **բացարձակ սև մարմնի ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակությունը ուղիղ համեմատական է նրա բացարձակ ջերմաստիճանի չորրորդ աստիճանին:**

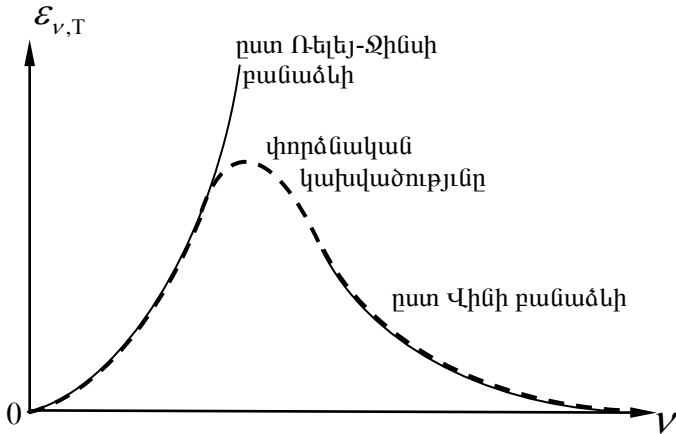
1-(15)-ում $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ վտ/մ² աստիճ⁴ և կոչվում է Ստեֆան-Բուլցմանի հաստատուն:

Ճառագայթող բացարձակ սև մարմնի առաքման սպեկտրը հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում անընդհատ է (նկ. 3):

1905 թվականին Ջինսը ճշտելով բացարձակ սև մարմնի Ռեյլեյի հաշվարկները, վերջնականորեն առաջարկեց հետևյալ բանաձևը՝

$$\mathcal{E}_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT: \tag{1-16}$$

Ինչպես երևում է նկ. 3-ից, փոքր հաճախությունների համար Ռեյլեյ-Ջինսի բանաձևով որոշվող կորը լավ համընկնում է փորձնական կորի հետ, սակայն մեծ հաճախությունների դեպքում ոչ, քանի որ այն մոնոտոն աճում է ν^2 -ն համեմատական, իսկ փորձի արդյունքներով (նկ. 3 ընդհատվող կորը), $\mathcal{E}_{\nu,T}$ -ն ունի առավելագույն արժեք:



Նկ. 3 Ճառագայթող մարմնի առաքման սպեկտրի կախվածությունը ալիքի հաճախությունից:

Մեծ հաճախությունների տիրույթի համար փորձնական հետազոտությունների հիման վրա Վինը առաջարկեց մեկ ուրիշ բանաձև՝

$$\mathcal{E}_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^3} e^{-\chi \frac{\nu}{T}}, \quad 1-(17)$$

որտեղ χ -ն հաստատուն է և ունի աստ.վրկ. չափայնություն:

Սակայն չկար մի համընդհանուր բանաձև, որն արտահայտեր բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության՝ $\mathcal{E}_{\nu,T}$ -ի, կախվածությունը հաճախությունների գրոյից անվերջ արժեքների տիրույթի համար:

Բացարձակ սև մարմնի միավոր մակերեսից առաքված ճառագայթման ընդունակության ինտեգրալային արժեքը կորոշվի 1-(14) բանաձևով, որը հավասար կլինի նկ. 3-ի կորով պարփակված պատկերի մակերեսին:

Փորձարարական աշխատանքների արդյունքներում Վինին հաջողվեց սահմանել մի օրենք, որն ունի հետևյալ բացահայտ տեսքը՝

$$\frac{V_m}{T} = b, \quad 1-(18)$$

b -ն հաստատուն մեծություն է, $b = 5,88 \cdot 10^{10} \text{վ}^{-1} \text{աստ}^{-1}$, իսկ V_m -ը ճառագայթման ընդունակության կորի առավելագույն արժեքին համապատասխանող հաճախությունն է:

Համաձայն 1-(18) բանաձևի՝ Վինի օրենքը կարելի է սահմանել հետևյալ կերպ.

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության առավելագույնին համապատասխանող հաճախությունը ուղիղ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին՝

$$v_m = b \cdot T: \quad 1-(19)$$

Այդ օրենքից հետևում է, որ լույսի աղբյուրի ջերմաստիճանը բարձրացնելու դեպքում, նրա ճառագայթման ընդունակության կորի առավելագույն արժեքը մեծանում է (շեղվում է դեպի մեծ հաճախությունների կողմը), ինչը նշանակում է, որ նրա առաքած լույսի սպեկտրում սկսում են գերակշռել մեծ հաճախության կամ կարճ ալիք երկարության ճառագայթները:

Կարևոր էր գտնել բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրային բաղադրությունը արտահայտող մի ընդհանուր, ամփոփիչ բանաձև, որը ցույց կտար $\varepsilon_{v,T}$ -ի արտահայտությունը բացահայտ տեսքով հաճախությունների $0 \div \infty$ տիրույթում: Այդ հարցի պատասխանը դուրս էր ջերմային ճառագայթման շրջանակներից և դրա բացատրությունը հանդիպում էր դժվարությունների, որոնց հաղթահարման համար Պլանկը առաջ քաշեց ճառագայթման նոր տեսություն, որը **քվանտային քնույթի** էր և հակասում էր դասական ֆիզիկայի օրենքներին:

§1-3 ԲԱՅԱՐՉԱԿ ՍԵՎ ՍԱՐՄՆԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՊԼԱՆԿԻ
ԲԱՆԱՁԵՎԸ, ՌԵԼԵՅ-ՋԻՆՍԻ ԵՎ ՎԻՆԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԻ ՍՏԱՅՈՒՄԸ

Ռելեյ-Ջինսի (1-(16)) բանաձևը ճիշտ է փոքր հաճախությունների տիրույթի համար: Եթե այն օգտագործենք որպես բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ֆունկցիա, ապա բացարձակ սև մարմնի գումարային ճառագայթման ընդունակության համար ըստ 1-(14) բանաձևի, կունենանք՝

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} \nu^2 T d\nu = \infty, \quad 3-(1)$$

որը հակասում է էներգիայի պահպանման օրենքին: Էլեկտրամագնիսական ալիքներ առաքող աղբյուրի զարգացրած հզորությունը սահմանափակ է, և այն անվերջ մեծ էներգիա ճառագայթել չի կարող: (3-(1))-ից բխող եզրակացությունը կոչվեց «գերմանուշակագույն աղետ»:

Օգտվելով դասական ֆիզիկայի պատկերացումներից ոչ տեսական, ոչ էլ փորձարարական ճանապարհներով հնարավոր չէր ստանալ բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության համար բացահայտ տեսքով համընդհանուր մի արտահայտություն:

Առաջին անգամ գերմանացի ֆիզիկոս Մաքս Պլանկին հաջողվեց ստանալ ճիշտ արտահայտություն և այն տեսականորեն հիմնավորել, որի համար նա առաջ քաշեց այն տեսակետը (պնդումը), որ բացարձակ սև մարմնում կան տարրական ճառագայթիչներ, որոնց ճառագայթած քվանտների էներգիաները կարող են ունենալ էներգիայի ցանկացած արժեք: Ըստ Պլանկի, **բացարձակ սև մարմնի ճառագայթումը ոչ թե անընդհատ պրոցես է, այլ ատոմների և մոլեկուլների կողմից ճառագայթում և կլանում, որոնց ճառագայթած ու կլանած էներգիաներն ունեն որոշակի արժեքներ և բավարարում են հետևյալ պայմանին.**

$$W = W_0 \cdot n: \quad 1-(21)$$

որտեղ $n = 1; 2; 3; 4; \dots$, այսինքն, ճառագայթված W -էներգիան ձեռք է բերում էներգիայի տարրական արժեքի՝ քվանտի, W_0 էներգիայի պատիկային արժեքներ:

Պլանկը բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման համար ստացավ հետևյալ բանաձևը՝

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{W_0}{e^{kT} - 1}, \quad 1-(22)$$

որտեղ k -ն Բոլցմանի հաստատունն է՝ $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ջ/աստ, c -ն՝ լույսի արագությունը վակուումում՝ $c = 3 \cdot 10^8$ մ/վ:

1-(22) առնչությունում Պլանկը W_0 -ի համար առաջարկեց հետևյալ բանաձևը՝ $W_0 = h\nu$, որտեղ h -ը կոչվում է Պլանկի հաստատուն: Արդյունքում $\varepsilon_{\nu,T}$ -ն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}: \quad 1-(23)$$

Պլանկի 1-(23) բանաձևից կարելի է ստանալ Ստեֆան-Բոլցմանի և Վիմի շեղման օրենքները:

1. Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը ստանալու համար կատարենք նշանակում՝ $x \equiv h\nu/kT$, որտեղից $\nu = (kT/h)x$, իսկ $d\nu = (kT/h)dx$: 1-(23) բանաձևում ν -ն փոխարինենք x -ով և ինտեգրենք ըստ բոլոր հաճախությունների, նախապես $d\nu$ -ն փոխարինելով dx -ով, կունենանք՝

$$\varepsilon_T = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}: \quad 1-(24)$$

1-(24)-ում ինտեգրալը աղյուսակային ինտեգրալ է, և թվային արժեքն է $\pi^4/15$: Ուստի ε_T -ի համար կունենանք՝

$$\varepsilon_T = \sigma \cdot T^4, \quad 1-(25)$$

որտեղ
$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}: \quad 1-(26)$$

Ստացված 1-(25)-բանաձևը ներկայացնում է Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը: Համաձայն 1-(26)-բանաձևի σ -ի արտահայտության մեջ մտնում են ֆիզիկական հաստատուններ, որոնց թվային արժեքները տեղադրելով և կատարելով հաշվարկ, ստացված արդյունքը համընկնում

է փորձնականորեն որոշված σ -ի թվային արժեքի հետ: Այլ փորձնական ճանապարհներով գտնելով σ -ի թվային արժեքը, 1-(26)-ից կարելի է հաշվել նաև Պլանկի հաստատունի թվային արժեքը:

2. Պլանկի բանաձևից Վինի շեղման օրենքը ստանալու համար, գտնենք Պլանկի բաշխման ֆունկցիայի առավելագույն արժեքին համապատասխանող հաճախությունը: Դրա համար 3-(4)-ում դարձյալ կատարենք $x \equiv h\nu/kT$ նշանակումը, այնուհետև ածանցենք և հավասարեցնենք զրոյի, կստանանք՝

$$\frac{x^2 e^x (3 - 3e^{-x} - x)}{(e^x - 1)^2} = 0: \quad 1-(27)$$

1-(27)-ից կունենանք՝ $3 - 3e^{-x} - x = 0$, որի լուծումը x -ի համար ունի արմատի հետևյալ արժեքները՝ $x_1 = 0$, $x_2 = 2.82$:

Առաջին՝ $x_1 = 0$ արժեքը ε_T -ի համար տալիս է զրո արժեք, որը մեզ չի հետաքրքրում: Երկրորդն է, որ տալիս է ճառագայթման էներգիայի առավելագույն արժեքը, համաձայն որի՝ $h\nu_m/kT = 2.82$, որտեղից՝

$$\frac{V_m}{T} = 5.88 \cdot 10^{10} / \text{վրկ} \cdot \quad 1-(28)$$

Ստացված բանաձևը ճշտորեն համընկնում է փորձով ստացված Վինի շեղման օրենքի 1-(19) բանաձևի հետ, ինչպես նաև b հաստատունի թվային արժեքի:

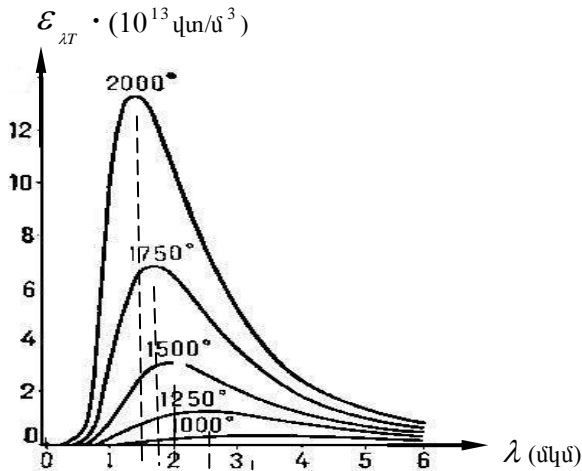
Վինի շեղման օրենքը հարկ է լինում արտահայտել ալիքի երկարությամբ, դրա համար Պլանկի 1-(23) բանաձևում ν -ն փոխարինենք λ -վ, օգտվելով $\nu = c/\lambda$ բանաձևից, որտեղից հաճախության $d\nu$ տիրույթին կհամապատասխանի ալիքի $d\lambda$ տիրույթ՝ $|d\lambda| = (\lambda^2/c)d\nu$:

Պլանկի 1-(23) բանաձևից կունենանք՝

$$\varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \frac{c}{\lambda^2} \varepsilon_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi ch}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} d\lambda,$$

$$\text{կամ} \quad \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi ch}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}: \quad 1-(29)$$

1-(29)-ը բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման Պլանկի բաշխման ֆունկցիան է ըստ ալիքի երկարության:



Նկ. 4 Բացարձակ սև մարմնի առաքման սպեկտրը ըստ ալիքի երկարության ջերմաստիճանի տարբեր արժեքների համար:

Նկ.4-ում պատկերված է ճառագայթող բացարձակ սև մարմնի Պլանկի բաշխման $\epsilon_{\lambda,T}$ -ֆունկցիայի ընթացքը ըստ ալիքի երկարության մարմնի տարբեր ջերմաստիճանների դեպքում: Կորերի տեսքից երևում է, որ բարձր ջերմաստիճանում բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման - ընդունակության առավելագույն արժեքներին համապատասխանող ալիքի երկարությունների մեծությունները շեղվում են դեպի կարճ ալիքների կողմը, ինչը համապատասխանում է Վիլնի շեղման օրենքին:

Վիլնի շեղման օրենքը ալիքի երկարությունից կախված տեսքով ստանալու համար Պլանկի 1-(29) բանաձևը ածանցենք ըստ ալիքի երկարության և հավասարեցնենք զրոյի, կունենանք՝

$$\lambda_m = \frac{b_1}{T}, \tag{1-30}$$

որտեղ b_1 -ը նույնպես կոչվում է Վիլնի հաստատուն, որի թվային արժեքն է՝

$b_1 = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ մ} \cdot \text{K}^\circ$: Այն տարբեր է հաճախությանը արտահայտված Վիինի շեղման օրենքի 1-(18) բանաձևի b -հաստատունից:

Պլանկի 1-(23) բանաձևից փորձենք ստանալ Ռեյ-Ջինսի 1-(16) և Վիինի 1-(17) բանաձևերը:

1. Ռեյ-Ջինսի բանաձևով որոշվող կորը: Պլանկի 1-(23) բանաձևից փոքր հաճախությունների տիրույթում, այսինքն՝ երբ $h\nu \ll kT$, $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ -ն վերածենք շարքի՝

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2!} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^3 + \dots$$

Բավարարվենք շարքի առաջին երկու անդամով, քանի որ մյուս անդամների արժեքները համեմատաբար փոքր են, և դրանք տեղադրելով 1-(23) բանաձևի մեջ, կունենանք՝

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{h\nu/kT} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT: \quad 1-(31)$$

Ստացված բանաձևը ճշտորեն համընկնում է Ռեյ-Ջինսի 1-(16) բանաձևի հետ:

2. Մեծ հաճախությունների դեպքում, երբ $h\nu \gg kT$, Պլանկի բանաձևում $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ -ն շատ մեծ կլինի 1-ից, ուստի նրա թվային արժեքի նկատմամբ 1-ը կարելի է անտեսել և արդյունքում կունենանք՝

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^3 h}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}: \quad 1-(32)$$

Վերջին բանաձևը համընկնում է Վիինի 1-(17) բանաձևի հետ:

§1-4 ՊԻՐՈՍԵՏՐԵՐ: ԼՈՒՅՍԻ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ:

Ջերմային ճառագայթման օրենքների կիրառմամբ օպտիկական եղանակով, կարելի է չափել հեռվում գտնվող և բարձր ջերմաստիճան ունեցող (1000^0 և ավելի) լույսի աղբյուր հանդիսացող մարմինների ջերմաստիճանները: Ջերմաստիճանի չափման գիտության այդ ճյուղը

կոչվում է օպտիկական պիրոմետրիա: Պիրոմետրիա բառը հունարեն է և նշանակում է հրաշափոթյուն: Գոյություն ունի օպտիկական պիրոմետրիայի երկու եղանակ՝

1. անհետացող շիկացման թելիկով էլեկտրական լամպի պիրոմետրիա
2. ճառագայթային (ռադիացիոն) պիրոմետրիա:

1. Դիցուք T_x ջերմաստիճանով բացարձակ սև մարմնից առաքված ճառագայթների ճանապարհին տեղավորված է մեկ ուրիշ բացարձակ սև մարմին ավելի փոքր՝ T ջերմաստիճանով: Որպես բացարձակ սև մարմին կարող է ծառայել, օրինակ, էլեկտրական լամպի վոլֆրամե շիկացման թելիկը, որը բացարձակ սև մարմնից առաքված ճառագայթների ֆոնի վրա կերևա մուգ գույնով: Մեծացնելով թելիկով անցնող հոսանքի ուժը՝ բարձրացնելով թելիկի ջերմաստիճանը, հակադրությունը (կոնտրաստը) շիկացման թելիկի և բացարձակ սև մարմնից եկող ճառագայթների միջև կփոքրանա և, երբ թելիկի ջերմաստիճանը հավասարվի բացարձակ սև մարմնի ջերմաստիճանին, լամպի թելիկի պատկերը ճառագայթների ֆոնի վրա կանհետանա: Եթե էլ ավելի բարձրացնենք թելիկի ջերմաստիճանը, ապա թելիկի պատկերը ճառագայթների ֆոնի վրա նորից կերևա, սակայն ավելի պայծառ, քան ճառագայթների ֆոնն է: Նախապես ունենալով թելիկով անցնող հոսանքի ուժի և ջերմաստիճանի միջև աստիճանավորման կորը, որը ցույց է տալիս հոսանքի տվյալ արժեքի դեպքում թելիկի ունեցած ջերմաստիճանը, կարելի է գնահատել բացարձակ սև մարմնի ջերմաստիճանը, երբ հոսանքի տվյալ արժեքի դեպքում թելիկը ճառագայթների ֆոնի վրա անհետանում է: Սակայն հարկ է հաշվի առնել նաև թելիկի գորշության թվային գործակիցի մեծությունը մարմնի ջերմաստիճանը ճիշտ հաշվելու համար:

2. ճառագայթային պիրոմետրի դեպքում, հեռվում գտնվող և բարձր ջերմաստիճան ունեցող ճառագայթող աղբյուրի S մակերեսը ոսպնյակի միջոցով պրոյեկտվում է սևացրած պլատինե նրբաթիթեղի s մակերեսի վրա, որտեղ գտնվում է թերմոզույգի գոդման կետը: Կարելի է ցույց տալ, որ, եթե ոսպնյակը աղբյուրը ամբողջությամբ պրոյեկտում է նրբաթիթեղի s մակերեսի վրա, ապա աղբյուրի միավոր մակերեսից, միավոր ժամանակում ճառագայթված էներգիայի մեծությունը կախված չէ աղբյուրի և

սյիրոմետրի միջև եղած l հեռավորությունից: Այդ դեպքում, նրբաթիթեղի տաքանալու հետևանքով թերմոդույզերի զարգացրած էլեկտրաշարժ ուժը ուղիղ համեմատական կլիմի աղբյուրի ինտեգրալային ճառագայթման ընդունակությանը, այսինքն, աղբյուրի ջերմաստիճանը համեմատական է թերմոդույզերի էլեկտրաշարժ ուժի մեծությանը: Թերմոդույզի աստիճանավորման կորի գրաֆիկով կարելի է հաշվել աղբյուրի ջերմաստիճանը:

Ինչպես նշվեց վերևում՝ լույսի աղբյուրները շրջապատող միջավայրի նկատմամբ ունեն ավելի բարձր ջերմաստիճան: Այդպիսի աղբյուրներ են շիկացման թելիկով էլեկտրական լամպերը, որոնց առաքման սպեկտրը անընդհատ է, և մոտ է բնական (արեգակնային) լույսին: Շիկացման թելիկի $T = 1400^\circ$ ջերմաստիճանի դեպքում նրա ՕԳԳ-ն չի գերազանցում 3%-ը, քանի որ համաձայն Վինի շեղման օրենքի՝ $\lambda_m = b_1 / T$, ճառագայթաառաքման ընդունակության կորի մաքսիմումին համապատասխանող ալիքի երկարությունը գտնվում է հեռավոր ինֆրակարմիր տիրույթում, որը դուրս է աչքի տեսանելի (օպտիկական) տիրույթից: Այնպես որ, տեսանելի տիրույթում է գտնվում ճառագայթաառաքման կորի տակ ամփոփված պատկերի միայն 3%-ը, իսկ առաքված էլեկտրամագնիսական էներգիայի մնացած 97%-ը կլանվելով շրջապատի (բնակարանի պատերի) կողմից, վերածվում է ջերմային էներգիայի: Հետևաբար, հասարակածային երկրներում, իսկ բարեխառն գոտում գտնվող երկրներում միայն ամռան ամիսներին, նպատակահարմար չէ օգտագործել շիկացման թելիկով էլեկտրական լամպեր, քանի որ շոգ բնակարանի ջերմաստիճանը լամպի առաքած էներգիայի հաշվին ավելի կբարձրանա, իսկ ձմռան ամիսներին՝ հակառակը, այն բնակարանի ջեռուցման համակարգի աշխատանքին գուգահեռ, կնպաստի բնակարանի տաքացմանը: Սակայն, ամեն դեպքում, էլեկտրական հոսանքով բնակարան տաքացնելը շալտություն է: Ավելի շահավետ են լյումինիսցենտային լամպերը, որոնցում աշխատող (լույս առաքող) զազերը սնդիկի և նատրիումի ատոմներն են: Վերջիններս սպառում են էլեկտրաէներգիայի քիչ քանակություն, սակայն նրանց առաքած լույսը հիմնականում կենտրոնացված է սպեկտրի առանձին մասերում և էապես տարբերվում է բնական լույսից, իսկ առաքման սպեկտրի առավելագույն

արժեքին համապատասխանող ալիքի երկարությունը գտնվում է սպեկտրի դեղնա-կանաչագույն ($\lambda_m = 4800 \text{ \AA}$) և գերմանուշակագույն տիրույթներում: Այդ սպեկտրը վերափոխվում է անընդհատի՝ արեգակնային լույսի սպեկտրի մման, շնորհիվ նրա, որ լամպի ներսի պատերին քաված նյութի ատոմները սնդիկի և նատրիումի ատոմների առաքած լույսի ազդեցությամբ ենթարկվում են օպտիկական գրգռման և ձեռք են բերում լյումինիսցենտային առաքում, որի սպեկտրը մոտ է արեգակնային լույսի սպեկտրին: Այդպիսի լույսի աղբյուրների ՕԳԳ-ն հասնում է 8%:

Մեծ ՕԳԳ-ով են օժտված (մինչև 30%) բարձր ճնշման նատրիումային լամպերը, որոնց առաքած լույսը դեղին գույնի է: Այդ գույնին համապատասխանողը նատրիումի սպեկտրի ամենամեծ ուժգնության $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ ալիքի երկարության գիծն է, որն ունի գրգռման պոտենցիալի փոքր արժեք, ինչի շնորհիվ լուսաառաքման համար ծախսվում է համեմատաբար փոքր քանակության էլեկտրաէներգիա: Առաքած լույսի դեղին գույնի պատճառով այն ունի սահմանափակ կիրառություն և օգտագործվում է հիմնականում փողոցային լուսավորման նպատակներով:

Հեռանկարային են ֆոտոդիոդային լույսի աղբյուրները, որոնք իրենց ծախսած միավոր էներգիայի համեմատ ունեն լուսատվության մեծ արժեք, սակայն ունենալով առաքման փոքր հզորություն, նրանց օգտագործումը սահմանափակ է և բարձրացման ուղղությամբ տարվում են աշխատանքներ:

Պլանկի բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության բանաձևից և նրանից ստացվող բանաձևերի օգնությամբ դիտարկենք մի քանի փորձարարական աշխատանքներ, որտեղ անհրաժեշտ սարքերի և պարագաների միջոցով պետք է կատարվեն համապատասխան չափումներ և ստացված արդյունքների հիման վրա տարբեր հաշվումներ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 1

ՎՈԼՖՐԱՄԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԳՐԱՖԻԿԻ

ԿԱՌՈՒՑՈՒՄԸ $T_1 = 1300\text{K}^0$ ՁԵՐԱՍՏԻՃԱՆՈՒՄ ԵՎ ՆՐԱ

ՀԱՇՎԱՐԿԸ $T_2 = 2000\text{K}^0$ ՁԵՐԱՍՏԻՃԱՆԻ ՀԱՄԱՐ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. վոլֆրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկով լամպի առաքման սպեկտրի ուսումնասիրումը և թելիկի ջերմաստիճանը հաշվումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ՄՍԸ-2 դիֆրակտոչափ, ՄՈՒ-1, ԵՏՈՒ-33 լարման և հոսանքի աղբյուրներ, վոլֆրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկով լույսի աղբյուր, հավաքող (կոնդենսորային) ոսպնյակ, միկրոսամպերաչափ կամ միկրովոլտաչափ:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՅՔԸ:

Վոլֆրամը, այլ նյութերի հետ համեմատած, իր ճառագայթման ընդունակությունով մոտ է բացարձակ սև մարմնին, ուստի կօգտվենք բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման տեսության բանաձևերից:

Մարմնի ճառագայթման ընդունակության կամ նրա էներգետիկ լուսատվության սպեկտրային խտության կորի հաշվարկը կատարելու և հաճախությունից կախված նրա գրաֆիկը $T_2 = 2000\text{K}^0$ ջերմաստիճանում կառուցելու համար, նախապես անհրաժեշտ է փորձնականորեն ստանալ նրա կախվածության գրաֆիկը որևէ կամայական ջերմաստիճանի, ենթադրենք՝ 1300K^0 ջերմաստիճանի, համար: Օգտվելով 1-(31) բանաձևից՝ $\varepsilon_{\nu,T} = (2\pi\nu^2/c^2)kT$, որը ճիշտ է ճառագայթման հաճախության փոքր արժեքների դեպքում, $T_1 = 1300\text{K}^0$ և $T_2 = 2000\text{K}^0$ ջերմաստիճանների համար, համապատասխանաբար, կարելի է գրել՝

$$\varepsilon_{\nu_1,T_1} = \frac{2\pi\nu_1^2}{c^2}kT_1 \quad \text{և} \quad \varepsilon_{\nu_2,T_2} = \frac{2\pi\nu_2^2}{c^2}kT_2, \quad (1)$$

Գժվար չէ ստանալ կապը այդ հավասարումների միջև՝

$$\varepsilon_{\nu_1,T_1} \nu_2^2 T_2 = \varepsilon_{\nu_2,T_2} \nu_1^2 T_1 \quad (2)$$

(2) բանաձևի համար Վինի շեղման օրենքը՝ $b = \nu_m / T$ ճիշտ է ոչ միայն

ճառագայթման ընդունակության կորի առավելագույն արժեքին համապատասխանող հաճախության՝ ν_m , այլ նաև նրան մոտ հաճախությունների համար, այնպես որ օգտվելով Վինի շեղման օրենքից կարելի է գրել՝

$$\frac{\nu_1}{T_1} = \frac{\nu_2}{T_2} \quad \text{կամ} \quad \nu_2 = \nu_1 \frac{T_2}{T_1} : \quad (3)$$

(2)-բանաձևից կստանանք՝

$$\varepsilon_{\nu_2 T_2} = \varepsilon_{\nu_1 T_1} \frac{\nu_2^2 T_2}{\nu_1^2 T_1} : \quad (4)$$

(3)-ից ν_2 -ի արժեքը տեղադրելով (4) արտահայտության մեջ $\varepsilon_{\nu_2 T_2}$ -ի համար կունենանք՝

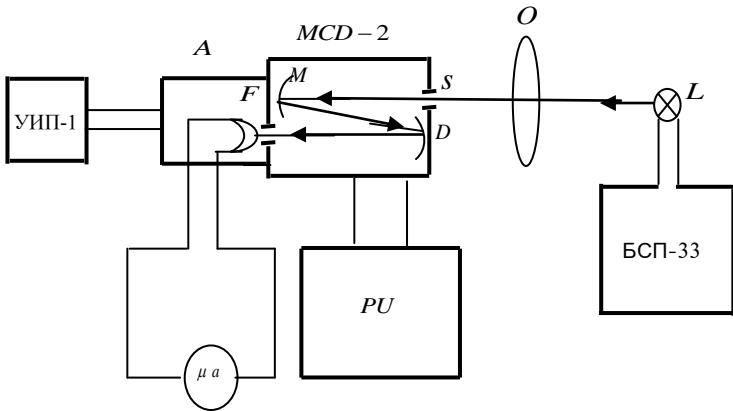
$$\varepsilon_{\nu_2 T_2} = \varepsilon_{\nu_1 T_1} \frac{T_2^3}{T_1^3} : \quad (5)$$

Համաձայն (5)-ի՝ $\varepsilon_{\nu_2 T_2}$ -ի հաշվարկը $T_2 = 2000K^0$ ջերմաստիճանում կատարելու և հաճախությունից կախված նրա գրաֆիկը կառուցելու համար, անհրաժեշտ է փորձով ստանալ $\varepsilon_{\nu_1 T_1}$ -ի կախվածությունը հաճախությունից կամ ալիքի երկարությունից $T_1 = 1300K^0$ ջերմաստիճանում: Այդ կախվածության գրաֆիկը ստանալու համար կատարվում է հետևյալ փորձը, որտեղ օգտագործվում է վոլֆրամե շիկացման թելիկով լամպ:

Նկատի ունենալով, որ լաբորատոր աշխատանքում օգտագործվում է $MCD-2$ մոնոքրոմատոր, որը լույսի աղբյուրի սպեկտրը վերլուծում է ըստ ալիքի երկարության, իսկ (5)-բանաձևում ճառագայթաառաքման ընդունակության փոփոխությունը դիտարկված է հաճախությունից կախված, 3-(9) բանաձևից, համապատասխան գործողություններից հետո (5)-բանաձևի փոխարեն կստանանք ալիքի երկարությունից կախված ճառագայթման ընդունակության բանաձև՝

$$\varepsilon_{\lambda T_2} = \varepsilon_{\lambda T_1} \frac{T_2^3}{T_1^3} \quad (6)$$

ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՍԱՐՔԻ ՆԿԱՐԱԳԻՐԸ, փորձարարական սարքի սկզբունքային սխեման բերված է նկ. 5-ում:



Նկ. 5 Փորձարարական սարքի սկզբունքային սխեման

Կոնդենսորային O ոսպնյակի օգնությամբ L լույսի աղբյուրի վռվբրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկը պատկերվում է անդրադարձնող դիֆրակցիայի ցանցով աշխատող $MCD-2$ մոնոքրոմատորի S մուտքի ճեղքի վրա, որի միջով անցնելուց հետո ընկնում է սարքի ներսում սևեռված M գոգավոր հայելու վրա, որից անդրադառնալով էլ ընկնում է անդրադարձնող D դիֆրակցիայի ցանցի վրա: Վերջինս լուսային փունջը բաժանում է սպեկտրային բաղադրիչ մասերի՝ իրար մոտ անընդհատորեն դասավորված սպեկտրային գծերի, որոնք պատկերվում են էլքի ճեղքի հարթության մեջ նրան զուգահեռ: Ելքի ճեղքին անմիջապես հպված և մետաղական պատյանի մեջ գտնվող լուսազգայուն F ֆոտոդիոդը լուսային ազդանշանը վերածում է էլեկտրականի, որն էլ ուժեղացվելով A ուժեղացուցիչով, չափվում է μa միկրոամպերաչափով: Միկրոշարժիչի օգնությամբ D դիֆրակցիայի ցանցը կարող է պտտվել իր առանցքի շուրջը աջ և ձախ ուղղություններով, ինչը իրականացվում է PU (пульт управления) ղեկավարման վահանակի միջոցով: Դրա շնոր-

հիվ հնարավոր է դառնում F ֆոտոդիոդի վրա ընկած լույսի աղբյուրի սպեկտրը սահուն տեղաշարժել աջ և ձախ ուղղություններով:

Ղեկավարման վահանակի վրա տեղադրված լուսավոր ցուցչային էկրանի վրա գրվում է այն ալիքի երկարության թվային արժեքը, արտահայտված նմ-ով, որը դիֆրակցիայի ցանցի տվյալ դիրքի դեպքում գտնվում է ՄՇԸ-2 մոնոքրոմատորի ելքի ճեղքում, այսինքն՝ F ֆոտոդիոդի վրա: L լույսի աղբյուրի շիկացման թելիկի միջով անցնող հոսանքի ուժի մեծությունը չափվում է μa ամպերաչափով, իսկ հոսանքի ուժը կարգավորվում է ԵՇԲ-33 հոսանքի աղբյուրով նրա բռնակի համապատասխան դիրքի ընտրությամբ:

Չափումներ:

Փորձնականորեն $1300K^{\circ}$ ջերմաստիճանի համար վոլֆրամի ճառագայթման ընդունակության կորի ալիքի երկարությունից ունեցած կախվածության գրաֆիկը ստանալու համար, հարկավոր է L լույսի աղբյուրին սնող ԵՇԲ-33 հոսանքի աղբյուրի բռնակը լինի 4-րդ դիրքում:

ԱՂՅՈՒՍԱԿ 1

| | | | | | |
|-----------------------------|-----|-----|--|-----|-----|
| λ (նմ) | 500 | 520 | | 780 | 800 |
| I (μa) | | | | | |
| $\mathcal{E}_{\lambda T_2}$ | | | | | |

Փորձի տվյալները՝ ղեկավարման վահանակի ցուցչային էկրանի վրայի ալիքի երկարության թվային արժեքները և միկրոամպերաչափի ցուցմունքները գրի առնելու համար աշխատանքային տեսքում գծվում է աղյուսակ 1-ի նման աղյուսակ, որի առաջին տողում նշվում են ղեկավարման վահանակի ցուցչային էկրանի վրա երևացող ալիքի երկարությունների թվային արժեքները, իսկ երկրորդ տողում դրանց համապատասխանող միկրոամպերաչափի սլաքի ցուցմունքի այն

արժեքները (արտահայտված միկրոամպերներով), որոնք երևում են միկրոամպերաչափի սանդղակի վրա:

ՄՈՒՍ-1-ից լարման ընտրված արժեքի դեպքում A ուժեղացուցիչի աշխատանքի ռեժիմը գծային է, այնպես որ միկրոամպերաչափի ցուցմունքը տվյալ ալիքի երկարության դեպքում հանդիսանում է ալիքի ինտենսիվությունը, այսինքն՝ $I_{\lambda T_1} = k\varepsilon_{\lambda T_1}$, որտեղից կունենանք՝

$$\varepsilon_{\lambda T_1} = \frac{I_{\lambda T_1}}{k}, \quad (7)$$

այստեղ k -ն վոլֆրամի գորշության գործակիցն է և հավասար է՝ $k = 0.3$:

Օգտվելով (6) բանաձևից՝ $T_2 = 2000K^0$ ջերմաստիճանում վոլֆրամի ճառագայթաառաքման համար կունենանք՝

$$\varepsilon_{\lambda T_2} = \frac{I_{\lambda T_1} T_2^3}{k T_1^3} \quad (8)$$

Չափումները սկսվում են 500նմ ալիքի երկարությունից մինչև 800նմ ալիքի երկարություն, յուրաքանչյուր քայլի մեծությունը ընտրելով 20նմ: Օրինակ՝ դեկավարման վահանակի լուսավոր թվային էկրանի վրա ընտրվում է 500նմ ալիքի երկարությունը և նրա տակ երկրորդ տողում գրանցվում է միկրոամպերաչափի ցուցմունքը: Այնուհետև վերցվում է 520նմ ալիքի երկարությունը և դարձյալ գրանցվում է այն և այդպես շարունակ մինչև 800նմ, լրացնելով 16 տվյալներ (տվյալներ): Աղյուսակում ստացված արդյունքների հիման վրա, օգտվելով (8) բանաձևից, նախապես ունենալով $(T_2/T_1)^3$ հարաբերության թվային արժեքը, որը հավասար է՝ $(T_2/T_1)^3 = 3.6$, յուրաքանչյուր չափման համար հաշվվում է $\varepsilon_{\lambda T_2}$ -ի արժեքները λ -ի համապատասխան ալիքի երկարության դեպքում և արդյունքները գրանցում են աղյուսակի երրորդ տողում, որից հետո աղյուսակի առաջին և երրորդ տողերի տվյալներով, երբ $T_2 = 2000K^0$ $\varepsilon_{\lambda T_2} = \varepsilon(\lambda)$ կառուցվում է գրաֆիկ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2

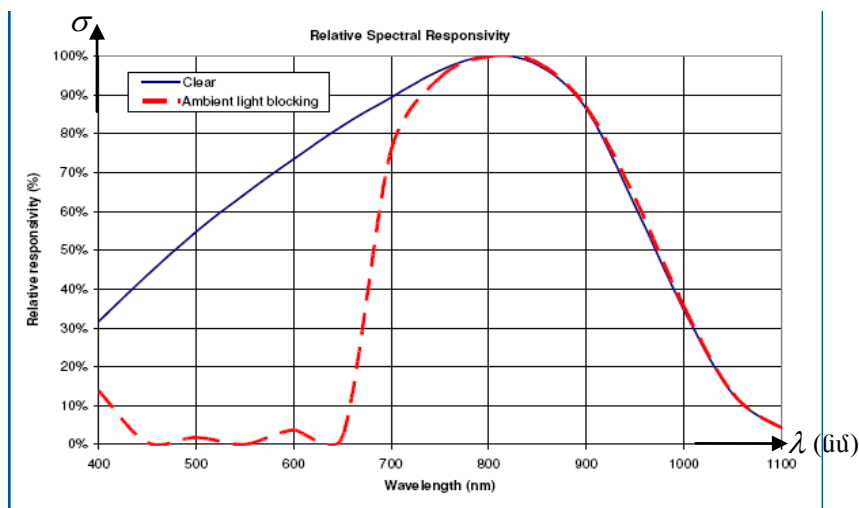
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԿՈՐԻ ԻՐԱԿԱՆ ՏԵՍՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ուսումնասիրել վոլֆրամե շիկացման թելիկով լամպի առաքման սպեկտրի իրական տեսքը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ՄՏՃ-2 դիֆրակտաչափ, ՄՈՒՍ-1, ԵՏՈՒ-33 լարման և հոսանքի աղբյուրներ, վոլֆրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկով լույսի աղբյուր, հավաքող (կոնդենտրային) ոսպնյակ, միկրոսամպերաչափ:

ՓՈՐՁԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Աշխատանք 1-ում օգտագործվող F ֆոտոդիոդի զգայունությունը լույսի տարբեր ալիքների նկատմամբ ունի տարբեր արժեքներ և ալիքի



Նկ. 6 F ֆոտոդիոդի զգայունության կախվածությունը լույսի ալիքի երկարությունից

երկարությունից այդ կախվածությունը բերված է նկ. 6-ում հոժ կորի տեսքով, որից օգտվելով պետք է ստանալ վոլֆրամի ճառագայթման

ընդունակության կամ նրա էներգիական լուսատվության սպեկտրային խտության կորի իրական տեսքը :

Գրաֆիկից երևում է, որ ամենամեծ զգայունությունը (100%) համապատասխանում է $\lambda = 800$ նմ ալիքի երկարությանը, որը MCՃ-2 դիֆրակտաչափի ալիքի երկարությունը չափելու սահմանային արժեքն է:

Այսպիսով՝ $\lambda = 800$ նմ ալիքի երկարության համար ֆոտոդիոդի զգայունությունը հավասար է 100%-ի, կամ $\sigma = 1$, իսկ $\lambda = 800$ նմ-ից կարճ ալիքների երկարությունների համար σ -ի թվային արժեքը փոքր է 1-ից: Հետևաբար, վոլֆրամի ճառագայթման իրական կորը ստանալու համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել ֆոտոդիոդի զգայունության կախվածությունը և ֆոտոդիոդի զգայունությունների թվային արժեքների մեծությունները վերցնել նկ. 6 գրաֆիկից:

ՍԱՐՔԻ ՆԿԱՐԱԳԻՐԸ:

Օգտագործվող սարքը աշխատանք 1-ում օգտագործվող սարքն է, որի աշխատանքի սկզբունքը հանգամանորեն նկարագրված է:

Չափումներ:

Ճառագայթող մարմնի, այս դեպքում վոլֆրամի, ճառագայթման ընդունակության ալիքի երկարությունից ունեցած կախվածության ճշգրիտ հաշվարկը կատարելու և դրա հիման վրա նրա իրական գրաֆիկը կառուցելու համար, անհրաժեշտ է գծել աշխատանք 1-ում բերված աղյուսակ 1-ի նման աղյուսակ, և երկրորդ տողից վերցնել այնտեղի տվյալները: Թող դա լինի աղյուսակ 2-ը, որի երկրորդ

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 2

| | | | |
|---------------------|-----|--|-----|
| λ (նմ) | 500 | | 800 |
| I | | | |
| $I + (1 - \sigma)I$ | | | |

տողում գրված թվային արժեքներում հարկավոր է մտցնել ուղղում, այսինքն՝ ալիքի երկարության յուրաքանչյուր արժեքին համապատաս-

խանող երկրորդ տողում գրված $I (\mu a)$ -ի կամ պարզապես I -ի արժեքները հարկավոր է բազմապատկել $(1 - \sigma)$ -ով և գումարել I -ի արժեքին, որտեղ σ -ն տվյալ ալիքի երկարությանը համապատասխանող զգայունության գործակցի թվային արժեքն է: Հաշվարկների այդ տվյալներով լրացնել աղյուսակ 2-ի երրորդ տողը, որի տվյալները կլինեն իրական կորին համապատասխանող արժեքները:

Աղյուսակ 2-ի երրորդ տողի 16 սյունակներում ալիքի երկարությունների միջև բերված տվյալների հիման վրա միլիմետրային թղթի կամ վանդակավոր տողերով տետրի թերթի վրա կառուցել երկու կորեր՝ առաջին և երկրորդ, ինչպես նաև առաջին և երրորդ տողերի տվյալներով այդ երկու գրաֆիկները և դիտակտիկ եղանակով գնահատել նրանց տարբերությունները:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 3

ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԿՈՐԻ ԿԱՌՈՒՑՄԱՆ
ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ ԼՈՒՅՍԻ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ՁԵՐՍԱՍՏԻՃԱՆԻ
ՀԱՇՎՈՒՄԸ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. փորձնականորեն հաշվել լույսի աղբյուրի ջերմաստիճանը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ՄՇՃ-2 դիֆրակտաչափ, ՄՈՍ-1, ԵՏՈ-33 լարման և հոսանքի աղբյուրներ, վոլֆրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկով լույսի աղբյուր, հավաքող (կոնդենսորային) ոսպնյակ, միկրոսմայերաչափ:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթաառաքման ընդունակության Պլանկի բանաձևը կախված ճառագայթման ալիքի երկարությունից կամ Պլանկի բաշխման ֆունկցիան ըստ ալիքի երկարության համաձայն 3-(9) բանաձևի ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\mathcal{E}_{\lambda, T} = \frac{2\pi ch}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \quad (1)$$

(1)-հավասարումը ինտեգրելով ըստ ալիքի երկարության՝ կունենանք գումարային, ինտեգրալային ճառագայթաառաքման ընդունակությունը՝

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda T} d\lambda : \quad (2)$$

(2)-ում ε_T -ի արժեքը հավասար է $\varepsilon_{\lambda, T}$ -ֆունկցիայի գրաֆիկի կորի տակ ամփոփված պատկերի մակերեսին: Այդպիսի կորերի գրաֆիկներ ստացել ենք աշխատանքներ 1-ում, և 2-ում:

Մյուս կողմից, համաձայն Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքի ունենք՝

$$\varepsilon_T = \sigma T^4 : \quad (3)$$

(3)-բանաձևը վոլֆրամե շիկացման թելիկով L լույսի աղբյուրի ճառագայթման համար կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$I_T = k\varepsilon_T = k\sigma T^4 , \quad (4)$$

որտեղ k -ն վոլֆրամի գորշության գործակիցն է և հետազոտվող ջերմաստիճանային տիրույթում ունի $k = 0.3$ արժեք:

Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը նախապես հայտնի $T_1 = 1300K^0$ ջերմաստիճանի համար, որի դեպքում վոլֆրամե շիկացման թելիկով լամպին սնող հոսանքի աղբյուրը զարգացնում է I_{T_1} հզորություն, կարելի է գրել՝

$I_{T_1} = k\sigma T_1^4$: Իսկ շիկացման թելիկի անհայտ T_2 ջերմաստիճանի դեպքում՝ $I_{T_2} = k\sigma T_2^4$: Վերջին երկու հավասարումներից կունենանք՝

$$\frac{I_{T_2}}{I_{T_1}} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^3 , \text{ որտեղից կունենանք՝ } T_2 = T_1 \sqrt[3]{\frac{I_{T_2}}{I_{T_1}}} \quad (5)$$

Սեր խնդիրն է փորձնական ճանապարհով որոշել T_2 ջերմաստիճանը:

ՍԱՐՔԻ ՆԿԱՐԱԳԻՐԸ:

Օգտագործվող սարքը նույնն է ինչ որ աշխատանք 1-ում: Լամպի թելիկին սնող հոսանքի աղբյուրի բռնակի կամայական դիրքում, (ենթադրենք 6 դիրքում), վոլֆրամի շիկացման թելիկի T_2 ջերմաստիճանը հաշվելու համար նախապես անհրաժեշտ է ունենալ ճառագայթման

ընդունակության ալիքի երկարությունից կախվածության գրաֆիկը հոսանքի աղբյուրի բռնակի 6-րդ դիրքի դեպքում:

Չափումներ:

Չափումները կատարվում են երկու դեպքերի համար՝

1. Վոլֆրամե շիկացման թելիկով լամպը սնող հոսանքի աղբյուրի բռնակի 4-րդ դիրքում չափումները բերված են աշխատանք 1-ի աղյուսակում, և կարելի է օգտվել այնտեղից, կամ նույն աշխատանքը կատարել նորից:

2. Հոսանքի աղբյուրի բռնակի 6-րդ դիրքում չափումները կատարվում են այնպես, ինչպես արվել է աշխատանք 1-ում:

Չափումները սկսվում են 500նմ ալիքի երկարությունից մինչև 800նմ ալիքի երկարությունը յուրաքանչյուր քայլի տեղափոխությունը ընտրելով 20նմ: PU դեկավարման վահանակի լուսավոր թվային էկրանի վրա ընտրվում է 500նմ ալիքի երկարությունը և գրանցվում է միկրոամպերաչափի ցուցմունքը: Այնուհետ վերցվում է 520նմ ալիքի երկարությունը և դարձյալ գրանցվում է միկրոամպերաչափի ցուցմունքը և այդպես շարունակ մինչև 800նմ, ունենալով ալիքի երկարության 16 արժեքներ, որոնց տակ լրացվում է միկրոամպերաչափի 16 ցուցմունքները:

ԱՂՅՈՒՍԱԿ 3

| λ (նմ) | 500 | 520 | | 800 | $I_T = \int_0^{\infty} I_r(\lambda)$ |
|-----------------------|-----|-----|--|-----|--------------------------------------|
| 1. $I_{T_1}(\lambda)$ | | | | | $I_{T_1} =$ |
| 2. $I_{T_2}(\lambda)$ | | | | | $I_{T_2} =$ |

Կատարված չափումներով լրացվում են աղյուսակ 3-ի երկրորդ և երրորդ տողերը, և սյունակների թիվը դառնում է 18:

Աղյուսակի վերջին՝ 18-րդ սյունակի, ներքևի երկու տողերում գրվում են, համապատասխանաբար, առաջին և երկրորդ տողերում նշված միկրոամպերաչափի չափման արդյունքների ինտեգրալների մեծությունները՝

$$I_{T_1} = \int_{500}^{800} I_{T_1}(\lambda) d\lambda, \quad I_{T_2} = \int_{500}^{800} I_{T_2}(\lambda) d\lambda$$

I_{T_1} և I_{T_2} ինտեգրալների թվային արժեքները իրականում հանդիսանում են 500 ÷ 800նմ ալիքային տիրույթում ճառագայթաառաքման կորերի տակ ամփոփված պատկերների մակերեսների մեծությունները, որոնք հաշվելով և իմանալով I_{T_1} -ի ու I_{T_2} -ի թվային արժեքները, (5) բանաձևով հաշվում են լույսի աղբյուրի վոլֆրամե շիկացման թելիկի T_2 ջերմաստիճանը:

Հնարավոր է, որ այս եղանակով վոլֆրամե շիկացման թելիկի ջերմաստիճանի հաշվարկի արդյունքներում փոքր անհամապատասխանություն լինի հաշվարկված և իրական ջերմաստիճանների միջև, սակայն դա էական և որակական նշանակություն ունենալ չի կարող:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 4

ԼԱՍՊԻ ՇԻԿԱՅՄԱՆ ԹԵԼԻԿԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՎԻՆԻ ՇԵՂՄԱՆ ՕՐԵՆՔՈՎ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. Վիննի շեղման օրենքի կիրառումով որոշել վոլֆրամե շիկացման թելիկով լույսի աղբյուրի ջերմաստիճանը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆՆԵՐ. ՄՇԸ-2 դիֆրակտաչափ, ՄՈՍ-1, ԵՏՈՒ-33 լարման և հոսանքի աղբյուրներ, վոլֆրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկով լույսի աղբյուր, հավաքող (կոնդենսորային) ոսպնյակ, միկրոամպերաչափ:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Բացարձակ սև մարմնի ճառագայթաառաքման աշխատանք 2-ում

ստացված երկու կորերից իրականին մոտ է իհարկե, այն կորը, որի կառուցման համար հաշվի է առնվել F ֆոտոդիոդի նկ.6-ում բերված զգայունության գործակցի կախվածության գրաֆիկը ալիքի երկարությունից: Օգտվելով Վինի շեղման օրենքից (§3 1-(10))՝ ճառագայթող բացարձակ սև մարմնի ջերմաստիճանի համար կարելի է գրել՝ $T = b_1 / \lambda_{\max}$, որտեղ $b_1 = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ մ } K^0$., իսկ λ_{\max} -ը բացարձակ սև մարմնի ճառագայթաառաքման ընդունակության առավելագույնին համապատասխանող ալիքի երկարությունն է:

Վինի շեղման օրենքը շիկացած վոլֆրամի համար կիրառելու և նրա իրական ջերմաստիճանը գտնելու համար անհրաժեշտ է իմանալ վոլֆրամի և բացարձակ սև մարմնի ճառագայթաառաքման ընդունակությունների հարաբերության մեծությունը՝ $k = E_T / \varepsilon_T$, որի թվային արժեքը λ_{\max} -ի արժեքին մոտ ալիքային տիրույթում հավասար է՝ $k = 0.33$:

Շիկացած վոլֆրամի իրական ջերմաստիճանի համար կունենանք՝ $T_{\text{իրական}} = kT = kb_1 / \lambda_{\max}$, որտեղ λ_{\max} -ը աշխատանք 2-ում շիկացած վոլֆրամի ճառագայթաառաքման իրական կորի առավելագույնին համապատասխանող ալիքի երկարությունն է, իսկ T -ն բացարձակ սև մարմնի ջերմաստիճանն է և կոչվում է պայծառային ջերմաստիճան:

Օգտվելով իրական ջերմաստիճանի համար ($T_{\text{իրական}}$) վերը գրված բանաձևից և հաշվելով աշխատանք 2-ի գրաֆիկում պատկերված կորի առավելագույնին համապատասխանող λ_{\max} -ի արժեքը, որոշվում է շիկացած վոլֆրամի իրական ջերմաստիճանը, քանի որ աշխատանք 1-ում ճառագայթման ընդունակության կորի գրաֆիկը ստացվել է շիկացման լամպը սնող հոսանքի աղբյուրի բռնակի 4-րդ դիրքի համար, որի դեպքում շիկացման թելիկի ջերմաստիճանն ունի $T = 1300 K^0$ արժեք:

Ցանկալի է հաշվարկում ստացված արժեքը համեմատել $T = 1300 K^0$ արժեքի հետ և գնահատել դրանց տարբերությունը, որով կարելի է գնահատել փորձի հաշվարկներում թույլ տված սխալի չափը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 5

ՍՏԵՖԱՆ-ԲՈՒՆՅԱՆԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՃԱՆԱՊԱՐՀՈՎ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունի թվային արժեքի հաշվումը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆՆԵՐ. ՄՇԸ-2 դիֆրակտաչափ, ՄՊՈ-1, ԵՇՈ-33 լարման և հոսանքի աղբյուրներ, վոլֆրամե ժապավենաձև շիկացման թելիկով լույսի աղբյուր, հավաքող (կոնդենսորային) ոսպնյակ, միկրո-ամպերաչափ:

ՓՈՐՁԻ ԸՆԹԱՑՔԸ. աշխատանք 3-ում Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը վոլֆրամե շիկացած թելիկի համար ունի հետևյալ տեսքը՝

$$I_T = k\varepsilon_T = k\sigma T^4 \quad (1)$$

իսկ T_1 և T_2 ջերմաստիճանների համար, համապատասխանաբար,

$$I_{T_1} = k\sigma T_1^4, \quad I_{T_2} = k\sigma T_2^4 \quad (2)$$

որտեղ σ -ն Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունն է, իսկ k -ն վոլֆրամի գորշության գործակիցն է, որի թվային արժեքը կարճալիքային տիրույթում հավասար է՝ $k = 0.3$: (2)-բանաձևերից Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունի համար կարելի է գրել՝

$$\sigma = \frac{I_{T_1}}{kT_1^4}, \quad \sigma = \frac{I_{T_2}}{kT_2^4}, \quad (3)$$

որտեղ I_{T_1} և I_{T_2} արժեքները հաշված են աշխատանք 3-ում (աղյուսակ 3):

Հայտնի են նաև T_1 և T_2 ջերմաստիճանների արժեքները :

(3)-բանաձևերից առանձին-առանձին հաշվել Ստեֆան-Բոլցմանի σ հաստատունի համար ստացվող երկու արժեքները, այնուհետև որոշել նրանց միջին թվաբանականը և այն համեմատել σ հաստատունի իրական՝ $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ վտ/մ² $K^{\circ 4}$ արժեքի հետ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6,7

ՀԱՄԱՌՈՏ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

2. ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏ

§2-1 ԱՐՏԱՔԻՆ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏ

Դեռևս 19-րդ դարի վերջերին գերմանացի ֆիզիկոս Հ. Հերցը զազային պարպումը ուսումնասիրելիս նկատեց, որ այն ավելի հեշտ է տեղի ունենում, անգամ փոքր լարումների դեպքում, երբ զազային պարպման խողովակի կատողը լուսավորվում է գերմանուշակագույն ճառագայթներով: Այդ երևույթի ուսումնասիրությունները մագնիսական դաշտում ցույց տվեցին, որ կատողից պոկվում են բացասական լիցքակիր մասնիկներ՝ էլեկտրոններ, որոնք էլ հեշտացնում են զազային պարպումը:

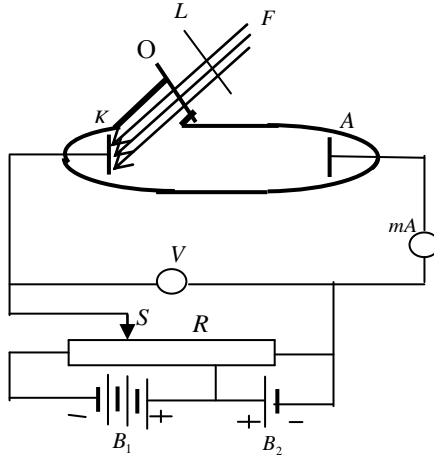
Համաձայն Պլանկի վարկածի (§3) լույսի աղբյուրից լույսի առաքումը և կլանումը տեղի է ունենում էներգիայի դիսկրետ բաժիններով՝ քվանտներով: Պլանկի այդ վարկածը նպաստեց բացատրելու 1890թ, հայտնաբերված ֆոտոէլեկտրական էֆեկտ (ֆոտոէֆեկտ) երևույթի էությունը, համաձայն որի, լուսային քվանտները ընկնելով մետաղի մակերևույթի վրա, նրանից պոկում են էլեկտրոններ, որոնք օժտված են որոշակի էներգիաներով:

Երևույթը, երբ լույսի ազդեցությամբ պինդ և հեղուկ մարմիններից պոկվում են էլեկտրոններ, կոչվում է արտաքին ֆոտոէլեկտրական էֆեկտ կամ ֆոտոէֆեկտ:

Բացի արտաքին ֆոտոէֆեկտից, գոյություն ունի նաև ներքին ֆոտոէֆեկտ, որի դեպքում լույսի ազդեցությանը ենթարկվող կիսահաղորդիչի կամ դիէլեկտրիկի ներսում ավելանում է էլեկտրահաղորդականությանը մասնակցող ազատ լիցքակիր մասնիկների՝ էլեկտրոնների թիվը:

Արտաքին ֆոտոէֆեկտի երևույթը ուսումնասիրելու համար դիտարկենք հետևյալ փորձը, որի սկզբունքային սխեման պատկերված է նկ. 7-

ում: Վակուումային սրվակի ներսում գողված են մետաղական A անոդը և K կատոդը: Սրվակի միջից օդը հանված է, որպեսզի մթնոլորտային օդի ատոմները և մոլեկուլները չխոչընդոտեն էլեկտրոնների ազատ շարժմանը



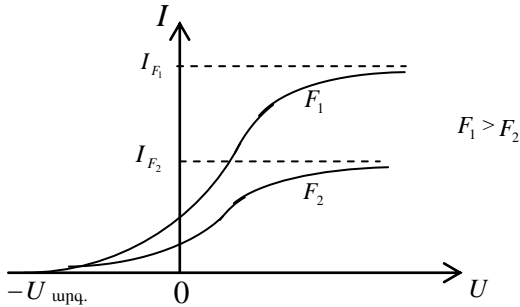
Նկ. 7 Արտաքին ֆոտոէֆեկտի օրենքները ուսումնասիրելու փորձարարական սարքի սկզբունքային սխեման:

կատոդից դեպի անոդ, այսինքն՝ էլեկտրոնների ազատ վազքի երկարությունը լինի ավելի մեծ, քան կատոդ-անոդ միջակայքի հեռավորությունն է: Սրվակի O օպտիկական պատուհանից K կատոդի վրա ընկնում է F լուսային հոսքը, որի հաճախությունը (ν) կարելի է փոփոխել L -լուսազտիչով:

Լուսային հոսքի քվանտները կատոդի ատոմներից պոկում են էլեկտրոններ, որոնք, օժտված լինելով որոշակի էներգիաներով, շարժվում են դեպի անոդ: Փակ շղթայում (նկ. 7), mA -միլիամպերաչափով չափվում է անոդին հասած էլեկտրոններով պայմանավորված հոսանքի ուժի մեծությունը, որը կախված է կատոդ-անոդ լարումից, իսկ վերջինիս մեծությունը չափվում է V -վոլտաչափով: B_1 և B_2 լարման աղբյուրները S սողնակի հետ միասին, կատոդ-անոդ միջակայքում ստեղծում են էլեկտրական դաշտ, որի ուղղությունը և մեծությունը կարելի է փոխել կախված S սողնակի դիրքից: S սողնակը սահելով R դիմադրության

տարբեր կետերով և, կախված այդ կետերի միջև եղած պոտենցիալների տարբերություններից, լարման համապատասխան դրական և բացասական արժեքներ են հաստատվում կատոդի և անոդի միջև, որի շնորհիվ դեպի անոդ գնացող էլեկտրոնների շարժումը կառավարվում է, դարձնելով այն արագացող կամ դանդաղող:

Փորձի արդյունքում, U լարման փոփոխությունից կախված փոխվում է նաև փակ շղթայով անցնող անոդային I հոսանքը, որի վոլտ-ամպերային բնութագրի (ՎԱԲ) գրաֆիկը պատկերված է նկ. 8-ում:



նկ.8 Արտաքին ֆոտոէֆեկտի վոլտ-ամպերային բնութագիրը:

Գրաֆիկից երևում է, որ K կատոդի վրա տարբեր F_1 և F_2 լուսային հոսքեր ընկնելու դեպքում, A անոդին հասնող էլեկտրոնների թիվը, այսինքն՝ անոդային ֆոտոհոսանքը, ձեռք է բերում հագեցման տարբեր՝ I_{F_1} և I_{F_2} արժեքներ, որոնց մեծությունները ուղիղ համեմատական են F_1 և F_2 լուսային հոսքերի մեծություններին, այսինքն,

կատոդից պոկված էլեկտրոնների թիվը ուղիղ համեմատական է լուսային հոսքի մեծությանը:

Գրաֆիկից երևում է նաև, որ անոդային հոսանքը գրոյից տարբեր է կատոդ-անոդ լարման գրո արժեքի դեպքում: Այն աստիճանաբար նվազում է լարման բացասական արժեքների համար (անոդը հանդես է գալիս որպես կատոդ), ընդհուպ մինչև լարման ($-U_{արգ.}$) արժեքը, որտեղ դեպի անոդ գնացող էլեկտրոններով պայմանավորված ֆոտոհոսանքը հավա-

սարվում է գրոյի, քանի որ էլեկտրոնների ձեռք բերած առավելագույն կինետիկ էներգիան չի բավարարում հաղթահարելու արգելակող պոտենցիալային դաշտի eU_0 էներգիան: Էլեկտրոնները մոտենում են անողին, բայց չեն հասնում նրան և շղթայում հոսանք չի առաջանում: Իսկ կատողանող լարման ավելի մեծ՝ $|-U| > |U_{արգ.}|$ արժեքների համար անողային հոսանքը ընդհանրապես հավասար է գրոյի՝ $I = 0$: Այսպիսով, կարելի է ասել, որ էլեկտրոնների ձեռք բերած առավելագույն կինետիկ էներգիան, որի դեպքում էլեկտրոնները դեռևս կարող են հասնել անողին, հավասար կլինի՝

$$\frac{m v_{\max}^2}{2} = e U_{\text{արգ.}} \quad 2- (1)$$

որտեղ m և e էլեկտրոնի զանգվածը և լիցքն են, իսկ v_{\max} այն առավելագույն՝ արագությունն է, որը ձեռք է բերում էլեկտրոնը ֆոտոէֆեկտի ժամանակ:

1905թ. Ա. Այնշտայնը արժանավույնս գնահատելով 1900թ Մ. Պլանկի ջերմային ճառագայթման վարկածը՝ (§1-3) առաջարկեց ֆոտոէֆեկտի քվանտային տեսությունը, համաձայն որի մարմնի կողմից առաքված և կլանված քվանտների ոչ միայն ճառագայթումն ու կլանումն են տեղի ունենում բաժիններով, այլ նաև նրանց տարածումը նույնպես: Այսինքն, լուսային հոսքը իրենից ներկայացնում է լույսի աղբյուրի ատոմների կողմից առաքված ալիքային ցուգերի հոսք, որոնց Այնշտայնը անվանեց ֆոտոններ: Յուրաքանչյուր ֆոտոն օժտված է էներգիայի և իմպուլսի հետևյալ արժեքներով՝

$$\varepsilon = h \nu, \quad p = \frac{h \nu}{c}, \quad 2- (2)$$

որտեղ c -ն լույսի արագությունն է, h -ը Պլանկի հաստատունը, ν -ն ֆոտոն-ցուգ ալիքի հաճախականությունն է:

Ֆոտոէֆեկտի ժամանակ մետաղի ազատ էլեկտրոնը կլանում է ֆոտոնի էներգիան և ձեռք է բերում մետաղից դուրս գալու հնարավորություն: Մետաղի մակերևույթից հեռացող էլեկտրոնները մինչև կատողի մակերևույթին հասնելը գտնվում էին մետաղի մակերևույթից տարբեր

խորություններում, ուստի մինչև մակերևութին հասնելը, էլեկտրոնները ֆոտոնի կլանած էներգիայի տարբեր քանակություններ են ծախսում մետաղի ատոմների հետ իրենց ունեցած բախումների վրա, որի հետևանքով, մետաղի մակերևութից հեռանալիս ունենում են կինետիկ էներգիայի տարբեր արժեքներ, սակայն դրանք բոլորն էլ փոքր են առավելագույն կինետիկ էներգիայից: Մաքսիմում կինետիկ էներգիա ստանում են այն էլեկտրոնները, որոնք գտնվում են մետաղի մակերևութին մոտ և ամբողջությամբ կլանում են ֆոտոնի էներգիան: Մետաղից պոկվելու համար էլեկտրոնի էներգիան պետք է բավականացնի նաև մետաղից նրա ելքի աշխատանքին, որը պայմանավորված է մետաղի մակերևութի սահմանի վրա գոյություն ունեցող պոտենցիալի «կարմիր» $U_{կար}$ արժեքով, որով որոշվում է էլեկտրոնի մետաղից պոկվելու ելքի աշխատանքի մեծությունը՝ $A = e U_{կար}$: $U_{կար}$ պոտենցիալի «կարմիր» անվանման մասին կխոսվի քիչ հետո:

Օգտվելով էներգիայի պահպանման օրենքից, համաձայն որի ֆոտոնի (ցուգի) էներգիան ծախսվում է էլեկտրոնի ելքի աշխատանքի և նրան կինետիկ էներգիա հաղորդելու վրա, կարող ենք գրել՝

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad 2-(3)$$

Ստացված հավասարումը կոչվում է Այնշտայնի հավասարում, որտեղ հաշվի չի առնվել մետաղի ներսից մինչև մակերևութին հասնելը էլեկտրոնի ատոմների հետ ունեցած բախումների վրա կորցրած էներգիան, որը վերածվում է ջերմային կամ ատոմների կողմից ճառագայթվող էլեկտրամագնիսական ալիքների էներգիաների:

Նկատի ունենալով, որ $A = e U_{կար}$ և 2-(1) բանաձևը Այնշտայնի 2-(3) հավասարումը կգրենք հետևյալ տեսքով՝

$$h\nu = eU_{կար} + eU_{արգ.} \quad 2-(4)$$

Այնշտայնի 2-(3) հավասարումից հետևում է՝

կա հաճախության այնպիսի նվազագույն, շեմային արժեք, որից փոքր արժեքների համար ֆոտոէֆեկտ տեղի չի ունենում (ֆոտոհոսանքը հավասար է զրոյի)::

Այդպիսի հաճախություն ունեցող ֆոտոնի էներգիան կբավականացնի միայն էլեկտրոնի ելքի աշխատանքին ($A = e U_{\text{կար}}$) և էլեկտրոնին կհնետիկ էներգիա չի հաղորդվի ($v = 0$, $mv^2/2 = 0$):

Այդ դեպքում 2-(4) բանաձևից կարող ենք գրել՝

$$v_{\min} = \frac{e}{h} U_{\text{կար}} = \frac{A}{h} \quad 2-(5)$$

Կախված մետաղի տեսակից, էլեկտրոնի ելքի աշխատանքը տարբեր է: Տվյալ ելքի աշխատանքով մետաղի համար 2-(5)-ը արտահայտենք ալիքի երկարությամբ, նկատի ունենալով $v_{\min} = c/\lambda_{\max}$: λ_{\max} -սահմանային արժեքից մեծ ալիքի երկարություն ունեցող ֆոտոնների դեպքում ֆոտոէֆեկտի երևույթը դադարում է: Այդ իսկ պատճառով $A = e U_{\text{կար}}$ ելքի աշխատանքին համապատասխանող ալիքի երկարությունը կոչվում է ֆոտոէֆեկտի կարմիր սահման:

Վերը արված դատողությունների հիման վրա կարելի է գրել՝

$$\lambda_{\max} \equiv \lambda_{\text{կար}} = \frac{ch}{A} \quad 2-(6)$$

Ֆոտոէֆեկտի վոլտ-ամպերային բնութագրի գրաֆիկից երևում է նաև, որ արգելակային $-U_0$ պոտենցիալի մեծությունը կախված չէ լույսի հոսքի մեծությունից (նկ. 8-ում երկու կորերի համար հոսանքը հավասար է զրոյի լարման $-U_0$ արժեքի դեպքում), այլ միայն ֆոտոն-ցուգ ալիքի ν հաճախականությունից: Որքան մեծ լինի ֆոտոնի հաճախությունը, այնքան մեծ կլինի էլեկտրոնի էներգիան և նա կարող է ավելի արգելակային մեծ $|-U_0|$ պոտենցիալով դաշտ հաղթահարել:

Նկատի ունենալով 2-(5) հավասարումը՝ 2-(4)-ը կգրենք հետևյալ տեսքով՝

$$eU_{\text{արգ.}} = h(\nu - \nu_{\min}) \quad 2-(7)$$

Սովորաբար ֆոտոհոսանքը ունենում է փոքր արժեքներ, սակայն հատուկ սարքերի՝ ֆոտոբազմապատկիչների օգնությամբ այն կարելի է մեծացնել 10^5 անգամ և չափել սովորական միլիամպերաչափով: 2-(7) հավասարումից Պլանկի հաստատունի համար կունենանք՝

$$h = eU_{\text{արգ}} \frac{1}{v - v_{\text{min}}} : \quad 2- (8)$$

Փորձով չափելով v , v_{min} և $-U_{\text{արգ}}$ մեծությունները 2-(8) հավասարման օգնությամբ կարելի է հաշվել h -ը, որի թվային արժեքը լավ համընկնում է այլ եղանակներով չափված արդյունքների հետ: Իսկ դա խոսում է այն մասին, որ Այնշտայնի 2-(4) և 2-(7) բանաձևերը ճիշտ են:

Նկարագրված փորձում միակ դժվարությունը $-U_{\text{արգ}}$ արժեքի ճիշտ որոշելն է, քանի որ այդ մասում վոլտ-ամպերային բնութագրի կորն ունի շատ փոքր թեքություն (նկ.8), այն գրեթե զուգահեռ է լարման առանցքին:

Ամփոփելով վերը ասվածը՝ նշենք, որ ֆոտոէֆեկտը քվանտային երևույթ է իր բնույթով, որտեղ լույսի քվանտը ցուցաբերում է մասնիկին բնորոշ հատկություն, այնպես, ինչպես մասնիկը հարվածելով նյութին նրանից կարող է պոկել մասնիկ, այնպես էլ այստեղ՝ ֆոտոնը հարվածելով կատոդին, նրանից պոկում է էլեկտրոն: Ֆոտոէֆեկտի քվանտային բնույթի մասին է խոսում նաև այն, որ ֆոտոէֆեկտը գրեթե չունի իներցյանություն, այն շատ արագ ընթացող պրոցես է (10^{-8} վ):

Նշենք նաև, որ գազային միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության պրոցեսում տեղի է ունենում գազի ատոմների և մոլեկուլների իոնացում:

Երևույթը, որի ժամանակ լույսի քվանտները գազի ատոմներից և մոլեկուլներից պոկում են էլեկտրոններ՝ կոչվում է գազի ֆոտոիոնացում:

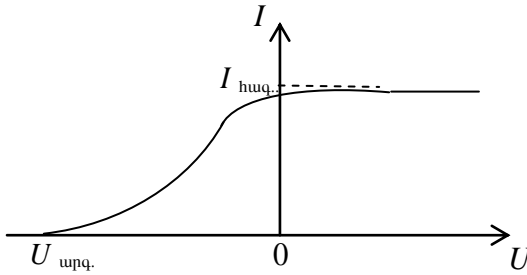
Օդի ատոմների և մոլեկուլների ֆոտոիոնացումը ավելի ուժգին տեղի է ունենում գերմանոշակագույն և ռենտգենյան ճառագայթների ազդեցությամբ:

§2-2 ԱՐԳԵԼԱԿՈՂ ԵՎ ԿՈՆՏԱԿՏԱՅԻՆ ՊՈՏԵՆՅԻԱԼՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆ:

Արգելակող պոտենցիալների տարբերությունը թույլ է տալիս արգելակել կատոդից դուրս թռած և դեպի անոդ շարժվող մաքսիմում կինետիկ էներգիայով $W_{\text{max}} = (mv^2 / 2)$ օժտված էլեկտրոններին հասնել անողին, այսինքն՝

$$W_{\max} = \left(\frac{mU_{\max}^2}{2} \right) = e \cdot U_{\text{արգ.}} : \quad 2-(9)$$

Արդյունքում ֆոտոհոսանքը հավասարվում է զրոյի: Եթե կատոդը և անոդը պատրաստված լինեն նույն մետաղից, ապա պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունը կբացակայի և արգելակող պոտենցիալների տարբերությունը պայմանավորված կլինի միայն արտաքին արգելակող լարումով ($U_{\text{արգ.}} < 0$), որը կշափվի վոլտաչափով (նկ. 9):



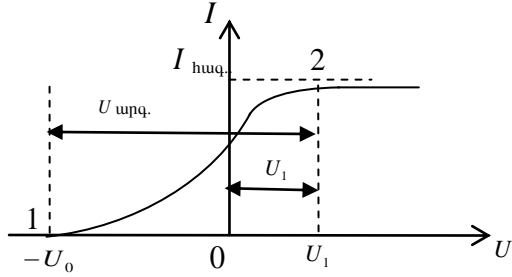
Նկ.9 Ֆոտոհոսանքի վոլտ-ամպերային բնութագիրը կոնտակտային պոտենցիալների բացակայության դեպքում:

Արտաքին արգելակող լարման բացակայության ժամանակ $U_{\text{արգ.}} = 0$, բոլոր ֆոտոէլեկտրոնները, անկախ ստացած արագությունից, կհասնեն անոդին և կստացվի հագեցման ֆոտոհոսանք ($I_{\text{հագ}}$, նկ. 9): Արգելակող պոտենցիալների տարբերության որոշումը դժվարանում է, եթե կատոդը և անոդը պատրաստված են տարբեր մետաղներից: Այդ դեպքում ավելանում է նաև պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունը, որը նույնպես արգելակում է կատոդից դուրս թռած ֆոտոէլեկտրոններին հասնել անոդին: Այս դեպքում պետք է կիրառել էլեկտրոններին արագացնող արտաքին U_1 պոտենցիալ (վոլտաչափով չափվող), որպեսզի ստացվի հագեցման ֆոտոհոսանքը (նկ. 10):

Սակայն հագեցման ֆոտոհոսանքին համապատասխանող վոլտ-ամպերային կորի հորիզոնական մասի սկզբին համապատասխանող 2-կետը (նկ. 10) տեղաշարժվում է դեպի աջ, վոլտաչափի դրական

ցուցմունքների տիրույթ: Այսպիսով, արգելակող պոտենցիալների տարբերության բացարձակ արժեքը, ինչպես երևում է նկ. 10-ից, հավասար կլինի՝

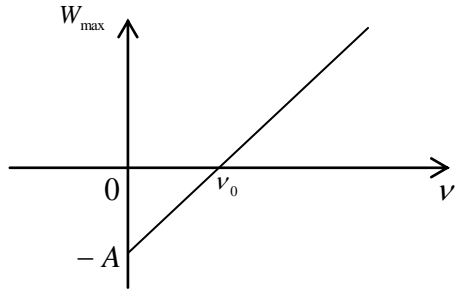
$$U_{\text{արգ.}} = U_1 - U_0 : \quad 2-(10)$$



Նկ.10 Ֆոտոհոսանքի վոլտ-ամպերային բնութագիրը կոնտակտային պոտենցիալների առկայության դեպքում:

Այսպիսով, չափելով $U_{\text{արգ.}}$ -ը, որոշվում է ֆոտոէլեկտրոնների առավելագույն կինետիկ էներգիան և օգտվելով Այնշտայնի 2-(3) բանաձևից կստացվի՝

$$h\nu = A - W_{\text{max}} : \quad 2-(11)$$



Նկ.11 Էլեկտրոնի առավելագույն էներգիայի կախումը ֆոտոնի հաճախությունից:

Հարկ է նշել, որ, եթե U_1 -ի մեծությունը կախված է պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունից, ապա U_0 -ի մեծությունը (վոլտաչափի ցուցմունքը) կախված կլինի կատոդի վրա ընկնող ֆոտոնի ν_0 հաճախությունից: Ինչպես երևում է 2-(9)-ից $W_{\max}(\nu)$ կախվածությունը գծային է, հետևաբար գրաֆիկը կլինի ուղիղ գիծ (նկ.11) և որի հատման կետը հաճախությունների առանցքի հետ կտա ֆոտոէֆեկտի կարմիր սահմանը՝ ν_0 -ն:

W_{\max} առանցքի հետ ուղիղ գծի հատման կետը կտա ֆոտոկատոդից էլեկտրոնի ելքի աշխատանքի մեծությունը: Նկատենք նաև, որ ուղիղ գծի թեքությունը (հաճախությունների ν առանցքի հետ անկյան տանգենսը) հավասար կլինի՝

$$h = \frac{d(h\nu)}{d\nu} = \frac{dW_{\max}}{d\nu} :$$

Պլանկի h հաստատունը կորոշենք վերը շարադրված եղանակով: Սակայն մինչ այդ նշենք, որ 2-(9), 2-(10) և 2-(11) հավասարումներից կունենանք՝

$$h\nu = A + e \cdot U_{\text{արգ.}} = A + e \cdot (U_1 - U_0), \quad 2-(12)$$

որտեղից նույնպես կարելի է որոշել Պլանկի հաստատունը, եթե հայտնի է ֆոտոկատոդի ելքի աշխատանքը՝ A -ն: Բացի այդ 2-(12) հավասարման մեջ վերը նշված պոտենցիալների կոնտակտային տարբերության պատճառով U_1 -ի արժեքը անորոշ է, քանի որ դժվարությամբ է որոշվում հագեցման հոսանքի 2 կետի ճշգրիտ դիրքը, որն էլ ազդում է U_1 -ի մեծության ճիշտ որոշման վրա, հետևաբար, նաև $U_{\text{արգ.}}$ -ի, որն էլ էապես ազդում է h հաստատունի ճշգրիտ արժեքը որոշելու վրա: Ուստի 2-(12) հավասարումը կգրենք հետևյալ կերպ՝

$$e \cdot (U_1 - U_0) = h\nu - A : \quad 2-(13)$$

Նկատի ունենալով, որ U_1 -ի մեծությունը անփոփոխ է (կատողի և անողի նյութերը չեն փոխվում), 2-(13) հավասարումը կգրենք հետևյալ տեսքով՝

$$|e \cdot U_0| = h\nu - (A + e \cdot U_1): \quad 2-(14)$$

Այս հավասարման ձախ մասը ν -ից կախված կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$|e \cdot U_0|(v) = B\nu + A_0, \quad 2-(15)$$

որը ուղիղ գծի հավասարում է, և որտեղից էլ կորոշենք ուղղի թեքության B -գործակիցը՝ Պլանկի h հաստատունի փնտրվող իրական արժեքը: A_0 -ն այստեղ դեր չի կատարում, քանի որ նրա մեջ մտնում են հաստատուն մեծություններ: Բացի այդ 2-(15) հավասարման մեջ անհրաժեշտություն չկա որոշելու ոչ՝ էլեկտրոնների ելքի աշխատանքը, ոչ՝ ֆոտոէֆեկտի V_0 -կարմիր սահմանը և ոչ՝ էլ հաշվի առնել պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6

ՊԼԱՆԿԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ: ՖՈՏՈԿԱՏՈՂԻ ՆՅՈՒԹԻՅ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԵԼՔԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ուսումնասիրել ֆոտոէֆեկտի երևույթը, փորձնական ճանապարհով, որոշել Պլանկի հաստատունի թվային արժեքը և մետաղից էլեկտրոնի ելքի աշխատանքը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. վակուումային ֆոտոէլեմենտ, շիկացման թելիկով լույսի աղբյուր, օպտիկական լուսազտիչներ (կանաչ և նարնջագույն), միկրոամպերաչափ, միլիվոլտաչափ, էլեկտրական լարման աղբյուր, լույսի աղբյուրը սնող հոսանքի աղբյուր, ռեոստատ:

ՓՈՐՁԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Համաձայն 2-(3) և 2-(4) բանաձևերի կարելի է գրել՝

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2} = eU_{\text{կար}} + eU_0: \quad (1)$$

Կանաչ և նարնջագույն օպտիկական լուսազտիչները բաց են թողնում ν_1 (λ_1 -կանաչ ալիքի երկարության) և ν_2 (λ_2 -նարնջագույն ալիքի երկարության) հաճախություններով ալիքներ, որոնց դեպքում կարելի է գրել՝

$$h\nu_1 = A + |eU_1|, \quad h\nu_2 = A + |eU_2|, \quad (2)$$

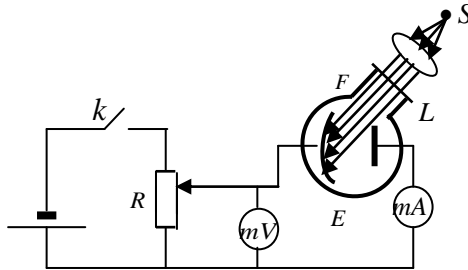
որտեղից կունենանք՝

$$h = \left| \frac{|eU_2| - |eU_1|}{\nu_2 - \nu_1} \right| = \left| \frac{e\Delta U}{\Delta \nu} \right| \quad (3)$$

(3) հավասարումից Պլանկի h հաստատունը հաշվելու համար անհրաժեշտ է չափել U_1 և U_2 լարումների արժեքները, որոնք որոշվում են հետևյալ փորձարարական սարքի օգնությամբ:

ՍԱՐՔԻ ՆԿԱՐԱԳԻՐԸ:

Փորձարարական սարքի սկզբունքային սխեման բերված է նկ. 12-ում:



Նկ. 12 Վակուումային ֆոտոէլեմենտով աշխատող փորձարարական սարքի սկզբունքային սխեման:

Այն բաղկացած է (E) վակուումային ֆոտոէլեմենտից, միլիամպերաչափից (mA), միլիվոլտաչափից (mV), լույսի աղբյուրից (S), օպտիկական կանաչ ($L_1, \lambda_1 = 5225\text{\AA}$) և նարնջագույն ($L_2, \lambda_2 = 6143\text{\AA}$) լուսազտիչներից և լարման աղբյուրից: Ֆոտոէլեմենտը և շիկացման թելիկով լույսի աղբյուրը տեղավորված են լույսի համար անթափանց պատյանիցիկի մեջ, իսկ լուսազտիչները տեղավորվում են ֆոտոէլեմենտից առաջ,

հատուկ պարկուճի մեջ: Լույսի աղբյուրը կարելի է տեղաշարժել ֆոտոէլեմենտի նկատմամբ, մոտեցնել և հեռացնել, որի արդյունքում տեղի է ունենում ֆոտոէլեմենտի վրա ընկնող լուսային հոսքի մեծության փոփոխություն:

Կատողի լուսավորման ժամանակ տեղի ունեցող ֆոտոէլեկտի արդյունքում կատողից պոկված էլեկտրոնները շղթայում առաջացնում են էլեկտրական հոսանք: Ֆոտոկատողի և անողի միջև կիրառված արգելակող դաշտը արգելակում է էլեկտրոնների շարժումը դեպի անող: Երբ այդ դաշտում էլեկտրոնի վրա կատարված աշխատանքը հավասարվում է ֆոտոէլեկտի ժամանակ ֆոտոէլեկտրոնների ստացած առավելագույն կինետիկ էներգիային՝ $eU_0 = mv_{\max}^2 / 2$, էլեկտրական հոսանքի ուժը հավասարվում է զրոյի, որի դեպքում ֆոտոէլեկտի §2-2-ի Այնշտայնի (1) բանաձևը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$hv = A + |eU_0|, \tag{4}$$

որտեղից էլ երկու տարբեր լուսագոտիչների առանձին-առանձին օգտագործման դեպքերի համար կունենանք (3) բանաձևը: (3) բանաձևում U_1 և U_2 լարումների արժեքները որոշվում են հետևյալ կերպ:

Միացվում է լարման աղբյուրը և շղթայով գնում է սկզբնական էլեկտրական հոսանքը: Ռեոստատի միջոցով մեծացնելով ֆոտոէլեմենտին տրվող լարումը՝ չափվում է լարման մեծության այն U արժեքը, որի դեպքում միլիամպերաչափի շղթայում հոսանքը հավասարվում է զրոյի: Այս գործողությունը կատարվում է երկու տարբեր օպտիկական լուսագոտիչների համար առանձին-առանձին, ընդ որում սկզբնական հոսանքի մեծությունը երկու լուսագոտիչների համար ընտրվում է մոտավորապես նույնը, որի համար փոխվում է լույսի աղբյուրի հեռավորությունը ֆոտոէլեմենտից, այսինքն՝ լուսային հոսքի մեծությունը: Շտուտությունը մեծացնելու նպատակով փորձը կրկնվում է լարման տարբեր սկզբնական արժեքների համար և ստացված արդյունքները միջինացվում են:

(3) բանաձևով հաշվվում է Պլանկի հաստատունի թվային արժեքը:

Չափումներ:

Սարքը միացվում է էլեկտրական ցանցին և գործարկվում անջատիչը: Լամպի վառվելը նշանակում է, որ սարքը պատրաստ է աշխատանքի:

Մեղմեղով ձախ վերևի կոճակը, ներքևում գտնվող բռնակը աջ կամ ձախ պտտելով չափիչ սարքի սլաքը բերվում է զրո ցուցմունքի: Բաց թողնել ձախ կողմի կոճակը, բացել խցիկը, տեղադրել կանաչ լուսազտիչը և գրանցել միկրովոլտաչափի ցուցմունքը (U_1): Կանաչ լուսազտիչը փոխարինել նարնջագույնով և գրանցել միկրովոլտաչափի ցուցմունքը (U_2):

Յուրաքանչյուր լուսազտիչի համար փորձը կրկնել երեք անգամ, նախապես միկրովոլտաչափի սլաքը զրոյի բերելով վերը նշված եղանակով, և արդյունքները գրանցել աղյուսակ 4-ի նման տետրում գծված աղյուսակում:

Ստացված արդյունքները միջինացնել: Նկատի ունենալով, որ ֆոտոէլեմենտի ցանցում լարումը ցածր է, օգտագործվում է կարգավորող կամրջակ, որի ուժեղացման գործակիցը 60 է:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 4

| | U_1 | U_2 | ΔU | $\Delta U / 60$ | h |
|-----------|-------|-------|------------|-----------------|-----|
| 1. | | | | | |
| 2. | | | | | |
| 3. | | | | | |
| միջ. արժ. | | | | | |

Հետևաբար, լարումների ճշգրիտ արժեքները ստանալու համար լարման ցուցմունքները պետք է բաժանել 60-ի վրա: (3) բանաձևով հաշվել Պլանկի հաստատունը երեք չափումների համար և վերցնել դրանց միջին արժեքը: (3) բանաձևի միջոցով ստանալով Պլանկի հաստատունի արժեքը՝ այն տեղադրել (2) հավասարումներից որևէ մեկի մեջ և որոշել ֆոտոկատոդի նյութի ելքի աշխատանքը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 7

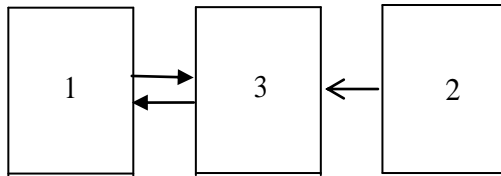
ՊԼԱՆԿԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ: ՖՈՏՈԿԱՏՈԴԻ ՆՅՈՒԹԻՑ
ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԵԼՔԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԵՎ ՖՈՏՈԷՖԵԿՏԻ
ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ԿԱՐՄԻՐ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. փորձնական ճանապարհով ուսումնասիրել ֆոտոէֆեկտի երևույթը, որոշել Պլանկի հաստատունի թվային արժեքը և մետաղից էլեկտրոն պոկելու ելքի աշխատանքը, որոշել ֆոտոէլեմենտի կատոդի ֆոտոէֆեկտի կարմիր սահմանին համապատասխանող ալիքի երկարությունը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ՓՈՒԿ-10 սարք, որը բաղկացած է ДРС-50 սնդիկային լամպից, ֆոտոէլեմենտ պարունակող մասից և ղեկավարող սարքից:

ՍԱՐՔԻ ՆԿԱՐԱԳԻՐԸ:

Փորձարարական սարքի սկզբունքային սխեման բերված է նկ. 13-ում:



նկ.13 Փորձարարական սարքի սկզբունքային բլոկ սխեման

Ղեկավարող սարքի (բլոկ 1) ետևում գտնվում է «сеть» (ցանց) անջատիչը, իսկ առջևի դեկավարման վահանակի վրա կա «ուղիղ» («прямой») և «հակառակ» («обратно») աշխատանքային ռեժիմները ընտրելու կոճակներ վոլտ-ամպերային բնութագրի դրական և բացասական մասերը կառուցելու համար:

Վահանակի վրա կան նաև ֆոտոհոսանքի (միկրոամպերներով (мкА)) և ֆոտոէլեմենտին (գտնվում է միտաղական թիթեղյա տուփի մեջ (բլոկ 3)) տրվող լարման (В) թվային ցուցանակներ: «+» «-» կոճակների միջոցով կարումը կարելի է փոխել 0-ից 10Վ ուղիղ ռեժիմում և 0-ից 1Վ՝ հակառակ

ռեժիմում, իսկ «сбор»-ով՝ գրոյացնել: ДРС-50 սնդիկային լամպը գտնվում է մի այլ նմանաձև միտադական թիթեղյա տուփի (բլոկ 2, նկ. 13) մեջ: Լամպից լույսը անցնելով պտտվող սկառավակի վրա տեղադրված չորս լուսազտիչներից որևէ մեկի միջով ընկնում է լամպի պատուհանի առջև դրված ֆոտոէլեմենտի վրա (բլոկ 3): Լամպը միացվում է տուփի (բլոկ 2) վրա գտնվող «сеть» անջատիչի միջոցով:

Ֆոտոէլեմենտով տուփի (բլոկ 3) ետևի մասում կան ֆոտոհոսանքը գրոյի բերող երկու բռնակներ՝ «ճշգրիտ» («ТОЧНО») և «կոշտ» («твёрдо»):

ՓՈՐՁԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Փորձը իրականացվում է հետևյալ հաջորդականությամբ.

1. Ֆոտոէլեմենտը տեղադրել ДРС-50 սնդիկային լամպի պատուհանի առջև:
2. Միացնել ցանցին բոլոր սարքերը, և ղեկավարող սարքի ետևում գտնվող անջատիչը: (B)-ցուցչային էկրանում կզվեն գրոներ:
3. Միացնել սնդիկային լամպը բլոկ 2-ի վրա գտնվող անջատիչի միջոցով և սպասել 10 րոպե:
4. Սեղմել ղեկավարող սարքի «прямая» կոճակը:
5. Լուսազտիչների սկառավակը պտտելով՝ պատուհանի առջև բերել թիվ-1 մանուշակագույն ($\lambda = 407$ նմ) լուսազտիչը:
6. Լաբորատոր տեսքում գծել աղյուսակ 5-ի նման աղյուսակ:
Ղեկավարող սարքի վահանակի «+» և «-» կոճակների միջոցով ընտրել ֆոտոէլեմենտին տրվող լարման 0,5Վ-ով փոփոխվող քայլը, այնուհետև ֆոտոէլեմենտին տալ լարման հաջորդական արժեքները և աղյուսակում գրել համապատասխան ֆոտոհոսանքի արժեքները, ընդհուպ մինչև հոսանքի հագեցման արժեքը:
7. Սեղմել «сбор» կոճակը, գրոյացնել լարումը և չփոխելով լուսազտիչը, սեղմել կոճակը և ընտրել «обратная» աշխատանքային ռեժիմը՝ վոլտաձանպերային բնութագրի մյուս մասի արժեքները ստանալու համար:
8. Ղեկավարող սարքի վահանակի «+» և «-» կոճակների միջոցով ընտրել ֆոտոէլեմենտին տրվող լարման քայլը՝ 0.5Վ, գրանցել համապատասխան ֆոտոհոսանքի արժեքները (մկԱ-ներով), ընդհուպ մինչև հոսանքի գրո արժեք ընդունելը, որին համապատասխանող մեծու-

թյունը կլինի արգելակային լարման արժեքը՝ $U_{\text{արգել.}}$ թիվ-1 մանուշակագույն ($\lambda = 407$ նմ) լուսազտիչի դեպքում:

9. Թիվ-1 մանուշակագույն լուսազտիչի համար չափումները ավարտելուց հետո սեղմել «ՇՇՐՈՍ» կոճակը և չափումների արդյունքները գրանցել աղյուսակ 5-ում:
10. Թիվ-1 լուսազտիչը փոխարինել թիվ-2 երկնագույն ($\lambda = 435$ նմ) լուսազտիչով և, կրկնել 7-9 կետերում նշված գործողությունները և ստացված արդյունքները գրանցել աղյուսակ 5-ի թիվ-2 լուսազտիչին համաստասխանող տողում:
11. 7.-9. կետերում կատարված գործողությունները կրկնում են թիվ-3 (կանաչ) և թիվ-4 (դեղին) լուսազտիչների համար և տվյալները գրանցել աղյուսակ 5-ի համաստասխան լուսազտիչի տողում: Աշխատանքը ավարտելուց հետո անջատել սարքերի «СЕТЬ» անջատիչները և սարքերը անջատել էլեկտրական ցանցից:
12. Աղյուսակ 5-ի տվյալներով միլիմետրական թղթի վրա կառուցել ֆոտոէլեմենտի վոլտ-ամպերային բնութագրերը՝ տարբեր լուսազտիչների համար:
13. Որոշել $U_{\text{արգել.}}$ լարումը յուրաքանչյուր լուսազտիչի համար: Դա լարման այն արժեքն է, որի դեպքում ֆոտոհոսանքը դառնում է զրո:
14. Որոշել Պլանկի հաստատումը

$$h = \frac{d(h\nu)}{d\nu} = \frac{e\Delta U_i}{\Delta \nu_i} \quad \text{բանաձևով,}$$

որտեղ $\Delta \nu_i = \nu_{\text{ն.}} - \nu_{\text{կան.}}$ և $\Delta U_i = U_{\text{ման.}} - U_{\text{կան.}}$: Այստեղ i -ի համար վերցնել աղյուսակ 5-ի տարբեր տողերի միջև համասպատասխան գուգորություններ՝ իրենց բացարձակ արժեքներով: ΔU_i -ն տվյալ լուսազտիչի արգելակող լարումների տարբերությունն է, իսկ $\Delta \nu_i$ -ն նրանց հաճախությունների տարբերությունը:

15. Կառուցել $W_{\text{max}} = e \cdot U_{\text{արգել.}}(\nu)$ (նկ. 11-ի նման) կախվածության գրաֆիկը և այն շարունակել մինչև հաճախությունների ν -առանցքի

հետ հատվելը: Հատման կետը կհամապատասխանի տվյալ ֆոտոկատոդ-մետաղի կարմիր սահմանի ν_0 հաճախությանը:

16. Որոշել ֆոտոկատոդի մետաղի ելքի աշխատանքը $A = h\nu_0$ բանաձևով, (ԷՎ-ով արտահայտված):

17. Օգտվելով $\lambda_{կար} = c/\nu_0$ բանաձևից՝ որոշել ֆոտոկատոդի մետաղի սահմանային կարմիր ալիքի արժեքին համապատասխանող ալիքի երկարությունը (նմ.-ով արտահայտված):

ԱՂՅՈՒՍԱԿ 5

| U (V) Լուսազտիչ | 0,0 | 0,5 | 0,10 | |
|--------------------------------------|-----|-----|------|-------|
| 1. I (mA) ($\lambda = 407$ նմ) | | | | |
| 2. I (mA) ($\lambda = 435$ նմ) | | | | |
| 3. I (mA) ($\lambda = 546$ նմ) | | | | |
| 4. I (mA) ($\lambda = 578$ նմ) | | | | |

Գիտողություններ 1. Ֆոտոէլեմենտի լուսավորվածությունը կարելի է փոխել լուսատուի (բլոկ 2, նկ. 12) ելքի պատուհանի վրայի օղակը պտտելով:

2. Արգելակող պոտենցիալը որոշելիս ցանկալի է չափումները սկսել լարման 0 արժեքից մինչև արգելակող լարումը և ոչ թե հակառակը: Ցանկալի չէ նաև ֆոտոկատոդին տալ արգելակող լարումից ավելի ցածր լարում:

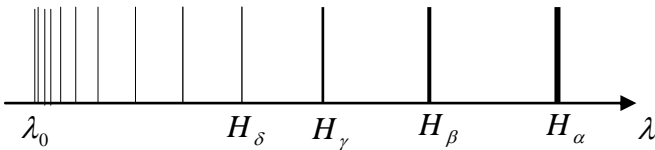
3. Սարքը 1 ժամից ավել չաշխատեցնել:

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 8, 9, 10.
ՀԱՄԱՌՈՏ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

**3. ՋՐԱԾՆԻ ԵՎ ՋՐԱԾՆԱՆՄԱՆ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԲՈՐԻ
ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ: ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐ, ՆՐԱՆՅ
ՏԵՍԱԿՆԵՐԸ ԵՎ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԲՈՐԻ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՍՏՈՒԳՈՒՄԸ**

**§3-1 ՋՐԱԾՆԻ ԱՏՈՄԻ ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԸ, ԲԱԼՍԵՐԻ
ԲԱՆԱԶԵՎԸ**

Յածր ճնշման (մի քանի մմ. սնդ. սյուն) գազի ատոմները գրգռելիս նրանց առաքման սպեկտրը գծային է: Այն բաղկացած է առանձին սպեկտրային գծերից, որոնք ճշգրիտ համընկնում են տվյալ գազի կլամման սպեկտրի կլամման գծերի հետ: Դասական ֆիզիկայի համար մեծ դժվարություն էր բացատրել ատոմների գծային սպեկտրների առաջացման պատճառները, չնայած, հանձինս Ռեյ-Ջինսի և Պլանկի բանաձևերի, հաջողվեց մասամբ բացատրել անընդհատ սպեկտրների առաջացումը:



նկ.14 Ջրածնի ատոմի առաքման սպեկտրի Բալմերի սերիայի սպեկտրային գծերի դասավորությունը

Ջրածնի ատոմը բաղկացած է միջուկ-պրոտոնից և էլեկտրոնից: Դեռևս 1885թ Բալմերը, ուսումնասիրելով ջրածնի ատոմի առաքման սպեկտրի տեսանելի (օպտիկական) տիրույթը, նկատեց, որ այն բաղկացած է առանձին սպեկտրային գծերից, որոնց ուժգնությունները տարբեր են, իսկ նրանց դասավորությունը ունի օրինաչափ տեսք (նկ.14), որտեղ

սպեկտրային գծերի խտությունը գնալով մեծանում է դեպի սպեկտրի կարճալիք տիրույթը λ_0 սահմանային արժեքին մոտենալիս, և յուրաքանչյուր ալիքի երկարությունը որոշվում է հետևյալ էմպիրիկ բանաձևով՝

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad 3-(1)$$

որտեղ $\lambda_0 = 3646,13 \text{ \AA}$ և կոչվում է Բալմերի հաստատուն, իսկ n -ը ընդունում է ամբողջական արժեքներ սկսած 3-ից $n = 3, 4, 5, \dots$

$n = 3$ արժեքին համապատասխանող ամենամեծ ալիքի երկարության սպեկտրային գիծը, որն ունի կարմիր գույն, ստացավ H_α (հաշ-ալֆա) անունը, $n = 4$ -ին համապատասխանող սպեկտրային գիծը՝ H_β , $n = 5$ ՝ H_γ և այլն:

Նկ.14-ում ջրածնի ատոմից առաքված սպեկտրային գծերի դասավորությունը կոչվում է ջրածնի ատոմի սպեկտրի Բալմերի սերիա, որտեղ սպեկտրային գծերը ունեն տարբեր ուժգնություններ:

Օգտվելով ալիքի երկարության և հաճախության միջև գոյություն ունեցող կապից ($\lambda = c/\nu$), 3-(1) բանաձևը ալիքի հաճախության համար կգրենք՝

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{4c}{\lambda_0} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad 3-(2)$$

որտեղ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում, $R = 4c/\lambda_0$ կոչվում է Ռիդբերգի հաստատուն, որի թվային արժեքն է՝ $R = 3.28985 \cdot 10^{15} \text{ վ}^{-1}$:

3-(2)-առընչությունում դարձյալ $n = 3; 4; 5; \dots$: n -ին տալով այդ արժեքները՝ համապատասխանաբար գտնում ենք ջրածնի ատոմի առաքման գծային սպեկտրի Բալմերի սերիայի $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, \dots$, սպեկտրային գծերի հաճախությունների արժեքները:

Հետագայում, փորձարարական տեխնիկայի և սարքերի կատարելագործման շնորհիվ, ջրածնի ատոմի առաքման սպեկտրի մանրակրկիտ հետազոտությունները հնարավորություն տվեցին հայտնաբերել Բալմերի

սերիայի նման սերիաներ, սպեկտրի գերմանուշակագույն և ինֆրա-կարմիր տիրույթներում:

Գերմանուշակագույն տիրույթում հայտնաբերված սպեկտրային սերիայում, որը անվանվեց Լայմանի սերիա, սպեկտրային գծերի հաճախությունները որոշվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \text{ որտեղ } n = 1; 2; 3; \dots \quad 3-(3)$$

Մոտակա ինֆրակարմիր տիրույթում է գտնվում Պաշենի սերիան՝

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 4; 5; 6; \dots \quad 3-(4)$$

Միջին ինֆրակարմիր տիրույթում է գտնվում Բրեկետի սերիան՝

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 5; 6; 7; \dots \quad 3-(5)$$

Հեռավոր ինֆրակարմիր տիրույթում են գտնվում Պֆունդի՝

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 6; 7; 8; \dots \quad 3-(6)$$

և Հեմֆրիի սերիաները

$$\nu = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right): \quad n = 7; 8; 9; \dots \quad 3-(7)$$

Այսպիսով, ջրածնի ատոմի սպեկտրային գծերի հաճախությունները որոշվում են 3-(3) ÷ 3-(7) բանաձևերով, որտեղ, ինչպես երևում է, կարևոր դեր են խաղում թվերի ամբողջական արժեքները, ուստի այդ բանաձևերը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ընդհանուր տեսքով՝

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad 3-(8)$$

որտեղ n -ը և m -ը ամբողջ թվեր են, ընդ որում m -ի որևէ արժեքին համապատասխանող սերիայի համար n -ը միշտ ձեռք է բերում՝

$n = m + 1, m + 2, m + 3, \dots$ արժեքներ:

Օրինակ՝ Լայմանի սերիայի համար $m = 1$, ապա $n = 2; 3; 4; \dots$

Բալմերի — " — " — " — " — $m = 2$ — " — $n = 3; 4; 5; \dots$

բացատրել եղած տեսությունների շրջանակներում: Կանխադրույթները հակասում էին ատոմում էլեկտրոնի շարժման դասական պատկերացումնրին: Ն. Բորի տեսությունից ստացած արդյունքներ ճշտորեն մեկնաբանում էին մի շարք հարցեր, մասնավորապես, հնարավոր դարձավ բացատրել ջրածնի և ջրածնանման ատոմների գծային սպեկտրների սպեկտրային օրինաչափությունները:

Բորի առաջին կանխադրույթը կայանում է հետևյալում՝

1. Ատոմում կան ստացիոնար վիճակներ, որոնցում գտնվելիս ատոմը էներգիա չի ճառագայթում:

Այդ ստացիոնար վիճակներին համապատասխանում են որոշակի շրջանաձև ուղեծրեր, որոնցով շարժվում է էլեկտրոնը: Չնայած այդ ուղեծրերով շարժումը արագացող է և էլեկտրոնը պետք է էներգիա ճառագայթի էլեկտրամագնիսական ալիքների տեսքով, ինչը սակայն տեղի չի ունենում և հակասում է դասական էլեկտրադինամիկայի պատկերացումներին:

Երկրորդ կանխադրույթն է՝

2. Ատոմի ստացիոնար վիճակում էլեկտրոնը, շարժվելով շրջանային ուղեծրով, նրա շարժման քանակի մոմենտը ընդունում է քվանտացված արժեքներ, որոնք բավարարում են հետևյալ պայմանին:

$$L_n = mvr = n\hbar, \quad 3-(9)$$

որտեղ $n = 1; 2; 3; \dots$, m -ը էլեկտրոնի զանգվածն է, v -ն՝ արագությունը, r -ը ուղեծրի շառավիղն է, իսկ $\hbar = h/2\pi$ Պլանկի հաստատունը:

Երրորդ կանխադրույթն ասում է՝

3. Երբ ատոմը մի ստացիոնար վիճակից անցնում է այլ ստացիոնար վիճակի, ապա առաքվում կամ կլանվում է քվանտ:

Կլանման ժամանակ ատոմի էներգիան մեծանում է և դա համապատասխանում է էլեկտրոնի միջուկին մոտ ուղեծրից ավելի հեռու ուղեծրի անցմանը, իսկ ճառագայթելիս ատոմի էներգիան փոքրանում է, և էլեկտրոնը միջուկից հեռու ուղեծրից անցնում է միջուկին ավելի մոտ ուղեծիր:

Ատոմի էներգիայի փոփոխությունը համեմատական է կլանված կամ ճառագայթված էլեկտրամագնիսական ալիքի հաճախությանը՝

$$\Delta W = h\nu, \quad 3-(10)$$

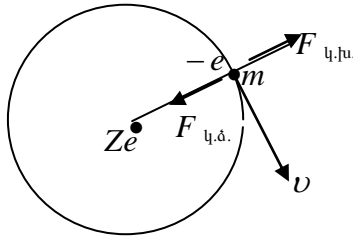
3-(10)-արտահայտությունը կոչվում է հաճախությունների Բորի կանոն: Եթե W_n -ը և W_m -ը ստացիոնար վիճակներում ատոմի էներգիաներն են, ապա էներգիայի փոփոխությունը հավասար է՝

$$W_n - W_m = h\nu_{nm} \quad 3-(11)$$

Երբ $W_m < W_n$, ապա տեղի է ունենում քվանտի ճառագայթում

$W_m > W_n$, —"——"——"——"——"——"——"——"—— կլանում

Ն. Բորի երկրորդ պոստուլատը նրա հանճարեղ գուշակություններից մեկն է և երրորդ պոստուլատի հետ միասին նրան թույլ տվեցին հաշվելու ջրածնի և ջրածնանման ատոմների սպեկտրները և ստանալ տեսական բանաձև՝ Ռիդբերգի հաստատունի համար և այլն:



Նկ. 15 Ջրածնանման ատոմում վալենտական էլեկտրոնի վրա ազդող ուժերը

Եթե ջրածնանման ատոմի էլեկտրոնը (նկ. 15) շարժվում է Ze լիցքով միջուկի էլեկտրական դաշտում r շառավիղով շրջանաձև ուղեծրով, ապա էլեկտրոնի վրա ազդող՝ կենտրոնախույս $F_{կ.լս.} = m\nu^2 / r$ և կուլոնյան ձգողական $F_{կ.ձ.} = Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 r^2$ ուժերը իրար հավասար են՝

$$\frac{m\nu^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} : \quad 3-(12)$$

որտեղ ϵ_0 -ն էլեկտրական հաստատունն է:

Նկատի ունենալով, որ էլեկտրոնի U գծային արագությունը ω անկյունային արագության հետ կապված է $v = \omega \cdot r$ բանաձևով, ապա 3-(12) –ից կունենանք՝

$$r^3 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega^2} : \quad 3-(13)$$

3-(9)-բանաձևը քառակուսի բարձրացնելով կգրենք՝

$$m^2 \omega^2 r^3 r = n^2 \hbar^2 : \quad 3-(14)$$

3-(14)-ում տեղադրելով r^3 –ի արտահայտությունը 3-(13)-ից կստանանք՝

$$m^2 \omega^2 \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega^2} \right) r = n^2 \hbar^2, \quad 3-(15)$$

որտեղից r -ի համար կստանանք՝

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{mZe^2}, \quad 3-(16)$$

որտեղ $n = 1; 2; 3; \dots$

3-(16)-ում r -ի մոտ ավելացրեցինք n ինդեքսը, քանի որ r -ը կախված է n -ից: Ջրածնի ատոմի դեպքում՝ $Z = 1$ և $n = 1$ արժեքի համար կունենանք՝

$$r_1 \equiv a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} = 0.528 \cdot 10^{-10} \text{մ}, \text{ կամ } r_1 = 0.528 \overset{0}{\text{Å}} :$$

Ստացված մեծությունը կոչվում է ջրածնի ատոմում էլեկտրոնի ստաջին ուղեծրի շառավիղ կամ բոլյան շառավիղ:

Էլեկտրոնի ուղեծրերի շառավիղները, համաձայն 3-(16) բանաձևի, աճում են ամբողջական թվերի քառակուսիներին համեմատական:

Հաշվենք էլեկտրոնի լրիվ էներգիան ատոմում, որը հավասար է նրա կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաների գումարին: Նկատի ունենալով 3-(12) հավասարումը՝ կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաների գումարի համար կունենանք՝

$$W = W_{\text{կին.}} + W_{\text{պոտ.}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} : \quad 3-(17)$$

Այստեղ միջուկի պոտենցիալային էլեկտրական դաշտում էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիան ունի բացասական նշան, քանի որ այն որոշվում է ատոմի միջուկի և էլեկտրոնի միջև գործող ձգողական ուժերով: 3-(16)-ից r_n -ի արժեքը տեղադրելով 3-(17) հավասարման մեջ կստանանք՝

$$W_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} : \quad 3-(18)$$

$n = m$ արժեքի դեպքում կունենանք՝

$$W_m = -\frac{Z^2 e^4 m}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} : \quad 3-(19)$$

3-(11) հավասարումից կարող ենք գրել՝

$$v_{nm} = \frac{W_m - W_n}{h} : \quad 3-(20)$$

Եթե $m > n$, ապա $W_m > W_n$ և ատոմի առաքած էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հաճախությունը կլինի՝

$$v_{nm} = \frac{Z^2 e^4 m}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) : \quad 3-(21)$$

Ջրածնի ատոմի դեպքում $Z = 1$ և 3-(21)-ից կունենանք՝

$$v_{nm} = \frac{e^4 m}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad 3-(22)$$

որտեղ R -ը Ռիդբերգի հաստատունն է,

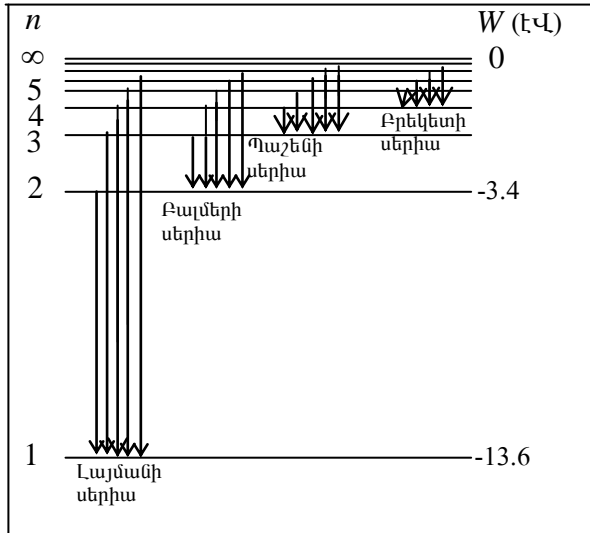
$$R = \frac{e^4 m}{8h^3 \varepsilon_0^2} : \quad 3-(23)$$

Ռիդբերգի հաստատունի համար ստացանք տառային արտահայտություն, սակայն այստեղ m -ի փոխարեն պետք է նկատի ունենալ էլեկտրոնի բերված զանգվածը՝ $m_{բերված} = (mM / m + M)$, որտեղ M -ը ատոմի միջուկի զանգվածն է: Այդ դեպքում 3-(23)-ում տեղադրելով ֆիզիկական հաստատունների թվային արժեքները, կստանանք Ռիդբերգի հաստատունի թվային արժեքը: Բորի տեսությամբ և փորձով ստացված

Ռիդբերգի հաստատունի թվային արժեքների համընկնումը խոսում է Բորի տեսության ճիշտ լինելու մասին:

Ջրածնանման համակարգի համար Ռիդբերգի հաստատունը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$R_Z = Z^2 R = \frac{Z^2 m e^4}{8 h^3 \epsilon_0} : \quad 3-(24)$$



Ու. 16 Ջրածնի ատոմի էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների դասավորությունը

Այդ դեպքում ջրածնանման ատոմում էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների համար կունենանք՝

$$W_n = - \frac{Z^2 R h}{n^2} : \quad 3-(25)$$

Ջրածնի ատոմի դեպքում $Z = 1$ և էլեկտրոնի էներգիական մակարդակների համար կունենանք՝

$$W_n = - \frac{R h}{n^2} : \quad 3-(26)$$

3-(26) արտահայտությունից երևում է, որ ջրածնի ատոմի էներգիական մակարդակները իրենցից ներկայացնում են n -ի արժեքներից կախված որոշակի էներգիաների հաջորդականություն (նկ. 16): $n=1$ արժեքին համապատասխանող վիճակը կոչվում է **հիմնական, նորմալ** կամ **դադարի** վիճակ: Այդ վիճակի էներգիայի արժեքն է $W = -13,6$ էՎ: Բոլոր մնացած վիճակները, որտեղ $n > 1$ կոչվում են **գրգռված** վիճակներ:

Էներգիական մակարդակները n -ի մեծացման հետ խտանալով՝ մոտենում են սահմանի՝ և $n = \infty$ արժեքին համապատասխանող էներգիան հավասար է զրոյի՝ $W_{\infty} = 0$: Մեկ անգամ ևս հիշեցնենք, որ էներգիայի բացասական արժեքները պայմանավորված են էլեկտրոնի միջուկի հետ ունեցած ձգողական ուժով: Այդ իսկ պատճառով W_n -ի բացարձակ արժեքը կարելի է համարել էլեկտրոնի **կապի էներգիա ատոմում**: Էլեկտրոնը, ատոմում գտնվելով կապված վիճակում, ձեռք է բերում էներգիայի քվանտացված, դիսկրետ արժեքներ՝ կախված n գլխավոր քվանտային թվի ունեցած արժեքի մեծությունից:

Ջրածնի ատոմի համար $n = 1$ արժեքի դեպքում՝ $W_1 - W_{\infty} = 13,6$ էՎ: Այդ էներգիան համապատասխանում է դադարի կամ հանգստի վիճակում գտնվող ջրածնի ատոմից էլեկտրոն արտանետվող էներգիային, այսինքն՝ այդ էներգիան ջրածնի ատոմը իոնացնելու համար անհրաժեշտ էներգիան է: Հետևաբար, նկատի ունենալով, որ իոնացման էներգիայի և իոնացման U պոտենցիալի միջև կապը $W_{\text{իոն}} = U \cdot e$ է, ուստի, իոնացման պոտենցիալի արժեքը հավասար կլինի՝ $U_{\text{իոնաց.}} = 13,6$ Վ:

Վերջում օգտվելով §3-1-ի 3-(8) բանաձևից, m -ին և n -ին տալով արժեքներ, նկ. 16-ում կարելի է պատկերել Լայմանի, Բալմերի, Պաշենի և այլն սերիաներին համապատասխանող էլեկտրոնի անցումները, որոնք ուղեկցվում են էլեկտրամագնիսական ցուգերի ճառագայթմամբ:

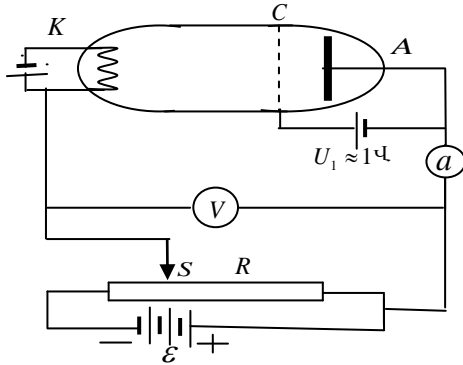
Նկ.16-ից երևում է նաև, որ էներգիական մակարդակների միջև էներգիաների ամենամեծ տարբերությունը (էներգետիկ բացվածքը) համապատասխանում է Լայմանի սերիայի սպեկտրային անցումներին: Այդ անցումների ժամանակ առաքված ճառագայթումները, համաձայն 3-(20) բանաձևի, նրանց վերագրվող քվանտների կամ ցուգերի (էլեկտրամագնի-

սական ալիքների) հաճախություններն ունեն ամենամեծ արժեքները (համապատասխանաբար ամենակարճ ալիքի երկարությունները), այսինքն՝ այդ սերիայի սպեկտրային գծերը գտնվում են գերամանուշակագույն տիրույթում: $n = 1$ և $n = 2$ էներգիական մակարդակների միջև եղած էներգիաների տարբերությանը համապատասխանող պոտենցիալը կոչվում է գրգռման առաջին պոտենցիալ, որի արժեքն է՝ $13,6 - 3,4 = 10,2$ էՎ: $n = 2$ մակարդակից դեպի $n = 1$ հիմնական մակարդակ անցմանը համապատասխանող սպեկտրային անցումը կոչվում է **ռեզոնանսային**, իսկ սպեկտրային գիծը **ռեզոնանսային սպեկտրային գիծ**: Ռեզոնանսային գծի կլանումը դադարի վիճակում գտնվող ատոմների կողմից ունի մեծ հավանականություն, քանի որ այդ վիճակում ատոմների կոնցենտրացիան ամենամեծն է: Այդ դեպքում, տարբեր ատոմների կողմից ռեզոնանսային ալիքային ցուգի բազմաթիվ կլանումների արդյունքում, տեղի է ունենում ռեզոնանսային ալիքի գերում գազային պարպման մեջ, որի արդյունքում ռեզոնանսային ճառագայթումը երկար ժամանակ կարող է մնալ գազային պարպման ծավալում՝ մինչև այնտեղից դուրս գալը:

§3-3 ՖՐԱՆԿԻ ԵՎ ՀԵՐՅԻ ՓՈՐՁԸ

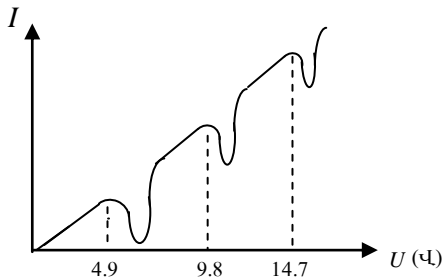
Բորի տեսությունը ստուգելու համար հարկավոր է ատոմին հաղորդել էներգիայի որոշակի քանակություն և դիտել նրա ճառագայթումը: Ատոմի առաքած քվանտի էներգիան կհամապատասխանի նրա կլանած էներգիային: Ատոմի օպտիկական (վալենտական) էլեկտրոնին, կամ նույնն է՝ ատոմին (քանի որ ատոմը և էլեկտրոնը կազմում են մի ամբողջություն), արտաքին միջավայրից էներգիա կարելի է հաղորդել և գրգռել տարբեր ճանապարհներով, մասնավորապես, երբ ատոմին բախվի որոշակի, անհրաժեշտ համապատասխան էներգիա ունեցող ազատ էլեկտրոն: Էլեկտրոնը, տալով իր նվազագույն էներգիան ատոմին, որը $n = 1$ հիմնական վիճակից անցնում է այդ վիճակին ամենամոտ՝ գրգռված $n = 2$ էներգիական մակարդակ: Ֆրանկի և Հերցի փորձի էությունը կայանում է նրանում, որ նրանք կարողացան գտնել սնդիկի ատոմի առաջին էներգիական մակարդակի գրգռման էներգիայի մեծությունը:

Ֆրանկի և Հերցի փորձի սկզբունքային սխեման պատկերված է նկ. 17-ում: Եռէլեկտրոդ էլեկտրոնային լամպում, որը լցված է ցածր ճնշման սնդիկի ատոմների գոլորշիներով, շիկացման թելիկով K կատոդից պոկված էլեկտրոնները շարժվում են դեպի A անոդը և անցնում C ցանցի միջով, վերջինիս պոտենցիալը անոդի պոտենցիալից մեծ է 1վ-ով, որի շնորհիվ ցանց-անոդ



նկ.17 Ֆրանկի և Հերցի փորձի սկզբունքային սխեման

էլեկտրական դաշտը արգելակային է դառնում ցանցից դեպի անոդ գնացող էլեկտրոնների համար: Շղթայում անոդ-կատոդ հոսանքի ուժը չափվում է a -ամպերաչափով, իսկ լարումը՝ V -վոլտաչափով:



նկ. 18 Ֆրանկի և Հերցի փորձի վոլտ-ամպերային բնութագիրը

Մեծացնելով անոդի U -լարումը, չափվում է հոսանքի փոփոխությունը, այսինքն՝ գրի է առնվում վոլտ-ամպերային $I = f(U)$ բնութագիրը, որտեղ հոսանքի աճի հետ մեկտեղ նկատվում են իրար հաջորդող հոսանքի անկումներ (նկ. 18):

Փորձում նկատվում է նաև, որ առաջին անկումից անմիջապես հետո լամպում առաջանում է սնդիկի ատոմների ճառագայթում ուլտրա-մանուշակագույն տիրույթում (ռեզոնանսային $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ գիծը):

Առաջացած այդ անկումների բացատրությունը կայանում է հետևյալում:

Քանի դեռ անոդային լարումը չի հասել 4.9Վ և էլեկտրոնը ձեռք չի բերել 4.9էՎ էներգիա, էլեկտրոնների բախումները սնդիկի ատոմների հետ կրում են առաձգական բնույթ: Էլեկտրոնը իր էներգիան չի հաղորդում ատոմին և, քանի որ սնդիկի ատոմի զանգվածը տասնյակ հազարավոր անգամ գերազանցում է էլեկտրոնի զանգվածին, էլեկտրոնը գրեթե էներգիա չկորցնելով և, հաղթահարելով ցանց-անոդ արգելակային դաշտը, հասնում է անոդին: Լարման 4.9Վ արժեքի դեպքում, էլեկտրոնը ձեռք է բերում 4.9էՎ էներգիա, որը բավարար է սնդիկի ատոմի գրգռման համար, նրա բախումները սնդիկի ատոմների հետ դառնում են ոչառաձգական. ատոմները վերցնում են այդ էներգիան էլեկտրոնից, իսկ էներգիան կորցրած էլեկտրոնները չեն կարողանում հաղթահարել ցանց-անոդ արգելակային դաշտը և գրավվում են ցանցի կողմից: Այս պրոցեսով է պայմանավորված վոլտ-ամպերային բնութագրում հոսանքի առաջին անկումը շրթայում: Լարման հետագա մեծացմանը զուգընթաց հոսանքը նորից աճում է և, լարման 9.8Վ արժեքի դեպքում, 4.9էՎ էներգիա կորցրած էլեկտրոնները նորից ձեռք են բերում ևս 4.9էՎ էներգիա և նորից սնդիկի ատոմների հետ ոչառաձգական բախումների շնորհիվ իրենց էներգիան երկրորդ անգամ են հաղորդում սնդիկի ատոմներին և տեղի է ունենում հոսանքի երկրորդ անկումը: Սակայն հոսանքի այս երկրորդ անկման խորությունը ավելի փոքր է ստացվում, քանի որ կրկնակի բախում կրած էլեկտրոնների քանակը նախորդների համեմատ փոքր է լինում: Այնուհետև տեղի է ունենում երրորդ անկումը և այլն: Էլեկտրոնային հարվածով գրգռված սնդիկի ատոմը կարող է առաքել քվանտ, որի

հաճախությունը, համաձայն Բորի երրորդ կանխադրույթի 3-(10) արտահայտության կլինի՝

$$\nu = \frac{\Delta W}{h} = \frac{4.9 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{6.6 \cdot 10^{-34}} \frac{\text{Ջ}}{\text{Վ}} = 1.2 \cdot 10^{15} \text{վ}^{-1},$$

որտեղ ΔW -ն ատոմի էներգիայի փոփոխությունն է:

Ստացված ν -հաճախության մեծությանը համապատասխանում է $\lambda = c/\nu = 2537 \text{ \AA}$ ալիքի երկարությունը, այսինքն՝ այն ինչ նկատվում է սնդիկային լամպի սնդիկի ատոմների ճառագայթման սպեկտրում:

Ֆրանկի և Հերցի դիտարկվող փորձում, էլեկտրոնի ավելի փոքր էներգիաների դեպքում, էլեկտրոնից էներգիա են ստանում գրգռված էներգետիկ մակարդակում գտնվող սնդիկի ատոմները, որոնց ճառագայթած ալիքի երկարությունը գտնվում է սպեկտրի երկար ալիքների տիրույթում: Մակայն այդ ճառագայթումների սպեկտրային գծերի ուժգնությունները անհամեմատ փոքր են և այդ պրոցեսները ունեն շատ ավելի փոքր հավանականություն դադարի վիճակում գտնվող ատոմների գրգռման պրոցեսի հավանականության համեմատ, ուստի Ֆրանկի և Հերցի դիտարկումներում դրանք էականորեն չեն ազդում փորձի արդյունքների վրա:

Այսպիսով, Ֆրանկի և Հերցի փորձում հաստատվեց Բորի տեսության հիման վրա ստացված արդյունքներից մեկը ևս, այն է՝ **ատոմի էներգիական մակարդակները ունեն էներգիայի ընդհատ (դիսկրետ) արժեքներ:**

§3-4 ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐ, ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՏԵՍԱԿՆԵՐԸ:

Դեռևս 19-րդ դարի կեսերին մի շարք հետազոտողներ, հատկապես Կիրխոփը և Բունզենը, գտան, որ գազերը և մի շարք քիմիական տարրերի ատոմները գրգռելով առաքում են լույս, որը բաց թողնելով սպեկտրոսկոպի միջով ստացվում են սպեկտրոսկոպի մուտքի ճեղքի գունավոր պատկերները: Դրանց անվանում են սպեկտրային գծեր: Յուրաքանչյուր սպեկտրային գիծ պատկանում է մեներանգ (մոնոքրոմատիկ) լուսային ճառագայթման, որի փոփոխությունը կարելի ներկայացնել

հարմոնիկ ֆունկցիայի՝ սինուսի, կամ կոսինուսի օրենքով: Դիցուք ունենք մեներանգ ալիք, որի էլեկտրական վեկտորը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$E = E_0 \sin(\omega t + \phi): \quad 3-(27)$$

որտեղ E_0 -ն ալիքի լայնույթն է, ω -ն հաճախությունը, ϕ -ն ալիքի սկզբնական փուլը:

3-(27) արտահայտությանը բավարարող ճառագայթումը իրենից ներկայացնում է իդեալական մեներանգ ալիք, որի տևողությունը համապատասխանում է $t = -\infty \div +\infty$ ժամանակային տիրույթին: Իրականում յուրաքանչյուր ճառագայթման տևողությունը վերջավոր է ($\tau = 10^{-8}$ վ): Դա հանգեցնում է նրան, որ յուրաքանչյուր սպեկտրային գիծ հանդիսանում է ոչ թե իդեալական մեներանգ ճառագայթում անվերջ երկար տևողությամբ, այլ իրար հաջորդող, կարճ տևողությամբ ճառագայթումների խիտ հանրախումբ, որտեղ հաճախությունները փոփոխվում են աննշան՝ շատ փոքր տիրույթում: Այդպիսի ճառագայթումը կոչվում է քվազի-մեներանգ: Նույր գազերի ատոմների ճառագայթումը պատկանում է հենց ճառագայթման այդ տեսակին և հանդիսանում է մի շարք պայմանական մեներանգ ճառագայթումների հանրախումբ, որը մաթեմատիկորեն կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ՝

$$E = \sum_n E_n \sin(\omega_n t + \phi_n), \quad 3-(28)$$

որտեղ E_n -ը n -րդ ալիքի ստեղծած էլեկտրական դաշտի լայնույթն է,

ω_n -ը նշված ալիքի հաճախությունը, ϕ_n -ը սկզբնական փուլը:

3-(28)-արտահայտությունը հանդիսանում է քվազիմոնոքրոմատիկ լուսային ալիքների դիսկրետ գումար:

Լույսի որոշ աղբյուրներ առաքում են լուսային ալիքներ, որոնց հաճախությունները (կամ ալիքի երկարությունները) անընդհատ փոփոխվում են: Այդ դեպքում լուսային ալիքի գումարային դաշտը գրվում է ինտեգրալի տեսքով՝

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \sin \omega t d\omega \quad 3-(29)$$

որտեղ $g(\omega)$ -ն այն ալիքների լայնություն է, որը բաժին է ընկնում հաճախությունների $d\omega$ տիրույթին: Այսինքն՝ $g(\omega)$ -ն անըդիստ փոփոխվող ֆունկցիա է, որը տալիս է ալիքների լայնությունների բաշխումը: Ելնելով 3-(28) և 3-(29) արտահայտություններից, օպտիկական սպեկտր հասկացությունը կարելի ձևակերպել հետևյալ կերպ.

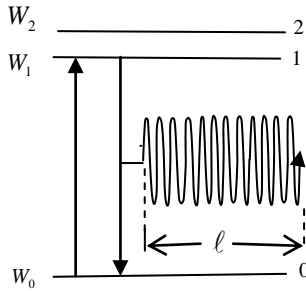
Օպտիկական սպեկտրը մեներանգ ալիքների (դիսկրետ կամ անընդհատ) հանրախումբ է, որոով կարելի է ներկայացնել լույսի աղբյուրից առաքվող լույսը:

Օպտիկական ճառագայթման կարևորագույն բնութագրերից են ալիքի լայնությունը և հաճախությունը: Նրա երրորդ բնութագրական մեծություն կարող է հանդիսանալ ալիքի բևեռացման տեսակը:

Մեներանգ օպտիկական ճառագայթումը, որը արտահայտվում է 3-(28)-բանաձևով և որի սպեկտրը գծային է, բնորոշ է նոսր գազային վիճակում գտնվող միջավայրերին, որտեղ միջատոմային հեռավորությունները մեծ են, ինչի հետևանքով էլ միջատոմային փոխազդեցությունները թույլ են: Ատոմը գտնվում է մեկուսացված վիճակում և ատոմի միջուկի կուլոնյան դաշտում գտնվող էլեկտրոնները համաձայն Բորի և քվանտամեխանիկական տեսությունների, կարող են ունենալ էներգիայի որոշակի դիսկրետ արժեքներ (§3-2, բանաձև 3-(18)), իսկ այդ էներգիական մակարդակներից անցումներին համապատասխանող ալիքները կլինեն քվազի մոնոքրոմատիկ:

Վերը ասածը քննարկելու համար դիտարկենք եռմակարդակ ատոմ, որտեղ վիճակները երեքն են 0, 1, 2, համապատասխանաբար, W_0 , W_1 , W_2 էներգիաներով (նկ.19):

Ատոմը առաքում է լուսային ալիք, երբ գտնվում է 1 կամ 2 էներգիական վիճակներում, որոնք կոչվում են գրգռված վիճակներ: Առաքված լուսային ալիքի կամ այսպես ասած, ալիքային ցուգի մեներանգության աստիճանը կախված է 1 և 2 էներգիական մակարդակների լայնության չափից: Որքան նեղ են այդ մակարդակները, այնքան մեծ է առաքված ալիքների



նկ.19 ալիքային ցուգի առաջացումը

մեներանգության աստիճանը, քանի որ առաքված ալիքների գծային հաճախությունները որոշվում Բորի երրորդ կանխադրույթի բանաձևով՝ (§3-2. 3-(10))

$$v_{10} = \frac{W_1 - W_0}{h}, \quad v_{20} = \frac{W_2 - W_0}{h}, \quad 3-(30)$$

որտեղ h -ը Պլանկի հաստատունն է:

Որքան ճշգրիտ են W_1 և W_2 էներգիաների արժեքները, այսինքն՝ նեղ են 1 և 2 էներգիական մակարդակների լայնությունները, այնքան ճշգրիտ են v_{10} -ի և v_{20} -ի արժեքները, այսինքն՝ այնքան ավելի մեծ է առաքված ալիքների մեներանգության աստիճանը:

Ալիք առաքելուց հետո ատոմը անցնում է ավելի փոքր էներգիայով (0) վիճակի, որը կոչվում է հանգստի կամ հիմնական վիճակ: Ինչպես ասվեց վերևում, զրգռված վիճակում ատոմը կարող է գտնվել շատ կարճ ժամանակահատվածում, մոտավորապես $\tau \approx 10^{-8}$ վրկ կարգի, որից հետո, առաքելով համապատասխան, այսպես ասած, ալիքային ցուգ, նորից հայտնվում է փոքր էներգիայով հանգստի կամ հիմնական վիճակում, որտեղ ատոմը կարող է գտնվել անվերջ երկար ժամանակ: $1 \rightarrow 0$ անցման ժամանակ (նկ. 19) առաքված ալիքային ցուգի երկարությունը հավասար կլինի առաքման ժամանակամիջոցի (τ) և լույսի արագության արտադրյալին՝

$$l \approx \tau \cdot c \approx 10^{-8} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ մ/վ} = 3 \text{ մ} \quad 3-(31)$$

3-(29)-բանաձևով արտահայտված օպտիկական ճառագայթման սպեկտրը հանդիսանում է անընդհատ և շերտավոր, ինչը բնորոշ է շիկացած և հալված վիճակում գտնվող պինդ և հեղուկ մարմինների ճառագայթմանը: Այն բնորոշ է դառնում նաև բարձր ճնշման տակ գտնվող գազերին, որտեղ փոքրանում են միջատոմային հեռավորությունները և մեծանում են միջատոմային փոխազդեցությունները, որի հետևանքով տեղի է ունենում վերին 1 և 2 էներգիական մակարդակների լայնացում, խախտվում է նրանց դիսկրետությունը և խառնվում են միմյանց հետ, ինչի հետևանքով 1 և 2 էներգիական մակարդակներից դեպի հանգստի՝ 0 վիճակ անցումների ժամանակ առաքված ալիքային ցուգերը ունենում են հնարավոր տարբեր էներգիաներ և, հետևաբար, համաձայն 3-(30)-բանաձևի նաև հնարավոր տարբեր հաճախություններ: Այսպիսով գծային սպեկտրները վերածվում են անընդհատ և շերտավոր սպեկտրների:

Օպտիկական սպեկտրների ուսումնասիրման համար կան տարբեր մեթոդներ: Եթե հարկավոր է ուսումնասիրել համաձուլվածքի մեջ գտնվող որևէ քիմիական տարրի սպեկտրը, ապա հիմնականում օգտվում են **որակական** և **քանակական** սպեկտրային անալիզի մեթոդից: Այս եղանակով հետազոտության ժամանակ երկու էլեկտրոդների (որից մեկը համաձուլվածք է) միջև ստեղծվում է պարպումային էլեկտրական աղեղ, որի շնորհիվ, համաձուլվածքի ատոմները գոլորշիանալով, մտնում են աղեղի բոցի մեջ: Էլեկտրական աղեղում ատոմները գտնվում են գազային վիճակում, իսկ աղեղի էլեկտրական հոսանքը պայմանավորված է էներգիայով օժտված էլեկտրոնների և իոնների շարժումով: Դրանք հարվածելով և գրգռելով տվյալ քիմիական տարրի ատոմներին, առաջացնում է առաքման գծային սպեկտր: Յուրաքանչյուր քիմիական տարրի ատոմ ճառագայթում է իրեն բնորոշ սպեկտրային գծեր:

Ատոմային սպեկտրային գծերի բնույթից կարելի է դատել գծային սպեկտր առաջացնող նմուշի՝ համաձուլվածքի բաղադրության, նրա մեջ առկա քիմիական տարրերի տեսակների մասին, որը կոչվում է որակական սպեկտրային անալիզ:

Տվյալ ատոմի սպեկտրային գծերի ուժգնությունների մեծություններով համաձուլվածքում տվյալ քիմիական տարրի ատոմների պարունակության քանակի որոշումը կոչվում է քանակական սպեկտրային անալիզ:

Որքան շատ է տվյալ քիմիական տարրի ատոմների պարունակությունը, այնքան ուժգին են նրան բնորոշ սպեկտրային գծերը: Եթե մետաղական համաձուլվածքը գտնվի շիկացած, բայց ոչ գազային վիճակում, ապա նրա ատոմների առաքած սպեկտրը կլինի անընդհատ, (ինչպիսին է շիկացման թելիկով էլեկտրական լամպի սպեկտրը), որը, սակայն, ոչինչ չի ասի համաձուլվածքի բաղադրության մասին:

Փորձարարական ֆիզիկայում, մասնավորապես օպտիկայում, լույսի աղբյուրների սպեկտրների ուսումնասիրման համար օգտագործվող սպեկտրային սարքերում որպես դիսպերսող հարմարանքներ հիմնականում օգտագործվում են օպտիկական դիֆրակցիայի ցանցեր, կվարցե կամ սպակե եռանիստ պրիզմաներ:

Ըստ ալիքի երկարության մեներանգ ալիքների (դիսկրետ կամ աննդհատ) դասավորությունը, որով կարելի է ներկայացնել լույսի աղբյուրից առաքված լույսի լուսապատկերը, կոչվում է լույսի աղբյուրի սպեկտր:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 8

ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ:

ՈՐԱԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ԱՆԱԼԻԶ:

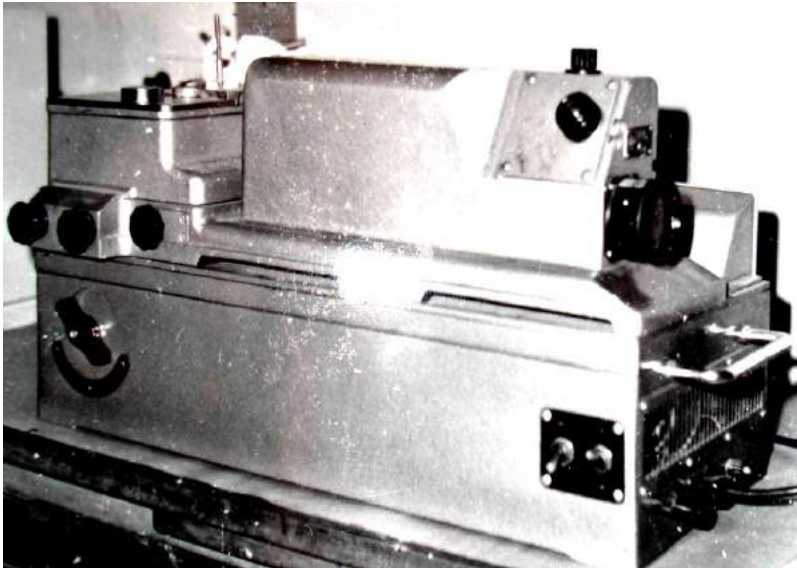
ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ուսումնասիրել աղեղային պարպման ժամանակ մետաղային համաձուլվածքից գոլորշիացած և գրգռված տարբեր տեսակի ատոմների սպեկտրները և փորձնականորեն որոշել համաձուլվածքում գտնվող քիմիական տարրերը:

ԱՆՀՐԱՄԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ՇՂ-11 ստիլոսկոպ, մետաղական համաձուլվածք:

ՄԱՐՔԻ ՆԿԱՐԱԳԻՐԸ:

Որակական սպեկտրային անալիզ կատարվում է СЛ-11 ստիլոսկոպ կոչվող սարքով (նկ.20), որի միջոցով ստանում են մետաղական համաձուլվածք-էլեկտրոդի ատոմների էլեկտրական աղեղը, որի մեջ համաձուլվածքի ատոմները, գտնվելով գազային (գոլորշի) և գրգռված վիճակում, առաքում են իրենց բնորոշ գծային սպեկտրը:

Սպեկտրային գծերը, կախված սպեկտրում նրանց գրաված տեղից, ունեն համապատասխան գույն՝ ալիքի երկարություն: Ստիլոսկոպի օկուլյարի օգնությամբ վիզուալ դիտում են համաձուլվածքի ատոմների սպեկտրային գծերը և դրանցից յուրաքանչյուրը համեմատում առանձին քիմիական տարրի ատոմին հատկանշական սպեկտրային գծերի հետ, որոնք նախապես հայտնի են և նշված են ստիլոսկոպի անշարժ վիճակում գտնվող թմբուկի վրայի աստիճանավորված ցուցնակում: Ստիլոսկոպի անշարժ թմբուկին հարևանում է շարժական պտտվող թմբուկը, որը



նկ.20 СЛ-11 ստիլոսկոպի ընդհանուր տեսքը

լծակով կապված է ստիլոսկոպի կվարցե եռանիստ պրիզմայի հետ: Շարժական թմբուկը պտտում են ձեռքով, որի շնորհիվ պտտվում է դիսպերսող կվարցե եռանիստ պրիզման և սպեկտրային գծերը հերթակա-
նությամբ, իրար հաջորդելով, բերվում են օկուլյարի դիտման տեսադաշտի
կենտրոն:

Թմբուկի պտտման ժամանակ հարկավոր է միաժամանակ հետևել երկու՝
շարժական (պտտվող) և անշարժ թմբուկների ցուցնակների ցուցմունք-
ներին՝ դրանք համեմատելով միմյանց հետ: Էլեկտրական աղեղի
միացումը և անջատումը իրականացվում է 1 անջատիչ բռնակով, իսկ 2
բռնակը հիմնականում դրվում է 2ա դիրքում:

Չափումներ:

Աղեղի միացումից առաջ անհրաժեշտ է խարտել ու մաքրել համա-
ձուլվածքից պատրաստված նմուշը և սկավառակածն էլեկտրոդը: Նմուշը
տեղավորել ստիլոսկոպի սեղանիկի վրա և էլեկտրոդի դիրքը ընտրել
այնպես, որ նմուշի և էլեկտրոդի միջև հեռավորությունը լինի 3սմ:
Անջատիչ 2 բռնակը նախապես դրվում է միացման 2ա դիրքում, իսկ 1
անջատիչ բռնակով սարքը միացվում է ցանցին: Պտտելով թմբուկը,
սպեկտրի անհրաժեշտ տիրույթը բերել օկուլյարի դիտման տեսադաշտի
կենտրոն: Օկուլյարի միջոցով հասնել դիտվող սպեկտրային գծերի առա-
վել հստակության, որից հետո անցնել սպեկտրային անալիզի կատար-
մանը, որը կայանում է հետևյալում: Պտտելով թմբուկը, նրա ցուցնակի
միջը դնել քիմիական տարրերից որևէ մեկի սիմվոլի դիմաց, որը բերված է
անշարժ թմբուկի ցուցնակում: Եթե տվյալ տարրը գոյություն ունի նմուշի
բաղադրության մեջ, ապա նրան կհամապատասխանի այն սպեկտրային
գիծը, որը գտնվում է օկուլյարի տեսադաշտի կենտրոնում: Այնուհետև
կարելի է գտնել այդ քիմիական տարրի ատոմին հատկանշական
մնացած մյուս սպեկտրային գծերը: Նույն եղանակով կարելի է գրանցել
համաձուլվածքում եղած բոլոր տարրերը: Եթե անջատիչի 2ա դիրքում
սպեկտրային գծերի ուժգնությունները չեն տալիս բավարար տեսա-
նելիություն, ապա այն կարելի է անջատել և բռնակը տեղափոխել 4ա
դիրքին ու նորից միացնել: Այս դեպքում սպեկտրային գծերի ուժգնու-
թյունները կլինեն ավելի մեծ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 9

ԿՐԻՊՏՈՆԻ ԱՏՈՄԻ ԳՐԳՈՍԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՖՐԱՆԿԻ ԵՎ ՀԵՐՑԻ ՓՈՐՁՈՎ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. ուսումնասիրել և փորձնականորեն որոշել կրիպտոնի ատոմի ռեզոնանսային գրգռման պոտենցիալը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. Էլեկտրոնային ՄՄՄ-2 եռէլեկտրոդ լամպ, լցված կրիպտոն գազով, լամպի շիկացման թելիկը սնող և լամպի ցանցային, անողային լարումներ հաղորդող ՓՔԿ-02 սարք և օսցիլոգրաֆ:

ՓՈՐՁԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Համաձայն §3-2-ի 3-(18) բանաձևի՝ ջրածնանաման ատոմում էլեկտրոնի էներգիայի համար ունենք՝

$$W_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} : \quad (1)$$

Ջրածնի ատոմի դեպքում $Z = 1$ և (1)-բանաձևից կունենանք՝

$$W_n = -\frac{e^4 m}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ էՎ:} \quad (2)$$

Ջրածնի իոնացման էներգիան որոշվում է $n = 1$ և $n = \infty$ արժեքներին համապատասխանող էներգիական մակարդակների էներգիաների տարբերությամբ՝

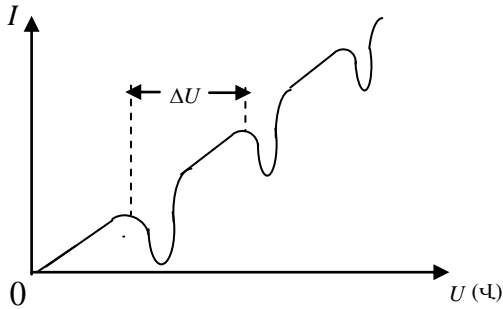
$$e \cdot U_{\text{իոն}} = W_\infty - W_1 = [0 - (-13.6)] \text{ էՎ} = 13.6 \text{ էՎ,}$$

այսինքն՝ իոնացման պոտենցիալը հավասար է՝ $U_{\text{իոն}} = 13.6$ Վ:

Ինչպես ջրածնի, այնպես էլ ցանկացած որևէ գազի ատոմ, երբ գրգռված առաջին ($n = 2$) էներգիական մակարդակից (նկ.19) անցնում է $n = 1$ հանգստի վիճակ, համաձայն Բորի երրորդ կանխադրույթի, առաքում է քվանտ հետևյալ էներգիայով՝ $h\nu = h \cdot c / \lambda = W_2 - W_1 = e \cdot \Delta U$, որտեղից՝

$$\lambda = \frac{hc}{e \cdot \Delta U} \quad (3)$$

Այստեղ ΔU -ն Ֆրանկի և Հերցի փորձում վոլտ-ամպերային բնութագրի անողային հոսանքի երկու հարևան առավելագույն արժեքների միջև եղած լարումների տարբերությունն է (նկ.21), որը միաժամանակ հանդիսանում է աշխատանքում օգտագործվող գազի ատոմների գրգռման առաջին և դադարի վիճակների պոտենցիալների տարբերություն:

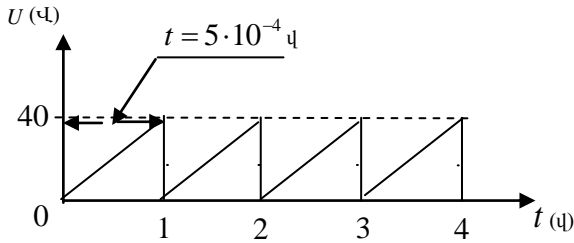


նկ. 21 Ատոմի գրգռման ΔU -պոտենցիալի փորձնական որոշման գրաֆիկը

§3-3-ում նկարագրված Ֆրանկի և Հերցի փորձի էլեկտրական սխեման պատկերված է նկ. 17-ում, որով կարելի է որոշել էլեկտրական դաշտում ազատ էլեկտրոնի ձեռք բերած էներգիան: (3)-բանաձևը տացվեց (1) և (2) բանաձևերից և համարժեք է նրանց: Համաձայն (1) և (2) բանաձևերի ատոմում վալենտական էլեկտրոնի էներգիան փոխվում է դիսկրետ, ուստի ատոմի վալենտական էլեկտրոնին գրգռող արտաքին էլեկտրոնի էներգիան պետք է ունենա այդ գրգռման համար անհրաժեշտ $e \cdot \Delta U$ էներգիայի դիսկրետ արժեք:

Այս աշխատանքում Ֆրանկի և Հերցի փորձում որպես էլեկտրոնային լամպ օգտագործվում է մանոմետրային եռէլեկտրոդ ՈՄՄ-2 տիպի էլեկտրոնային լամպը, որը լցված է ատոմար կրիպտոն գազով՝ 1 մմ. սնդ. սյուն ճնշումով, տեղավորված է մետաղական պատյանում և ղեկավարվում է ՓՈՒ-02 չափիչ սարքով: ՓՈՒ-02 սարքից ՈՄՄ-2 լամպին տրվում է կատոդի շիկացման անհրաժեշտ լարում, իսկ կատոդի նկատմամբ ցանց-անոդ համակարգին՝ սդոցածն լարում (նկ. 22):

ՓՄՄ-2 լամպում առաջացող հոսանքի անկումները դիտվում են աշխատանքում օգտագործվող օսցիլոգրաֆի էկրանի վրա:



Նկ. 22 Անողին տրվող $t = 5 \cdot 10^{-4}$ վ տևողությամբ սղոցածն լարումների գրաֆիկը

ՓՈԿ-02 սարքի ետնամասում գտնվում է ցանցի անջատիչը, իսկ դեկավարման վահանակի վրա գտնվում են բռնակները («նուրբ», «կոպիտ»), լարումը ցույց տվող լուսարձակատող էկրանը, օսցիլոգրաֆի հետ միացման «մուտք», «ընդհանուր» և սինխրոնիզացման բնիկները:

ՓՈԿ-02 սարքը լամպի կատողի շիկացման թելիկը պահում է անփոփոխ $U_{շիկ}$ լարման տակ, իսկ անող-ցանց համակարգին կատողի նկատմամբ տրվող սղոցածն լարումը ունի 40Վ լայնույթ և $t = 5 \cdot 10^{-4}$ վ տևողություն (պարբերություն) (Նկ. 22):

Անողի և ցանցի միջև գործում է 1վ անփոփոխ լարում, որը ցանցի միջով դեպի անող գնացող էլեկտրոններին արգելակող էլեկտրական դաշտ է ստեղծում, ինչն էլ ապահովում է լամպի նորմալ աշխատանքը: ՓՈԿ-02 սարքը ՓՄՄ-2 լամպից եկող I անողային հոսանքը փոխարկում է լարման, որի մեծությունը ուղիղ համեմատական է հոսանքի մեծությանը: Վերջինս տրվում է օսցիլոգրաֆի մուտքին, որի էկրանին երևում է I անողային հոսանքի կատող-անող կամ նույնն է թե կատող-ցանց լարման օսցիլոգրամման՝ սինուսիդիկ հատվածի տեսքով, որի հստակությունը կախված է ՓՈԿ-02 սարքի և օսցիլոգրաֆի միջև սինխրոնացման աստիճանից: «կոպիտ» և «նուրբ» բռնակները պտտելով օսցիլոգրամմայի վրայով կարելի է տեղաշարժել նշիչը՝ մարկերը, որը համընկեցվում է սինուսիդանման օսցիլոգրամմայի առավելագույն արժեքներից մեկի

հետ և բռնակի պտույտով այն տեղափոխվում է դեպի հարևան առավելագույն արժեքը (ինչպես երևում է նկ. 21-ում): Կատարման ընթացքում սարքի լուսարձակող էկրանի վրա գրվում է այդ երկու կետերի միջև եղած ΔU լարումների տարբերությունը, որի թվային արժեքն էլ կլինի կրիատոնի ատոմի գրգռման առաջին պոտենցիալի ΔU մեծությունը: ΔU -ի արժեքը տեղադրվում է (3)-արտահայտության մեջ որոշվում է λ -ալիքի երկարությունը: Ստացած արժեքը համեմատվում է կրիատոնի ատոմի առաքման սպեկտրի ալիքի երկարության անձնագրային տվյալի հետ և համոզվում փորձի իրականացման ճշտության մեջ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 10

«CY-1» ՍՊԵԿՏՐՈՍԵՏՐԻ ԱՍՏԻՃԱՆԱՎՈՐՄԱՆ ԿՈՐԻ ԿԱՌՈՒՅՈՒՄԸ:

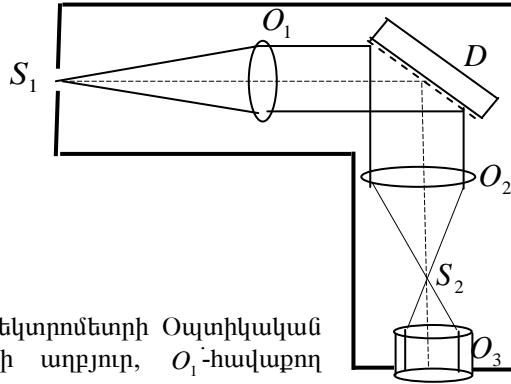
ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. փորձնականորեն ուսումնասիրել սնդիկի և նեոնի ատոմների առաքման գծային սպեկտրները, գտնել նրանց համապատասխանող ալիքների երկարությունները և ստացված տվյալներով կառուցել «CY-1» սպեկտրոմետրի աստիճանավորման կորը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. լույսի աղբյուր՝ սնդիկի գազապարպումային լամպ և «CY-1» սպեկտրոմետր:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

«CY-1» սպեկտրոմետրի Օպտիկական սխեման բերված է նկ. 23-ում: Լույսի աղբյուրից առաքված լույսը, անցնելով սպեկտրոմետրի S_1 մուտքի ճեղքից հետո գտնվող O_1 ռապինյակով վերածվում է լույսի զուգահեռ փնջի (S_1 ճեղքի դիրքը համընկնում է O_1 ռապինյակի կիզակետի հետ) և ընկնեում է D անդրադարձնող դիֆրակցիայի ցանցի սպեկտրոմետրի S_2 ելքի ճեղքի վրա, որի միջով անցնելուց հետո՝ O_3 վրա: O_2 ռապինյակի ուղղությամբ տարածվում է դիֆրակցիայի երկրորդ գլխավոր մաքսիմումը որը անցնելով նրա միջով, կիզակետացվում է ռապինյակային

համակարգի (օկուլյարի) միջոցով և դիտվում է լույսի աղբյուրի առաքման սպեկտրը, որը կարելի է տեղաշարժել դիտման տեսադաշտում



նկ. 23 «CY-1» սպեկտրոմետրի Օպտիկական սխեման: S_1 -լույսի աղբյուր, O_1 -հավաքող ոսպնյակ, D -դիֆրակցիայի ցանց, O_2 -հավաքող ոսպնյակ O_3 -օկուլյար

«CY-1»սպեկտրոմետրի նիշերով թմբուկի փոքր պտուտակը պտտելու միջոցով:

Աշխատանքը կատարվում է հետևյալ հաջորդականությամբ՝

1. «CY-1» սարքի թմբուկը փոքր պտուտակ բռնակի պտտումով բերել զրոյական դիրքի :
2. Ցանցին միացնել սնդիկի գազապարպումային լամպը:
3. Նույն պտուտակը դանդաղորեն ժամալքի հակառակ ուղղությամբ պտտելով, տեսադաշտ բերել սնդիկի սպեկտրային գծերը: Առաջինը կերևան մանուշակագույն գծերը, այնուհետև կհաջորդեն նկ. 24-ում բերված կապույտ, կանաչ, դեղին և այլն, որոնց համապատասխան ուժգնությունները նշված են ավելի հաստ գծերով:

«CY-1» սպեկտրոմետրի O_3 -օկուլյարից դիտում և ուսումնասիրում են սնդիկի գազապարպումային լամպից առաքված սնդիկի ատոմի առաքման սպեկտրի սպեկտրային գծերը, որոնց դասավորությունը պետք է նման լինի նկ. 24-ում բերված պատկերին:



Նկ. 24 Սնդիկի ատոմի առաքման սպեկտրում սպեկտրային գծերի դասավորությունը

Սպեկտրի ուսումնասիրությունից հետո օգտվելով աղյուսակ 6-ում բերված տվյալներից գտնում են սնդիկի ատոմի առաքման սպեկտրի համապատասխան սպեկտրային գծերի ալիքների երկարությունները և նրանց տեղաշարժումը իրականացնող պտտվող թմբուկի վրա եղած համապատասխան ցուցմունքը՝ նիշի դիմաց գտնվող թիվը, որն էլ գրանցվում է աղյուսակ 6-ի երրորդ սյունակում:

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 6

| ալիքի երկարութ. (նմ) | ալիքի գույնը և ուժգնությունը | թմբուկի ցուցմունքը |
|----------------------|------------------------------|--------------------|
| 579.07 | պայծառ դեղին գիծ | |
| 576.96 | պայծառ դեղին գիծ | |
| 546.07 | պայծառ կանաչ գիծ | |
| 535.84 | պայծառ երկնագույն գիծ | |
| 404.67 | պայծառ մանուշակագույն գիծ | |

Աղյուսակ 6-ի առաջին և երրորդ սյունակների արժեքներով կառուցել գրաֆիկ, որն էլ կլինի «CY-1»-սպեկտրոմետրի աստիճանավորման կորը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 11

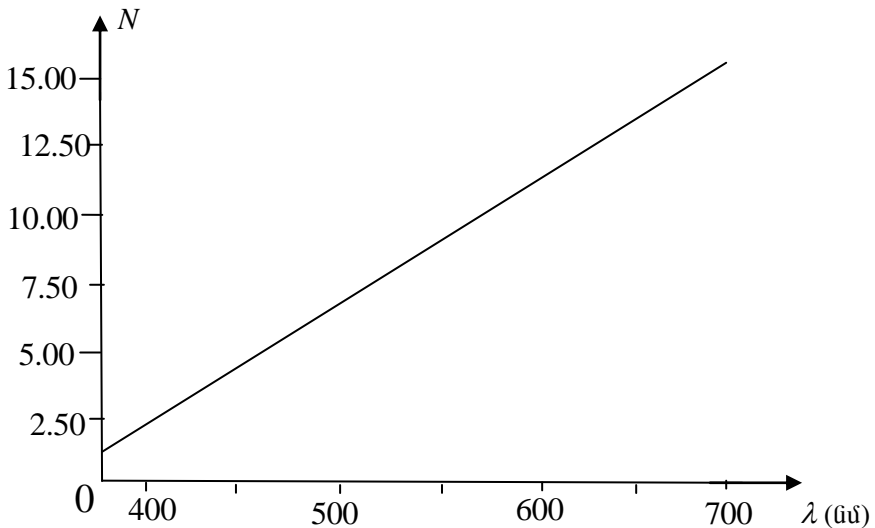
ՆԵՈՆԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՌԱՋՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՄԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ «CY-1» ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐՈՎ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. փորձնականորեն ուսումնասիրել նեոնի ատոմների առաքման գծային սպեկտրները, գտնել նրանց համապատասխանող ալիքների երկարությունները, օգտվելով «CY-1» սպեկտրոմետրի աստիճանավորման կորից:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. լույսի աղբյուրներ, նեոնի գազապարպումային լամպ, «CY-1» սպեկտրոմետր և նրա աստիճանավորման կորը:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

«CY-1» սպեկտրոմետրի օպտիկական սխեման բերված է նկ. 23-ում, իսկ աշխատանքի նկարագիրը՝ աշխատանք 10-ում:



նկ. 25 «CY-1»-ի սպեկտրոմետրի աստիճանավորման գրաֆիկը

Նկ. 25-ում պատկերված է «CY-1»-ի աստիճանավորման գրաֆիկը, որը ցոյց է տալիս թե սպեկտրային գծերը տեղաշարժող պտտվող

թմբուկի վրայի նիշերի N արժեքներին λ ալիքի ի՞նչ երկարություն է համապատասխանում:

Միացնել նեոնի զազապարպումային լամպը, նախապես այն տեղադրելով «CY-1»-սպեկտրոմետրի մուտքի ճեղքի դիմաց և ուսումնասիրել նեոնի ատոմների առաքման սպեկտրը, միաժամանակ գրանցելով նեոնի ատոմների առաքման սպեկտրի յուրաքանչյուր սպեկտրային գծին համապատասխանող թմբուկի ցուցմունքը: Օգտվելով «CY-1»-ի աստիճանավորման գրաֆիկից, գտնել սպեկտրի համապատասխան սպեկտրային գծերի ալիքների երկարությունները և ստացված արդյունքները համեմատել դրանց անձնագրային տվյալների հետ, որը բերված է ձեռնարկի վերջում (էջ 82):

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 12

ՉՐԱՇՆԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՌԱՔՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԻԳԲԵՐԳԻ ԵՎ ԲԱԼՍԵՐԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ. փորձնականորեն ուսումնասիրել ջրածնի ատոմների առաքման գծային սպեկտրը: Նախ հաշվել Ռիդբերգի հաստատունի արժեքը, այնուհետև՝ Բալմերի հաստատունը:

ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՐԱԳԱՆԵՐ. ջրածնի ատոմների զազապարպումային լամպ, «CY-1» սպեկտրոմետր և նրա աստիճանավորման գրաֆիկը:

ՓՈՐՉԻ ԸՆԹԱՑՔԸ:

Ինչպես արդեն նշել ենք §3-2-ում, ջրածնի ատոմի առաքման սպեկտրի սպեկտրային սերիաներից տեսանելի տիրույթում է գտնվում Բալմերի սերիան, որի սպեկտրային գծերի ալիքների երկարությունները որոշվում են n գլխավոր քվանտային թվի §3-1-ի 3-(2) բանաձևով ստացվող արժեքներով

$$\frac{c}{\lambda_n} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1)$$

որտեղ n -ի արժեքներն են $n = 3;4;5;\dots$, $R = 4c / \lambda_0$ Ռ-իդերգի հաստատունն է, իսկ λ_0 – ն Բալմերի հաստատունը:

(1)-բանաձևից Ռ-իդերգի հաստատունի համար կունենանք՝

$$R = \frac{c}{\lambda_n \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad (2)$$

Ստացված բանաձևով հաշվել Ռ-իդերգի հաստատունը երեք սպեկտրային գծերի ալիքների երկարությունների համար և վերցնել դրանց միջին արժեքը:

Այդ ալիքներն են՝

1. $n = 1$ արժեքին համապատասխանող λ_1 ալիքի սպեկտրային գիծը ունի կարմիր գույն,

2. $n = 2$ դեպքում λ_2 ալիքի սպեկտրային գիծը երկնագույն է,

3. $n = 3$ արժեքին λ_3 -սպեկտրային գիծը ունի կապույտ գույն: Այդ՝ λ_1 , λ_2 և λ_3 ալիքների երկարությունները որոշել «CY-1» սպեկտրոմետրով: Որպես լույսի աղբյուր վերցնել ջրածնի գազապարպումային լամպը, որը տեղավորված է պաշտպանիչ մետաղական պատյանում:

«CY-1» սպեկտրոմետրի օպտիկական սխեման բերված է նկ. 23-ում, իսկ աշխատանքի նկարագիրը աշխատանք 10-ում:

Մինչև ջրածնի գազապարպումային լամպը սնող հոսանքի աղբյուրը միացնելը, որը լամպի վրա ստեղծում է 3000վոլտ լարում, ստուգել սարքի հողակցումը, նոր միայն սարքերը միացնել էլեկտրական ցանցին և սեղմել միացման կոճակները:

Միացումից Տրոպե հետո, երբ պարպման խողովակից առաքվող լույսի ուժգնությունը կհասնի իր կայուն արժեքին նայել սպեկտրոմետրի օկուլյարում և գտնել վերևի երեք սպեկտրային գծերի ալիքների երկարությունները միկրոմետրիկ պտուտակի վրայի համապատասխան միջի արժեքով և, օգտվելով աստիճանավորման գրաֆիկիկց (նկ.25), հաշվել դրանց երկարությունները:

Յուրաքանչյուր սպեկտրային գծի ալիքի երկարությունը չափել երեք անգամ առանձին-առանձին, տվյալները գրանցել աշխատանքային տետրում գծված աղյուսակ 7-ի նման աղյուսակում, իսկ աղյուսակի չորրորդ տողում գրել այդ երեք չափումների միջին թվաբանական արժեքները:

Յուրաքանչյուր ալիքի միջին արժեքով (2) բանաձևով հաշվել Ռիդբերգի հաստատունը և, ստացված այդ երեք արժեքներից, վերցնել Ռիդբերգի հաստատունի միջին թվաբանական արժեքը:

Իմանալով Ռիդբերգի հաստատունի թվային արժեքը՝ $R = 4c / \lambda_0$

ԱՂՅՈՒՄԱԿ 7

| | λ_1 | λ_2 | λ_3 | R |
|--------------|-------------|-------------|-------------|-----|
| 1. | | | | |
| 2. | | | | |
| 3. | | | | |
| միջ. արժ. | | | | |

բանաձևից հաշվել Բալմերի հաստատունը՝ $\lambda_0 -$ ն, $\lambda_0 = \frac{4c}{R}$ բանաձևով

և ստացված արժեքը համեմատել λ_0 - ի թվային արժեքի՝ $\lambda_0 = 364.6$ նմ հետ: Եթե երկու մեծությունները համընկնում են, կնշանակի աշխատանքի ճիշտ է կատարվել:

Աղյուսակ *

| Գծի գույնը | Տարրը | Հարաբերական ուժգնությունը | Ալիքի երկարությունը λ նմ |
|--|-------|------------------------------|--------------------------------|
| Դեղին | Hg | 10 | 579 |
| Դեղին | Hg | 10 | 577 |
| Կանաչ | Hg | 20 | 546 |
| Երկնագույն | Hg | 4 | 492 |
| Կապույտ | Hg | 10 | 436 |
| Մանուշակագույն | Hg | 7 | 408 |
| Մանուշակագույն | Hg | 7 | 405 |
| | | | |
| Պայծառ-կարմիր | Ne | 10 | 640 |
| Կարմրամարնչագույն,երկու մոտ գծերից ձախը | Ne | 10 | 614 |
| Նանջագույն,չորրորդ գծից ձախ առաջին տեսանելի | Ne | 5 | 594,5 |
| Դեղին | Ne | 20 | 585 |
| Բաց կանաչ, չորրորդ գծից աջ առաջին տեսանելի | Ne | 4 | 576 |
| Կանաչ,երկու առանձին գծերից ձախը | Ne | 6 | 548 |
| Կանաչ,երկու առանձին գծերից աջը | Ne | 8 | 533 |
| Կանաչ,հինգ հավասարահեռ գծերից աջը | Ne | 5 | 503 |

| | | | |
|------------------------------|----|---|-------|
| Կապտականաչագույն, միայնակ | Ne | 8 | 485 |
| | | | |
| Կարմիր | He | - | 706,5 |
| Կարմիր | He | - | 658 |
| Դեղին | He | - | 588 |
| Կանաչ | He | - | 502 |
| Երկնագույն | He | - | 492 |
| Երկնագույն | He | - | 471 |
| Կապույտ | He | - | 447 |
| Մանուշակագույն | He | - | 403 |
| Մանուշակագույն | He | - | 389 |
| | | | |
| Կարմիր | Kr | - | 770 |
| Կարմիր | Li | - | 671 |
| Կարմիր | H | - | 656 |
| Դեղին | Na | - | 589 |
| Կանաչ | Te | - | 535 |
| Երկնագույն | H | - | 486 |
| Երկնագույն | Sr | - | 461 |
| Կապույտ | H | - | 434 |
| Մանուշակագույն | Ca | - | 423 |
| Մանուշակագույն | H | - | 410 |
| Մանուշակագույն | Kr | - | 404,5 |

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Геворкян Р.Г. Курс физики .– М.: Высшая школа, 1979
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Курс физики — Высшая школа, 1989
3. Трофимова, Т.И. Курс физики . – М.: 1997
4. Савельев И.В. Курс физики: в 3 т. - Спб.: Лань, 2008. - Т. 3:
Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц.
5. Трофимова, Т.И. Краткий курс физики / Т.И. Трофимова. - М: Высшая школа, 2006.
6. Лабораторные занятия по физике / Под редакцией Л.Л.Гольдина – М."Яворский Б.М.,Пинский А.А. Основы физики. . – М.: Наука, 1974.Т.
7. Лабораторные занятия по физике / Под редакцией Л.Л.Гольдина – М."Наука", 1983.
8. Сивухин Д.В. Общий курс физики : в 5 т. / Д.В. Сивухин. – М. : Физматлит: Изд-во МФТИ, 2002. – Т.4: Оптика. – 687 с.
- 9..Королев Ф.А. Курс физики.М."Просвещение" 1974.

Բ ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 1, 2, 3, 4, 5 համառոտ տեսություն 3

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 1. ՎՈՒՖՐԱՄԻ ԴԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՅՄԱՆ
ԳՐԱՖԻԿԻ ԿԱՌՈՒՅՈՒՄԸ $T_1 = 1300K^0$ ՋԵՐԱՄՍԻՃԱՆՈՒՄ

ԵՎ ՆՐԱ ՀԱՇՎԱՐԿԸ $T_1 = 2000K^0$ ՋԵՐԱՄՍԻՃԱՆԻ ՀԱՄԱՐ 19

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2. ԴԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ
ԿՈՐԻ ԻՐԱԿԱՆ ՏԵՍՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 24

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 3. ԴԱՌԱԳԱՅԹՔՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ
ԿՈՐԻ ԿԱՌՈՒՅՄԱՆ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԸ ԼՈՒՅՄԻ ԱՐՅՈՒՐԻ
ՋԵՐՄԱՄՍԻՃԱՆԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ: 26

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 4. ԼԱՄՊԻ ՇԻԿԱՅՄԱՆ ԹԵԼԻԿԻ ՋԵՐՄԱՄՍԻՃԱՆԻ
ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՎԻՆԻ ՇԵՂՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻՈՎ: 29

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 5. ՍՏԵՖԱՆ-ԲՈՒՅՄԱՆԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ
ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ԴԱՆԱՊԱՐՀՈՎ: 31

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6. 7. ֆՈՏՈԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏ համառոտ տեսություն 32

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6. ՊԼԱՆԿԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ: ՖՈՏՈԿԱՏՈՂԻ
ՆՅՈՒԹԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԵԼՔԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 42

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 7. ՊԼԱՆԿԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ, ՖՈՏՈԿԱՏՈՂԻ ՆՅՈՒԹԻՅ
ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԵԼՔԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԵՎ ՖՈՏՈԷՖԵԿՏԻ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ
ԿԱՐՄԻ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 46

ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ 8. 9. 10. ՋՐԱԾՆԻ ԵՎ ՋՐԱԾՆԱՆՄԱՆ ԱՏՈՄՆԵՐԻ
ԲՈՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ: համառոտ տեսություն 50

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 8. ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՄԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ:
ՈՐԱԿԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ԱՆԱԼԻՋ: 68

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 9. ԿՐԻՊՏՈՆԻ ԱՏՈՄԻ ԳՐԳՈՒՄԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ
ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՖՐԱՆԿԻ ԵՎ ՀԵՐՅԻ ՓՈՐՁՈՎ 71

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 10. «ԿՅ-1» ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐԻ ԱՄՍԻՃԱՆԱՎՈՐՄԱՆ
ԿՈՐԻ ԿԱՌՈՒՅՈՒՄԸ 74

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 11. ՆԵՈՆԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՌԱՔՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՄԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ, «ԿՅ-1» ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐՈՎ 77

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 12. ՋՐԱԾՆԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՌԱՔՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՄԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ, ՌԻԴԲԵՐԳԻ ԵՎ ԲԱԼՄԵՐԻ
ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԵԹԻՐ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 78

ԱՐՅՈՒՄԱԿ 81

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ 83

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ 84