

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ա. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ,
Ա. Լ. ԱՄԱՏՐՅԱՆ, Ա. Խ. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ,
Վ. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ

Մաս II

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ
2021

ՀՏԴ 538.9(07)

ԳՄԴ 22.37g7

Պ 610

*Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտխորհուրդը:*

Ուսումնամեթոդական աշխատանքների մատենաշար
պրոֆ. Ա. Կիրակոսյանի ընդհանուր խմբագրությամբ

Գրախոսներ՝ դոցենտ Հ. Բադալյան
պրոֆեսոր Ա. Սահակյան

Պ 610 Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ / Ա.
Կիրակոսյան, Ա. Վարդանյան, Ա. Ասատրյան, Ա. Մանասեյան,
Վ. Հարությունյան.- ԵՊՀ հրատ., 2021.
Մաս II.- 190 էջ:

Ուսումնական ձեռնարկում ընդգրկված են 10 լաբորատոր աշխատանքներ, որոնք վերաբերում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի տարբեր բաժիններին: Աշխատանքներում մեծ տեղ է հատկացված փորձերի տեսության ուսումնասիրմանը, օգտագործվող սարքերի հետ ծանոթացմանը, փորձնական տվյալների մշակմանը և մեկնաբանմանը:

Նախատեսված է ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետների ուսանողների համար:

ՀՏԴ 538.9(07)

ԳՄԴ 22.37g7

ISBN 978-5-8084-2518-7

© ԵՊՀ հրատ., 2021

© Հեղ. խումբ, 2021

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Նախաբան.....	5
Աշխատանք 11. Մետաղների էլեկտրահաղորդականության ջերմաստիճանային կախման ուսումնասիրում ցածր ջերմաստիճաններում.....	6
Աշխատանք 12. Մետաղների մագնիսադիմադրության ջերմաստիճանային կախման ուսումնասիրում ցածր ջերմաստիճաններում.....	23
Աշխատանք 13. Բյուրեղների պիեզոէլեկտրական հատկությունների ուսումնասիրում	41
Աշխատանք 14. Պինդ մեկուսիչներում բևեռացման առաձգական տեսակների ուսումնասիրում	59
Աշխատանք 15. Ֆեռոմագնիսների մագնիսացման կորերի ուսումնասիրում	74
Աշխատանք 16. Ֆեռոմագնիսական համաձուլվածքների Կյուրիի ջերմաստիճանի որոշում.....	89
Աշխատանք 17. Բազմաբյուրեղային նյութի ռենտգենակառուցված- քային վերլուծություն չքայքայող մեթոդով (նյութի որակական և քանակական վերլուծություն)	106
Աշխատանք 18. Բազմաբյուրեղային նյութի բյուրեղիկների խորանար- դային ցանցի հաստատունի որոշում ռենտգենադիֆ- րակտային եղանակով	131
Աշխատանք 19. Բազմաբյուրեղային նյութի բյուրեղիկների վեցան- կյունային ցանցի հաստատունների որոշում ռենտգենադիֆրակտային եղանակով.....	155
Աշխատանք 20. Բորմանի երևույթը	178
Ֆիզիկական հաստատունների աղյուսակ	188

ՆԱԽԱԲԱՆ

Սույն ձեռնարկը 2016թ. հրատարակված «Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ» ձեռնարկի երկրորդ մասն է: Նրանում ընդգրկված լաբորատոր աշխատանքներն ուսանողներին ծանոթացնում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի մի շարք հիմնարար երևույթների, փորձարարական հետազոտությունների մեթոդների, սարքերի և սարքավորումների հետ: Դրանք վերաբերում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի տարբեր բնագավառներին և ուսանողներին հնարավորություն են տալիս դիտարկելու, ուսումնասիրելու, վերարտադրելու և ինքնուրույն ստուգելու ֆիզիկական որոշ օրինաչափություններ և դրանց հետևանքները, ձեռք բերելու ինքնուրույն հետազոտական աշխատանքի համար անհրաժեշտ հմտություններ:

Ձեռնարկը նախատեսված է ԵՊՀ ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի ուսանողների համար և պարունակում է 10 լաբորատոր աշխատանքներ, որոնք վերաբերում են պինդ մարմնի կինետիկական և մագնիսական հատկությունների, ինչպես նաև պինդ մարմնի հետազոտման ռենտգենակառուցվածքային դիֆրակտային մեթոդների ուսումնասիրմանը:

Յուրաքանչյուր աշխատանք բաղկացած է ծավալուն տեսական մասից, օգտագործվող սարքերի, փորձի մեթոդի և աշխատանքի կատարման կարգի նկարագրությունից և ստուգողական հարցերից, որոնց նպատակն է օգնել փորձին վերաբերող տեսական նյութի և գործնական գիտելիքների ամրապնդմանը: Գրականության ցանկը պարունակում է փորձի ուսումնասիրման համար անհրաժեշտ հիմնական աղբյուրները:

Շնորհակալություն ենք հայտնում մեր գործընկերներին օգտակար խորհուրդների և դիտողությունների համար:

Հեղինակներ

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 11

ՄԵՏԱՂՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱԶԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՋԵՐՄԱՍՍԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ ՑԱԾԻ ՋԵՐՄԱՍՍԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Այն գաղափարը, որի համաձայն մետաղների մեծ էլեկտրահաղորդականությունը և ջերմահաղորդականությունը կարելի է բացատրել դրանցում շարժուն, ազատ էլեկտրոնների մեծ խտությունների առկայությամբ, առաջ է քաշել Պ. Դրուդեն 1900թ.: Այս վարկածից բխող ենթադրությունները սպառիչ կերպով ուսումնասիրել է Հ. Լորենցը: Ըստ Դրուդեի և Լորենցի՝ մետաղներում ազատ էլեկտրոնների համախումբը կարելի է դիտարկել որպես իդեալական գազ, որը ջերմային հավասարակշռության վիճակում ենթարկվում է Մաքսվել-Բոլցմանի բաշխմանը: Որպեսզի պարզենք, թե ինչ կարող է տեղի ունենալ, երբ էլեկտրական կամ ջերմային հոսքեր են առաջանում, այսինքն, երբ հաստատվում է անհավասարակշռական վիճակ, անհրաժեշտ է ուսումնասիրել, թե ինչպես է ձևափոխվում հավասարակշռական բաշխումը թույլ էլեկտրական դաշտի կամ փոքր ջերմային գրադիենտի ազդեցությամբ:

Անհրաժեշտ էր նաև հետազոտել էլեկտրոնների կինետիկական վարքը, որոնք մասնակցում են անընդհատ տեղի ունեցող պատահական բախումներին՝ նպաստելով հավասարակշռության վիճակին վերադառնալուն և էլեկտրա- և ջերմահաղորդականությունների վերջնական արդյունքները պատահական բախումների միջև կյանքի միջին տևողության կամ ազատ վազքի միջին երկարության հասկացությունների միջոցով արտահայտելուն: Դրուդե-Լորենցի տեսությունը բավարար ճշտությամբ բացատրում է Վիդեման-Ֆրանցի օրենքը, որի համաձայն էլեկտրահաղորդականության և ջերմահաղորդականության գործակիցների հարաբերությունը մեծ թվով մետաղների համար (տրված ջերմաստիճանում) նույն արժեքն ունի: Բացի այդ, էլեկտրահաղորդականության և ջերմահաղորդականության գործակիցների արժեքները,

որոնք ստացվում են ազատ վազքի միջին երկարության արժեքների օգտագործմամբ, մոտ են փորձում ստացվող արժեքներին:

Սակայն իր պարզագույն տարբերակում ազատ էլեկտրոնների տեսությունը հանգեցնում է էլեկտրոնային գազի ջերմունակության խիստ անհամապատասխանության փորձարարական տվյալների հետ: Այս և մի քանի այլ դժվարություններ լուծել է Ա. Ջոմերֆելդը՝ Բոլցմանի բաշխման փոխարեն էլեկտրոնների համակարգը նկարագրելով Ֆերմի-Դիրակի բաշխումով: Այսպիսի մոտեցումը շատ պարզ և միաժամանակ նաև սկզբունքորեն ուղիղ ճանապարհ է՝ քննարկելու և պատկերացնելու մետաղներում հաղորդականության երևույթները:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

Մետաղներում ազատ էլեկտրոններն էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կատարում են ուղղորդված շարժում: Շարժման ընթացքում էլեկտրոնները ցրվում են տարաբնույթ արատների վրա: Հենց այդ ցրումներով է պայմանավորված մետաղի դիմադրությունը: Մետաղներում ցրման հիմնական պատճառներն են ցանցի ջերմային տատանումները (ֆոնոնային ցրում) և ցանցի արատները, մասնավորապես խառնուկները:

Մետաղի էլեկտրահաղորդականության գործակիցը տրվում է

$$\sigma = \frac{ne^2\Lambda}{mv} \quad (1)$$

բանաձևով, որտեղ n -ը միավոր ծավալում էլեկտրոնների թիվն է, e -ն՝ տարրական լիցքը, m -ը՝ էլեկտրոնի զանգվածը, Λ -ն՝ ազատ վազքի միջին երկարությունը, v -ն՝ էլեկտրոնի արագությունը: Այլասերված ($T = 0$ Կ) էլեկտրոնային գազում զրոյական էներգիայի բավականաչափ մեծ լինելու հետևանքով էլեկտրոնների արագությունները գործնականում կախված չեն ջերմաստիճանից: Այս փաստը հնարավորություն է տալիս խնդիրը հանգեցնելու միայն ազատ վազքի միջին երկարության հաշվարկին: Ըստ Հ. Լորենցի՝ Λ -ն կախված է միայն այն մեծություններից, որոնք կապված են ցանցի հետ, քանի որ էլեկտրոնների միջև բա-

խումները (այլ կերպ ասած՝ էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցությունը) հաշվի չեն առնվում:

Դիտարկենք մետաղներում էլեկտրոնների ցրման հիմնական մեխանիզմները:

1. Խառնուկային ցրում

Ինչպես հայտնի է, լիցքավորված խառնուկի պոտենցիալը մետաղում էկրանավորվում է և ընդունում հետևյալ տեսքը՝

$$U(r) = \frac{Ze^2}{r} e^{-\lambda r}, \quad (2)$$

որտեղ Z -ը խառնուկային ատոմի և մետաղի արժեքականությունների տարբերությունն է, λ -ն՝ էկրանավորման պարամետրը՝

$$\lambda = [4\pi e^2 N(\varepsilon_F)]^{1/2}, \quad (3)$$

$N(\varepsilon_F) = 3n / 2\varepsilon_F$ արտահայտությունը միավոր ծավալում վիճակների խտության ֆունկցիան է ֆերմի-մակերևույթին, ε_F -ը՝ ֆերմի-էներգիան:

Մետաղի՝ լիցքավորված խառնուկների վրա ազատ էլեկտրոնների ցրումներով պայմանավորված տեսակարար դիմադրությունը որոշվում է Դրուդեի (1) բանաձևի նմանակի միջոցով՝

$$\rho \equiv \frac{1}{\sigma} = \frac{mv_F}{ne^2 \Lambda_i}, \quad (4)$$

որտեղ v_F -ն ֆերմի-արագությունն է, իսկ ազատ վազքի միջին երկարությունը՝ Λ_i -ն, արտահայտվում է ցրող կենտրոնի $\sigma(\theta)$ արդյունարար դիֆերենցիալ կտրվածքով՝

$$\frac{1}{\Lambda_i} = 2\pi N_i \int_0^\pi (1 - \cos \theta) \sigma(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (5)$$

որտեղ N_i -ն լիցքավորված խառնուկների խտությունն է մետաղում: Խոտորումների տեսության համաձայն՝ Բոռնի մոտավորությամբ, (2) էկրանավորված կուլոնյան պոտենցիալի վրա ցրման կտրվածքը տրվում է

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{2mZe^2}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{(K^2 + \lambda^2)^2} \quad (6)$$

բանաձևով, որտեղ

$$K = 2k_F \sin \frac{\theta}{2} \quad (7)$$

մեծությունը ցրման պրոցեսում էլեկտրոնի $\mathbf{k}$ ($k = k_F$) ալիքային վեկտորի փոփոխության մեծությունն է, θ -ն՝ ցրման անկյունը:

(4) – (7) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{mv_F}{ne^2} 2\pi N_i \int_0^\pi (1 - \cos \theta) \left(\frac{2mZe^2}{\hbar^2} \right)^2 \frac{\sin \theta d\theta}{(K^2 + \lambda^2)^2} = \\ &= \frac{2\pi mv_F N_i}{ne^2} \left(\frac{2mZe^2}{\hbar^2 \lambda^2} \right)^2 J \left(\frac{2k_F}{\lambda} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

որտեղ $J(a)$ -ն $a = (2k_F / \lambda)^2$ պարամետրի ֆունկցիա է և տրվում է

$$J(a) = \frac{4}{a^2} \left[\ln(1+a) - \frac{a}{1+a} \right] \quad (9)$$

արտահայտությամբ:

Մասնավորապես,

$$J(a) \approx 2 - \frac{8}{3}a, \quad \text{երբ } a \ll 1, \quad (10)$$

$$J(a) \approx \frac{4}{a^2} \left(\ln a - 1 + \frac{2}{a} \right), \quad \text{երբ } a \gg 1:$$

a պարամետրն արտահայտվում է էլեկտրոնների խտությամբ՝

$$a = \frac{4k_F^2}{\lambda^2} = \pi a_B k_F = \pi (3\pi^2)^{1/3} a_B n^{1/3}, \quad (11)$$

որտեղ $a_B = \hbar^2 / me^2 \approx 0,529 \text{ \AA}$ -ը Բորի շառավիղն է:

Մետաղներում էլեկտրոնների խտության փոփոխման տիրույթում ($0,91 \cdot 10^{22} \text{ սմ}^{-3} \leq n \leq 24,7 \cdot 10^{22} \text{ սմ}^{-3}$) a պարամետրն ընդունում է արժեքներ $1,07 \leq a \leq 3,22$ տիրույթում, իսկ $J(a)$ ինտեգրալը՝ $2,018 \geq J(a) \geq 0,208$ տիրույթում:

(5) բանաձևը ներկայացնելով

$$\frac{1}{\Lambda_i} = 2\pi N_i \sigma \sim N_i \pi R^2$$

տեսքով և համեմատելով (8) բանաձևի հետ՝ կարելի է փաստել, որ լիցքավորված խառնուկն իրեն պահում է որպես երկրաչափական (շրջանաձև) խոչընդոտ, որի

$$R \sim \frac{2mZe^2}{\hbar^2 \lambda^2} \sim \frac{Z}{k_F} \quad (12)$$

շառավիղն աստմի շառավղի կարգի է:

Նշենք նաև, որ տեսակարար դիմադրությունը կախված չէ ջերմաստիճանից և համեմատական է մետաղի և խառնուկի տարրի արժեքականությունների տարբերության քառակուսուն՝ $\rho \sim Z^2$:

2. Ցրում ցանցի տատանումների վրա (ֆոնոնային ցրում)

Ցանցային դիմադրության հաշվարկը, որի հիմքում էլեկտրոնների ցրումներն են ցանցի իոնների ջերմային տատանումների վրա, բավականաչափ բարդ խնդիր է: Ուսումնասիրենք ցանցային դիմադրության պարզեցված, սակայն որակապես իրականությանը համապատասխանող տեսությունը:

Օգտվենք (5) բանաձևից, դրանում N_i -ի փոխարեն տեղադրելով միավոր ծավալում տարրական բջիջների թիվը՝ $N_i = N/V = 1/v_c$, որտեղ տարրական բջջի ծավալը՝ $v_c \sim d^3$ (d -ն ցանցի հաստատունն է), իսկ ցրման $\sigma(\theta)$ կտրվածքի փոխարեն

$$\bar{\sigma}(\mathbf{K}) = \sigma_a(\mathbf{K}) N |\mathbf{K} \mathbf{U}_q|^2 \quad (13)$$

մեծությունը, որտեղ $\sigma_a(\mathbf{K})$ -ն առանձին աստմի ցրման կտրվածքն է, N -ը՝ նմուշում տարրական բջիջների թիվը, $\mathbf{U}_q$ -ն՝ ցանցի $\mathbf{q}$ ալիքային վեկտորով տատանումների լայնույթը: Այսպիսով՝

$$\frac{1}{\Lambda_L} = \frac{1}{v_c} \cdot 2\pi \int_0^\pi \sigma_a(\mathbf{K}) N |\mathbf{K} \mathbf{U}_q|^2 (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta: \quad (14)$$

Ստորև կդիտարկենք միայն նորմալ « N -պրոցեսները», երբ էլեկտրոնի ցրման վեկտորը հավասար է տատանումների (ֆոնոնի) վեկտորին՝ $\mathbf{K} = \mathbf{q}$ (իմպուլսի պահպանման օրենք):

Բարձր՝ $T \geq T_D$, ջերմաստիճաններում (T_D -ն Դեբայի բնութագրական ջերմաստիճանն է)

$$N|KU_q|^2 \approx \frac{k_B TK^2}{M \cdot \omega_q^2} \approx \frac{k_B T}{Ms^2} \approx \frac{\hbar^2 q_D^2 k_B T}{Mk_B^2 T_D^2}, \quad (15)$$

ω_q -ն տատանման հաճախությունն է, M -ը՝ իոնի զանգվածը, s -ը՝ մետաղում ձայնի տարածման միջինացված արագությունը, որն արտահայտվում է Դեբայի ջերմաստիճանով և սահմանային q_D ալիքային թվով՝ $s = k_B T_D / \hbar q_D$: Քանի որ (15) մեծությունը կախված չէ անկյունից, ապա (14) և (15) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\frac{1}{\Lambda_L} \approx \frac{1}{v_c} \bar{\sigma}_a \frac{\hbar^2 q_D^2 k_B T}{Mk_B^2 T_D^2}, \quad \text{և} \quad \rho_L \sim T, \quad (16)$$

որտեղ

$$\bar{\sigma}_a = 2\pi \int_0^\pi \sigma_a(\theta) (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (17)$$

մեծությունն առանձին ատոմի ցրման լրիվ կտրվածքն է $(1 - \cos \theta)$ կշռային գործակցով: Օգտվելով նյութի հալման T_m ջերմաստճանի և T_D ջերմաստիճանի միջև կապ հաստատող Լինդեմանի կանոնից, ինչպես նաև նկատի ունենալով q_D -ի սահմանումը՝ (16) բանաձևից կստանանք՝

$$\frac{1}{\Lambda_L} \approx \frac{1}{v_c} \bar{\sigma}_a \frac{2}{3} x_m^2 \cdot \frac{T}{T_m}, \quad (18)$$

որտեղ $x_m \approx 0,2$: Եթե ենթադրենք, որ ատոմի ցրման կտրվածքը՝ $\bar{\sigma}_a \sim d^2$, ապա

$$\Lambda_L \sim 50d \frac{T_m}{T}: \quad (19)$$

Այս բանաձևից հետևում է, որ $T \approx T_m$ ջերմաստիճանում էլեկտրոնի ազատ վազքի երկարությունը մետաղում՝ $\Lambda_L \sim 50d$, որը մեծության կարգով մոտ է իրականությանը:

(16) և (4) բանաձևերի համաձայն՝ բարձր ջերմաստիճանների տիրույթում մետաղի տեսակարար դիմադրությունը ջերմաստիճանից կախված է գծային օրենքով՝ $\rho \sim T$:

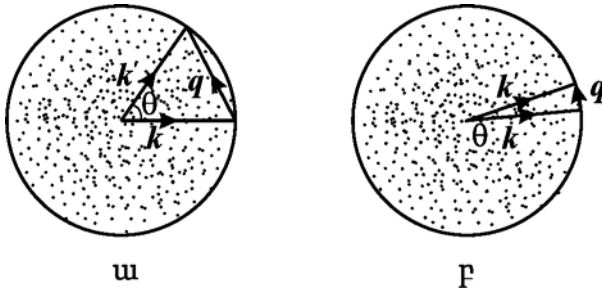
Այժմ դիտարկենք էլեկտրոնի ազատ վազքի միջին երկարության վարքը ցածր՝ $T \ll T_D$, ջերմաստիճանների տիրույթում: Այս դեպքում (15) բանաձևի փոխարեն անհրաժեշտ է օգտվել կամայական ջերմաստիճանում ճիշտ հետևյալ արտահայտությունից՝

$$N|KU_q|^2 \approx \frac{k_B T}{Ms^2} \cdot \frac{\hbar \omega_q / k_B T}{\exp(\hbar \omega_q / k_B T) - 1} : \quad (20)$$

(15) բանաձևի համեմատությամբ լրացուցիչ արտադրիչի առկայությունը (20) բանաձևում հանգեցնում է (14) ինտեգրալում մեծ անկյուններով (այսինքն՝ մեծ q -երով) ցրումների դերի կտրուկ նվազման: Բանն այն է, որ (20) բանաձևում էքսպոնենցիալ փոքր է այն ցրումների դերը, որոնցում մասնակցող ֆոնոնների էներգիան՝ $\hbar \omega_q > k_B T$, քանի որ ջերմային եղանակով դրանց գրգռման հավանականությունը շատ փոքր է: Դեբայի տեսության շրջանականերում, գնդային ֆերմի-մակերևույթի դեպքում (նկ. 1) $\hbar \omega_q > k_B T$ պայմանը համարժեք է հետևյալ սահմանափակմանը՝

$$\frac{q}{2k_F} = \sin \frac{\theta}{2} < \frac{q_D}{2k_F} \frac{T}{T_D} : \quad (21)$$

Ենթադրելով նաև, որ $\sigma_a(\theta)$ կտրվածքը θ անկյունից թույլ կախում



Նկ. 1. Էլեկտրոնի ցրումը ֆոնոնի վրա. θ -ն ցրման անկյունն է.
ա. մեծանկյունային, բ. փոքրանկյունային ցրումներ

ունի, այն կարելի է դուրս բերել ինտեգրալից: Այսպիսով՝ (14), (20) և (21) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\frac{1}{\Lambda_L} \approx \frac{1}{v_c} \bar{\sigma}_a \frac{\hbar^2 q_D^2}{M k_B T_D} \left(\frac{q_D}{k_F} \right)^4 \left(\frac{T}{T_D} \right)^5 \int_0^{T_D/T} \frac{z^4 dz}{e^z - 1} : \quad (22)$$

Հարկ է նկատել, որ $q_D / k_F = (6\pi^2 / v_c k_F^3)^{1/3} = (2 / v_c n)^{1/3}$ մեծությունը միավորի կարգի է ($v_c n$ -ը մեկ տարրական բջջին բաժին ընկնող էլեկտրոնների թիվն է):

(22) արտահայտությունը տեղադրելով (4) առնչությունում՝ կստանանք արատներից զերծ, մաքուր մետաղի ցանցային տեսակարար դիմադրության համար Φ . Բլոխի բանաձևը՝

$$\rho_L = 4\rho_D \left(\frac{T}{T_D} \right)^5 \int_0^{T_D/T} \frac{z^4 dz}{e^z - 1}, \quad (23)$$

որտեղ ρ_D -ն մետաղի տեսակարար դիմադրությունն է T_D ջերմաստիճանում և որոշվում է (4) և (22) արտահայտություններից:

Բարձր ջերմաստիճանների տիրույթում ($T > T_D$) (23) բանաձևում հիմնական ներդրում տալիս են փոքր z -երը ($z \ll 1$), ուստի ենթաինտեգրալային ֆունկցիան վերածելով շարքի՝ կստանանք.

$$\rho_L \approx 4\rho_D \left(\frac{T}{T_D} \right)^5 \int_0^{T_D/T} z^3 dz = \frac{T}{T_D} \rho_D, \quad (24)$$

որը համընկնում է (16) բանաձևից բխող գծային կախման օրենքի հետ:

Ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում ($T \ll T_D$) (23) բանաձևում ինտեգրալը հավասարվում է հաստատունի՝

$$\int_0^\infty \frac{z^4 dz}{e^z - 1} = \Gamma(5) \zeta(5) = 124,4,$$

$\Gamma(x)$ -ը և $\zeta(x)$ -ը, համապատասխանաբար, Գաուսի և Ռիմանի ֆունկցիաներն են, և

$$\rho_L \approx 479,6 \left(\frac{T}{T_D} \right)^5 \rho_D : \quad (25)$$

Ցանցային դիմադրության $\rho_L \sim T^5$ կախումը քվանտային երևույթ է, ինչպես ցանցային ջերմունակության $C_V \sim T^3$ կախումը:

Շատ մետաղների դիմադրությունները ցածր ջերմաստիճաններում բավարար մոտավորությամբ տրվում են (23) բանաձևով, սակայն պետք է նկատի ունենալ հետևյալ սկզբունքային առարկությունները.

1. Վերը բերված հաշվարկներում ենթադրվել է, որ էլեկտրոններն առաձգականորեն են ցրվում ֆոնոնների վրա: Իրականում ցրումներն առաձգական չեն, ցրման պրոցեսում կլանվում և առաքվում են ֆոնոններ, էլեկտրոնը կարող է և՛ տալ, և՛ ստանալ էներգիա:

Այնուամենայնիվ, ավելի ճշգրիտ հաշվարկներով ստացված արդյունքը հանգում է (23) բանաձևում առկա ինտեգրալը

$$J_5\left(\frac{T_D}{T}\right) \equiv \int_0^{T_D/T} \frac{z^5}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})} dz \quad (26)$$

ինտեգրալով փոխարինելուն, որը բարձր և ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում ունի նույն ասիմպտոտական վարքերը, ինչ որ (23) բանաձևում առկա ինտեգրալը:

2. Ուժեղ պարզեցում է ֆոնոնների իրական սպեկտրը Դեբայի սպեկտրով փոխարինելը: Ավելի ճշգրիտ հաշվարկներում հարկ է հաշվի առնել երկայնական և լայնական տատանումների ներդրումներն առանձին-առանձին:

3. $\sigma_a(\theta)$ -ի հաստատունության մասին արված ենթադրությունը չի համապատասխանում իրականությանը հատկապես այն դեպքում, երբ $\theta > 20^\circ - 30^\circ$, և $\sigma_a(\theta)$ -ն սկսում է նվազել, որն անդրադառնում է դիմադրության ջերմաստիճանային կախման վրա:

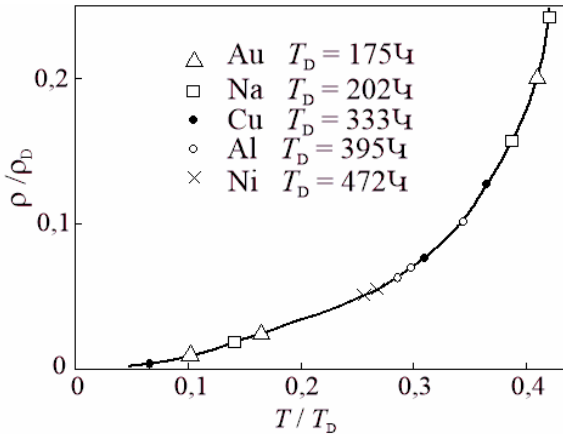
4. Էական անճշտության աղբյուր է, այսպես կոչված, « U - պրոցեսների» անտեսումը: Իրոք, բանն այն է, որ $\sigma_a(\theta) \neq 0$, երբ $\theta = \pi$, որին համապատասխանում է $K = 2k_F > q_D$ արժեքը:

Վերջնականապես, մաքուր մետաղի ցանցային տեսակարար դիմադրությունը տրվում է Բլոխ-Գրյունայզենի բանաձևով՝

$$\rho_L = 4\rho_D \left(\frac{T}{T_D} \right)^5 J_5 \left(\frac{T_D}{T} \right): \quad (27)$$

Նկ. 2-ում պատկերված է Բլոխ-Գրյունայզենի բանաձևով հաշվարկված և փորձից ստացված տվյալների համադրումը մի քանի մետաղի համար, որից ակնհայտ է, որ (26) բանաձևն առաջին մոտավորությամբ ճիշտ է նկարագրում տեսակարար դիմադրության ջերմաստիճանային վարքը:

ρ -ի՝ T -ից աստիճանային կախումը հաստատելու համար չափումները պետք է կատարել այն ջերմաստիճանային տիրույթում, որը հեղուկ ջրածնի և հեղուկ հելիումի ջերմաստիճանների միջև է: Փորձերը ցույց են տվել, որ Բլոխի « T^5 - օրենքը» ճիշտ է պարզ (միաբժեք) մետաղների համար, իսկ այդ օրենքից շեղումները պայմանավորված են քվազիազատ էլեկտրոնների մոդելից շեղումներով:



Նկ. 2. Բլոխ-Գրյունայզենի բանաձևի
համեմատումը փորձի հետ

Անցումային խմբի մետաղներում (Pt, Mo, W, Ni, Ti և այլն), 6 Կ-ից ցածր ջերմաստիճաններում Բլոխ-Գրյունայզենի բանաձևից հետևող կախումը մոտ է $\rho \sim T^2$ կախմանը: Այդպիսի վարքը կարող է լինել

Էլեկտրոն-Էլեկտրոն փոխազդեցության հետևանք, որը քվադրազատ Էլեկտրոնների մոդելում հաշվի չի առնվում:

Վերը շարադրվածում հաշվի է առնվել միայն ջերմային տատանումների ազդեցությունը, ընդ որում, ենթադրվել է, որ գործ ունենք միայն իդեալական մետաղական բյուրեղների հետ: Մակայն գործնականորեն հնարավոր չէ բացառել խառնուկների և այլ արատների առկայությունը մետաղում, այդ թվում՝ կետային արատների և ցանցի տարածական արատների (օրինակ՝ դիսլոկացիաների) ազդեցությունը: Այդ արատներից ոչ մեկը ջերմաստիճանի փոփոխմանը զուգընթաց նկատելիորեն չի փոխվում (տես խառնուկային ցրումը):

Որպես կանխադրույթ ընդունվել է, որ ցանցի տատանումներով և արատներով պայմանավորված ցրումներն իրարից անկախ են, իսկ համապատասխան դիմադրություններն ուղղակի պետք է ադիտիվ լինեն (Մաթիսենի կանոն): Այդ պատճառով մետաղի լրիվ դիմադրությունը որոշվում է ցրման երկու մեխանիզմներից յուրաքանչյուրի ներդրմամբ՝

$$\rho = \rho_L + \rho_r, \quad (28)$$

որտեղ ρ_L -ը ջերմային տատանումների վրա ցրումով պայմանավորված «իդեալական» դիմադրությունն է, ρ_r -ը՝ արատներով պայմանավորված «մնացորդային» դիմադրությունը:

Մաթիսենի կանոնն ընդհանուր առմամբ իրականանում է և հնարավորություն է տալիս գնահատելու «իդեալական» դիմադրությունը և այն համեմատելու Բլոխ-Գրյունայզենի (27) առնչությամբ տրվող կախման հետ: Այս տեսանկյունից «սովորական» վառքից յուրաքանչյուր շեղում, օրինակ՝ ցածր ջերմաստիճաններում դիմադրության մինիմումի առաջացումը պետք է արժանանա ուշադրության:

Այսպիսով՝ ցածր ջերմաստիճաններում Էլեկտրական դիմադրությունը պայմանավորված է հիմնականում ցանցի արատներով, իսկ բարձր ջերմաստիճաններում որոշիչ դեր են խաղում ցանցի տատանումները:

Հայտնի է, որ տեսակարար դիմադրությունը կարելի է որոշել՝ չափելով I երկարությամբ և S լայնական հատույթի մակերեսով նմուշի R դիմադրությունը՝

$$R = \rho \frac{l}{S} : \quad (29)$$

ρ -ի չափման միավորն է՝ Օմ · մմ²/մ կամ Օմ · սմ:

Համաձուլվածքների տեսակարար դիմադրությունը, ինչպես մետաղներին, կախված է ջերմաստիճանից: Որպես կանոն, որքան բարձր է մետաղի ջերմաստիճանը, այնքան մեծ է էլեկտրական դիմադրությունը: Եթե ρ_0 -ով և ρ_t -ով նշանակենք հաղորդչի տեսակարար դիմադրությունը 0°C և $t^\circ\text{C}$ ջերմաստիճաններում, ապա ρ_t -ի կախումը ջերմաստիճանից կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով՝

$$\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3 + \dots) : \quad (30)$$

Բարձր ջերմաստիճաններում ($T > T_D$) մետաղների և համաձուլվածքների մեծամասնության համար տեղի ունի գծային կախում t ջերմաստիճանից ($\beta, \gamma, \dots$ գործակիցները շատ փոքր են)՝

$$\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (31)$$

սակայն ցածր ջերմաստիճաններում այդ գծայնությունը խախտվում է:

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

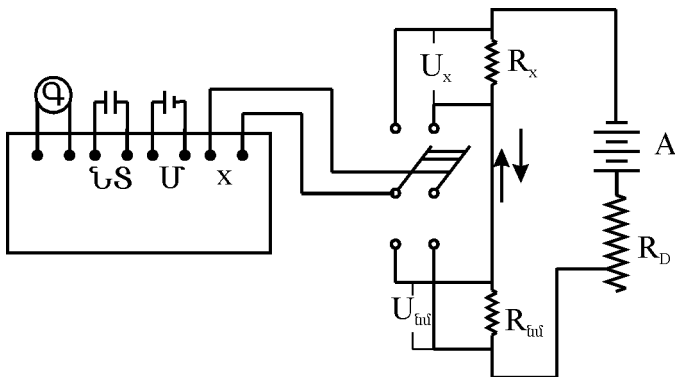
1. Դիմադրության չափումը

Էլեկտրական դիմադրության միջին արժեքի չափման ամենատարածված մեթոդներից են՝ պարզ կամրջակի մեթոդը, կրկնակի կամրջակի մեթոդը և ամպերաչափ-վոլտաչափի մեթոդը՝ արագ փոփոխվող դիմադրության համար:

Էլեկտրական դիմադրության որոշման համար կիրառելի է նաև համակշռման (կոմպենսացման) մեթոդը, որը հիմնված է էլեկտրաշարժ ուժի (ԷՇՈւ) չափման վրա: ԷՇՈւ-ն որոշելու համար անհրաժեշտ է պոտենցիալաչափով հաջորդաբար միացված R_s դիմադրությամբ նմուշա-

յին կոճում և չափվող R_x դիմադրության վրա չափել U_s և U_x լարման անկումները: Հաջորդաբար միացման դեպքում դրանցով անցնում է նույն հոսանքի ուժը, և $R_x : R_s = U_x : U_s$: Այս համեմատությունից կարելի է որոշել R_x -ը, եթե հայտնի է R_s -ը՝

$$R_x = \frac{U_x}{U_s} \cdot R_s : \quad (32)$$



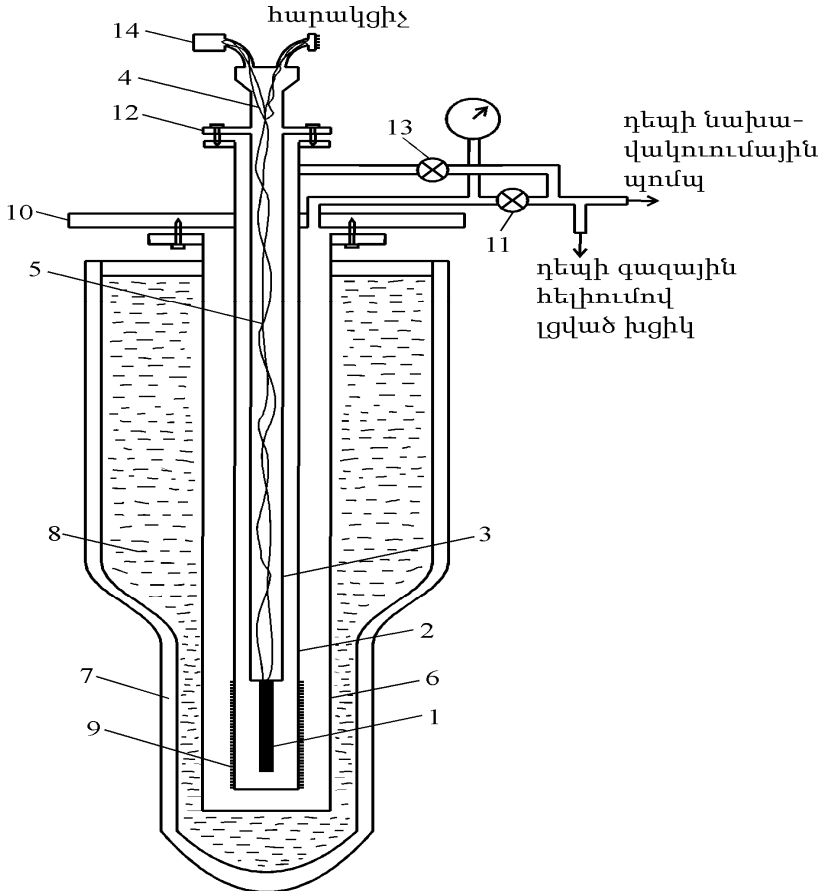
Նկ. 3. Համակշռման մեթոդի սխեման. A. հոսանքի աղբյուր, R_s . նմուշի, R_x . չափիչ, R_D . կարգավորող դիմադրություններ, ՆՏ. նորմալ տարր, U. մարտկոց, Գ. գալվանաչափ

Գոյություն ունեն հաստատուն հոսանքի տարբեր պոտենցիալներ, որոնցում I աշխատանքային հոսանքն անցնում է երեք հաջորդաբար միացված դիմադրություններով՝ հայտնի՝ R_s , չափվող՝ R_x և կարգավորող՝ R_D : Կատարյալ պոտենցիալներում այդ դիմադրությունները հավաքվում են ճշգրիտ դեկադային ռեոստատների միջոցով:

Մետաղների էլեկտրահաղորդականության ջերմաստիճանային կախումը ցածր ջերմաստիճաններում որոշելու համար օգտվում են (29) բանաձևից, որից գտնելով նմուշի R չափվող դիմադրությունը տարբեր ջերմաստիճաններում՝ կառուցում են $\rho(T)$ կախման գրաֆիկը:

2. Փորձարարական սարքի նկարագրությունը

Մետաղների էլեկտրադիմադրության ջերմաստիճանային կախումը 77 – 300Կ ջերմաստիճանային տիրույթում որոշելու համար հավաքված սարքի սխեման պատկերված է նկ. 4-ում:



Նկ. 4. Սառնապահպանիչի սխեման. 1. նմուշ, 2. նրբապատ խողովակ, 3. նեղ խողովակ, 4. ջերմազույգ, 5. հոսանքի և պոտենցիալային առթերիչ լարեր, 6. մեծ տրամագծով նրբապատ խողովակ, 7. Դյուարի անոթ, 8. հեղուկ ազոտ, 9. տաքացնող վառարան, 10. կցաշուրթ, 11, 13. ծորակներ, 12. կցաշուրթի անցք, 14. ջերմազույգի արտանցիչ

Սարքը կազմված է չժանգոտվող պողպատից պատրաստված նրբապատ խողովակից (2), որին զոդված է պղինձե բաժակ (լավ ջերմահաղորդականության համար): Այդ բաժակի մեջ (3) բարակ խողովակի միջոցով իջեցվում է ուսումնասիրվող նմուշը, որն ունի (1) բարակ ձողի տեսք: Խողովակի վրա հազցվում է ավելի մեծ տրամագծով նրբապատ խողովակ (6), որը նախավակուումային (ֆորվակուումային) պոմպի և Դյուարի ազոտային անոթի հետ միացված է (10) կցաշուրթի մեջ արված անցքի միջոցով: (11) և (13) ծորակների միջոցով միացվում է կամ հեղիումային խցիկը, կամ նախավակուումային պոմպը: Ջերմաստիճանը չափելու համար (12) կցաշուրթի մեջ արված անցքի միջով (3) ներքին խողովակի մեջ իջեցվում է պղինձ-կոնստանտան ջերմազույգը: Ջերմազույգի ելքերն ունեն վակուումային խցանում (14): Բարակ խողովակում (3) առբերիչի (հոսանքային և պոտենցիալային) հաղորդալարերն են (5), որոնք արտանցվում են P37 տիպի պոտենցաչափին, որի MI95/2 գավա-նաչափի էլեկտրական սխեման տրված է նկ. 3-ում: Ամբողջ համա-կարգն իջեցվում է (7) Դյուարի անոթի մեջ, որում կա հեղուկ ազոտ (8): Խողովակի բաժակի (2) վրա տեղադրվում է վառարանը (9), որը պատ-կերված է կետերով, և որի ելքերը նկարում պատկերված չեն:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

Նմուշի l երկարությունը չափել ձողակարկինով, d տրամագիծը՝ միկրոմետրով, ապա հոսանքային և պոտենցիալային հաղորդալարերի ծայրերը զոդել առբերիչ հաղորդալարերին: Խողովակը (3) իջեցնել սար-քի մեջ: Չափել դիմադրությունը սենյակային ջերմաստիճանում: Դրա-նից հետո բացել ծորակները ((11) և (13)), միացնել նախավակուումային պոմպը և խողովակներից ((2) և (6)) հանել օդը, ապա անջատել պոմպը և հեղիումային խցիկից բաց թողնել գազային հեղիումը մինչև ճնշումը դառնա 400մմ սնդ. սյան: Այնուհետև փակել ծորակը (13) և Դյուարի անոթի մեջ (7) լցնել հեղուկ ազոտ (8): Որոշ ժամանակ անց, երբ նմուշը կսառչի մինչև ազոտային ջերմաստիճան, չափել դիմադրությունը: Նո-րից միացնել նախավակուումային պոմպը և խողովակից (6) հանել հե-ղիումը: Միացնել ջեռուցչի (9 վառարանի) սնուցումը հաստատուն լար-

ման ՄИП-1 աղբյուրից: Ջեռուցչի փաթույթում կարգավորիչի միջոցով հաստատել 30 մԱ հոսանք: $R - T$ փոխարկիչը բերել T դիրքի և սպասել մինչև գալվանաչափի սլաքի կանգ առնելը: Չափելով տվյալ կետում ջերմագույզի էլՇՈւ-ն՝ ջերմագույզի աստիճանավորված կորի միջոցով որոշել նմուշի ջերմաստիճանը: $R - T$ փոխարկիչը բերել R դիրքի և կատարել դիմադրության չափումներ: Ապա ջեռուցչի հոսանքը մեծացնել մոտավորապես 30 մԱ-ով և կրկնել նկարագրված ընթացակարգը:

Չափումներ պոտենցաչափով

$R - T$ փոխարկիչի R դիրքում հաստատել պոտենցաչափի I_a և I_b աշխատանքային հոսանքները: Ապա չափել լարման անկումն $R_s = 0,001$ Օմ նմուշային դիմադրության վրա: Ընդ որում, նպատակահարմար է ռեոստատի միջոցով շղթայում հաստատել այնպիսի հոսանք, որ R_s -ի վրա լարման անկումը լինի 0,5մՎ, և գալվանաչափի սլաքը լինի 0-ի վրա: Դրանից հետո չափել լարման անկումն անհայտ R_x դիմադրության վրա: Շղթայում հոսանքի ուղղությունը յուրային փոխարկիչներով փոխելով՝ կրկնել նույն ընթացակարգը: Հաշվել U_x -ի համար ստացված երկու արժեքների միջինը և $R_x = R_s U_x / U_s$ բանաձևով (U_x -ն անհայտ դիմադրությամբ նմուշի, իսկ U_s -ը՝ հայտնի դիմադրության վրա լարման անկումներն են) գտնել նմուշի անհայտ դիմադրությունը տվյալ ջերմաստիճանում:

Ջերմաստիճանը չափելու համար $R - T$ փոխարկիչը բերել T դիրքի և X_2 դիրքում չափել ջերմագույզի էլՇՈւ-ն:

Տարբեր ջերմաստիճաններում որոշելով նմուշի դիմադրությունը և հաշվելով նմուշի լայնական հատույթի մակերեսը՝ $S = \pi d^2 / 4$, (29) բանաձևով որոշել նմուշի տեսակարար դիմադրությունը և կառուցել ρ -ի՝ T ջերմաստիճանից կախման գրաֆիկը: Այնուհետև որոշել չափումների սխալը ստանդարտ մեթոդով:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ո՞րն է Պ. Դրոտեի հիմնական ենթադրությունը: Գրել էլեկտրահաղորդականության գործակցի արտահայտությունը:
2. Ինչպե՞ս է փոխվում լիցքավորված խառնուկի կուլոնյան պոտենցիալն ազատ էլեկտրոնային գազում:
3. Գրել լիցքակրի ազատ վազքի երկարության և ցրող կենտրոնի արդյունարար դիֆերենցիալ կտրվածքի միջև կապը:
4. Գնահատել էկրանավորման պարամետրի բնութագրական արժեքը մետաղում:
5. Ի՞նչ իմաստ ունի Z պարամետրը:
6. Ի՞նչ է « N -պրոցեսը», « U -պրոցեսը»:
7. Բլոխ-Գրյունայզենի բանաձևից ստանալ տեսակարար դիմադրության ջերմաստիճանային կախումները բարձր և ցածր ջերմաստիճաններում:
8. Նկարագրել փորձարարական սարքի հիմնական մասերը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Ա. Ա. Կիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
2. **Դժ. Զայման**, Электронны и фононы. М., ИЛ, 1962.
3. **Դժ. Զայման**, Принципы теории твердого тела. М., Наука, 1974.
4. **Ա. Ա. Абрикосов**, Основы теории металлов. М., Наука, 1987.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 12
ՄԵՏԱՂՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԴԻՄԱԴՈՒԹՅԱՆ
ՋԵՐՄԱՍՍԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ
ՑԱԾԸ ՋԵՐՄԱՍՍԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Պինդ մարմնի կինետիկական հատկություններն էապես փոփոխվում են արտաքին մագնիսական դաշտում: Գալվանամագնիսական (այսինքն՝ մագնիսական դաշտի առկայությամբ) և ջերմամագնիսական (այսինքն՝ ջերմաստիճանային գրադիենտի առկայությամբ) երևույթները հնարավորություն են ընձեռում պարզելու պինդ մարմինների էլեկտրոնային կառուցվածքը:

Հարկ է նշել, որ մի քանի կիլոգաուս լարվածությամբ մագնիսական դաշտում, Ֆերմիի արագությամբ շարժվող էլեկտրոնի վրա ազդող ուժը (Լորենցի ուժ) զգալիորեն գերազանցում է պինդ մարմնում առավելագույն հնարավոր լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում ազդող ուժը: Այս տեսանկյունից մագնիսական դաշտը պինդ մարմնի էլեկտրոնային համակարգ թափանցելու հզոր գործիք է:

Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը մետաղի էլեկտրահաղորդականության վրա պայմանավորված է էլեկտրոնների շարժման վրա դրա ազդեցությամբ: Ընդ որում, ի տարբերություն հավասարակշռական ջերմադինամիկական հատկությունների, կինետիկական բնութագրերը (օրինակ՝ տեսակարար դիմադրություն, ջերմահաղորդականության գործակից և այլն) էապես կախված են մագնիսական դաշտի լարվածությունից նաև դասական մոտավորության շրջանակներում: Այլ կերպ ասած, մագնիսական դաշտի լարվածությունից կախումը դրսևորվում է, եթե անգամ հաշվի չի առնվում մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի շարժման քվանտացումը: Մագնիսական դաշտի դերը բնութագրող չափազուրկ մեծությունը r_H / l հարաբերությունն է (r_H -ը մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի ուղեծրի շառավիղն է, l -ը՝ ազատ վազքի երկարությունը): Քանի որ ուղեծրի շառավիղը հակադարձ համեմատական է

մագնիսական դաշտի լարվածությանը (տես ստորև), ապա թույլ կհամարենք այն դաշտերը, որոնցում $r_H \gg l$, իսկ ուժեղ՝ այն դաշտերը, որոնցում տեղի ունի հակառակ անհավասարությունը:

Կինետիկական երևույթների էլեկտրոնային տեսության պարզագույն տարբերակը (« τ -մոտավորություն», մեկ տիպի՝ իզոտրոպ, քառակուսային դիսպերսային օրենքով նկարագրվող լիցքակիրներ) ունակ չէ անգամ որակապես բացատրելու մետաղի դիմադրության կախումը մագնիսական դաշտի լարվածությունից:

Հետազոտություններից պարզվել է, որ ուժեղ մագնիսական դաշտերում գավառամագնիսական բնութագրերը չափազանց զգայուն են էլեկտրոնային էներգիական սպեկտրի կառուցվածքի նկատմամբ: Դրանք ֆերմի-մակերևույթի տոպոլոգիայի որոշման ամենահուսալի մեթոդներից են:

Նշենք նաև, որ ցածրջերմաստիճանային (կրիոգենային) էլեկտրատեխնիկայում անհրաժեշտ է հաշվի առնել մագնիսական դաշտի ազդեցությունը մետաղների էլեկտրական դիմադրության վրա, որն ունի կարևոր կիրառական նշանակություն:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Լիցքակիրների կարևորագույն բնութագրի՝ դիսպերսային օրենքի մանրամասն ուսումնասիրության հնարավորությունն ուժեղ արտաքին մագնիսական դաշտում պայմանավորված է հիմնականում հետևյալ հանգամանքներով:

Ինչպես հայտնի է, արտաքին մագնիսական դաշտում, Լորենցի ուժի ազդեցությամբ, էլեկտրոնը շարժվում է պարուրագծով, որի առանցքը զուգահեռ է մագնիսական դաշտի ուղղությանը, իսկ դաշտի ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ պտտվում է շրջանային (ցիկլոտրոնային) հաճախությամբ՝

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}, \quad (1)$$

որտեղ e -ն տարրական լիցքն է, H -ը՝ մագնիսական դաշտի լարվածությունը, m -ը՝ էլեկտրոնի զանգվածը, c -ն՝ լույսի արագությունը վակուումում: Գլանային պարուրագծի շառավիղը՝

$$r_H = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mc v_{\perp}}{eH}, \quad (2)$$

որտեղ $v_{\perp}$ -ն էլեկտրոնի արագության բաղադրիչի մեծությունն է մագնիսական դաշտի ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ: Երկու հաջորդական բախումների միջև ընկած ժամանակը (էլեկտրոնի կյանքի միջին տևողությունը)՝

$$\tau = \frac{l}{v}, \quad (3)$$

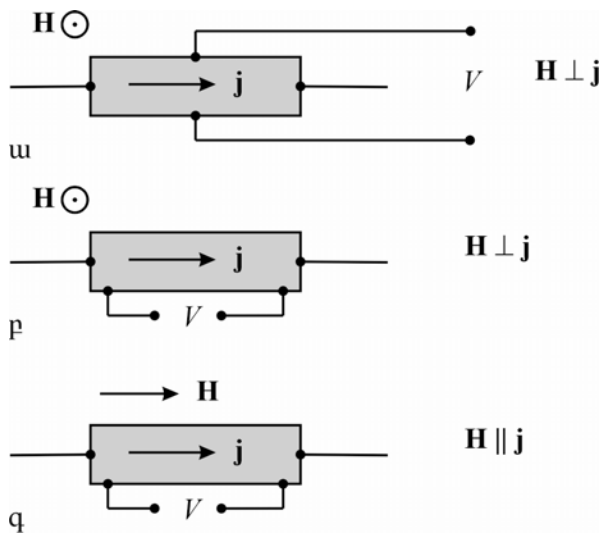
որտեղ l -ն ազատ վազքի միջին երկարությունն է, v -ն՝ էլեկտրոնի արագությունը: Եթե այս ժամանակամիջոցը շատ ավելի մեծ է, քան էլեկտրոնի պտտման պարբերությունը, այսինքն՝

$$\tau \gg T_H = \frac{2\pi}{\omega_c}, \quad \text{կամ} \quad \tau \omega_c \gg 1, \quad (4)$$

ապա առաջին մոտավորությամբ ցրման երևույթները կարելի է անտեսել: Այս պայմաններում էլեկտրոնի վարքը մետաղում ամբողջովին կախված կլինի դիսպերսային օրենքից և մագնիսական դաշտի լարվածությունից: Այլ կերպ ասած, ուժեղ մագնիսական դաշտը, կարծես, «անջատում է» պատահական ցրումները, որոնք խոչընդոտում են լիցքակրի դինամիկական հատկությունների ուսումնասիրումը:

Կախված մագնիսական դաշտի H լարվածության և հոսանքի j խտության վեկտորների ուղղություններից՝ տարբերում են հետևյալ տիպի գալվանամագնիսական երևույթները.

1. լայնական երևույթներ լայնական մագնիսական դաշտում, երբ $H \perp j$, իսկ հետագոտվող մեծությունը (օրինակ՝ պոտենցիալների տարբերությունը) չափվում է «երրորդ» և՛ H -ին, և՛ j -ին ուղղահայաց ուղղությամբ (նկ. 1. ա),



Նկ. 1. Գալվանամագնիսական երևույթների տիպերը

2. երկայնական երևույթներ լայնական մագնիսական դաշտում, երբ $H \perp j$, իսկ հետազոտվող մեծությունը չափվում է հոսանքի ուղղությամբ (նկ. 1.բ),

3. երկայնական երևույթներ երկայնական մագնիսական դաշտում, երբ $H \parallel j$, իսկ հետազոտվող մեծությունը չափվում է դաշտի ուղղությամբ (նկ. 1.գ):

1. Մագնիսադիմադրություն

Հաղորդչի տեսակարար դիմադրության (հաղորդականության)՝ մագնիսական դաշտից կախման երևույթը հայտնի է որպես մագնիսադիմադրություն: Մագնիսադիմադրության պարզ տեսությունը կարելի է կառուցել՝ օգտվելով արտաքին մագնիսական և էլեկտրական դաշտերում էլեկտրոնի շարժման հավասարումից: Մասնավորապես, համասեռ $E(E_x, E_y, E_z)$ էլեկտրաստատիկ դաշտում և z առանցքով ուղղված $H(Q, Q, H)$ համասեռ մագնիսական դաշտում x, y, z առանցքներով հո-

սանքի խտության պրոյեկցիաները տրվում են հետևյալ հավասարումներով.

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y \\ j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y \quad \text{կամ} \quad j_i = \sigma_{ik} E_k \quad (k - \text{ով՝ գումարում}) \\ j_z &= \sigma_{zz} E_z, \end{aligned} \quad (4)$$

որտեղ հաղորդականության թենզորի բաղադրիչները՝

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{yy} = \frac{\sigma}{1 + (\omega_c \tau)^2}; \quad \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = -\frac{\sigma \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2}; \\ \sigma_{zz} &= \sigma; \quad \sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

իսկ

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m} \quad (6)$$

արտահայտությունն էլեկտրոնային գազի հաղորդականությունն է զրոյական մագնիսական դաշտում: ω_c մեծությունը տրվում է (1) բանաձևով:

Այսպիսով՝ $\mathbf{E}$ և $\mathbf{H}$ վեկտորների կամայական փոխդասավորության դեպքում հաղորդականության թենզորը՝

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (i, k = x, y, z), \quad (7)$$

σ_{ik} -ի հակադարձ տեսակարար դիմադրության՝ ρ_{ik} թենզորի տարրերը տրվում են հետևյալ բանաձևերով.

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{1}{\sigma}; \quad \rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = -\frac{\omega_c \tau}{\sigma}; \\ \rho_{xz} &= \rho_{zx} = \rho_{yz} = \rho_{zy} = 0, \quad \rho_{zz} = \frac{1}{\sigma}; \end{aligned} \quad (8)$$

(8) բանաձևերից հետևում են նաև $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ տարրերի արտահայտությունները տեսակարար դիմադրության թենզորի տարրերի միջոցով՝

$$E_i = \rho_{ik} j_k \quad (k - \text{ով՝ գումարում})$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = -\frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}. \quad (9)$$

Մագնիսադինամիայությունը սովորաբար որոշվում է որպես լարի ձևով նմուշի տեսակարար դինամիայության $\Delta\rho$ փոփոխության և $H=0$ դաշտում նույն լարի տեսակարար դինամիայության հարաբերություն: Եթե մագնիսական դաշտը զուգահեռ կամ ուղղահայաց է լարի առանցքին, ապա

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho_0} = \frac{\rho_{\perp} - \rho_0}{\rho_0}, \quad \frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho_0} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_0}{\rho_0}. \quad (10)$$

Եթե $\mathbf{H}$ -ը լարի առանցքի հետ φ անկյուն է կազմում, ապա

$$\rho(\varphi) = \rho_{\perp} \sin^2 \varphi + \rho_{\parallel} \cos^2 \varphi: \quad (11)$$

(8) բանաձևից և (10) սահմանումից հետևում է, որ նույն արագությամբ շարժվող մեկ տիպի լիցքակիրների դեպքում մագնիսադինամիայությունը զրո է: Այս արդյունքի ֆիզիկական պատճառն այն է, որ միևնույն արագությամբ շարժվող էլեկտրոններին մագնիսական դաշտը շեղում է միևնույն չափով, որի արդյունքում առաջանում է $\mathbf{j}$ հոսանքին և $\mathbf{H}$ դաշտին ուղղահայաց ներքին (հոլյան) դաշտ, որն էլեկտրոններին շեղում է (նորից միևնույն չափով) $\mathbf{H}$ -ի շեղման հակառակ ուղղությամբ: Հետևաբար այդ դաշտի և մագնիսի դաշտի համատեղ ազդեցությամբ էլեկտրոնները շեղվում են x առանցքի (E_x դաշտի) ուղղությամբ՝ այնպես, ինչպես $\mathbf{H}=0$ դեպքում:

Մագնիսադինամիայության՝ Զոմերֆելդի տեսության շրջանակներում կատարած հաշվարկը հանգեցնում է հետևյալ արդյունքին՝

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{AH^2}{1+BH^2}, \quad (12)$$

որտեղ

$$A = \frac{\pi^2}{3} \left[\frac{e\tau(\varepsilon_F)k_B T}{m^2 v_F^2 c} \right]^2, \quad B = \left[\frac{e\tau(\varepsilon_F)}{mc} \right]^2, \quad (13)$$

ε_F -ը ֆերմի-էներգիան է, v_F -ը՝ ֆերմի-արագությունը, T -ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանը, k_B -ն՝ Բոլցմանի հաստատունը: (13) բանաձևից բխում

է, որ լրիվ այլասերված էլեկտրոնային գազում՝ $T = 0$ Կ դեպքում $\Delta\rho = 0$: Թույլ ($H \ll B^{-1/2}$) մագնիսական դաշտում $\Delta\rho \sim H^2$, իսկ ուժեղ՝ $H \gg B^{-1/2}$, դաշտում $\Delta\rho$ -ն հազենում է ($\Delta\rho \sim A/B$): Որակապես $\Delta\rho$ -ի այսպիսի վարքը դիտվում է որոշ մետաղներում, սակայն փորձի հետ (13) բանաձևերի համեմատումից բխում է, որ A մեծությունը շուրջ 10^4 անգամ փոքր է, քան փորձում ստացված արժեքը: A գործակցի փոքրությունը վկայում է, որ գնդային ֆերմի-մակերևույթի և ռելաքսացիայի τ իզոտրոպ ժամանակի մոդելն ունակ չէ քանակապես բացատրելու մագնիսադիմադրության երևույթը:

2. Երկգոտիական մոդել

Այժմ ենթադրենք, որ նմուշի հաղորդականությունը պայմանավորված է երկու տիպի լիցքակիրներով, օրինակ՝ էլեկտրոններով և խոռոչներով: Այս դեպքում մագնիսադիմադրության համար ստացվում է

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\sigma_1\sigma_2(\beta_1 - \beta_2)^2 H^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + H^2(\beta_1\sigma_1 + \beta_2\sigma_2)^2} \quad (14)$$

արտահայտությունը, որտեղ կատարված են հետևյալ նշանակումները.

$$\rho_0 = \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2} \quad (15)$$

$$\beta_1 = \frac{e\tau_1}{m_1c}, \quad \beta_2 = \frac{e\tau_2}{m_2c} \quad (16)$$

$$\sigma_1 = \frac{e^2 n_1 \tau_1}{m_1}, \quad \sigma_2 = \frac{e^2 n_2 \tau_2}{m_2}, \quad (17)$$

n_1 -ը և n_2 -ը էլեկտրոնների և խոռոչների խտություններն են, τ_1 -ը և τ_2 -ը՝ ռելաքսացիայի ժամանակները, m_1 -ը և m_2 -ը՝ արդյունաբար զանգվածները:

(14) բանաձևը հնարավորություն է տալիս հանգելու որոշակի որակական եզրակացությունների:

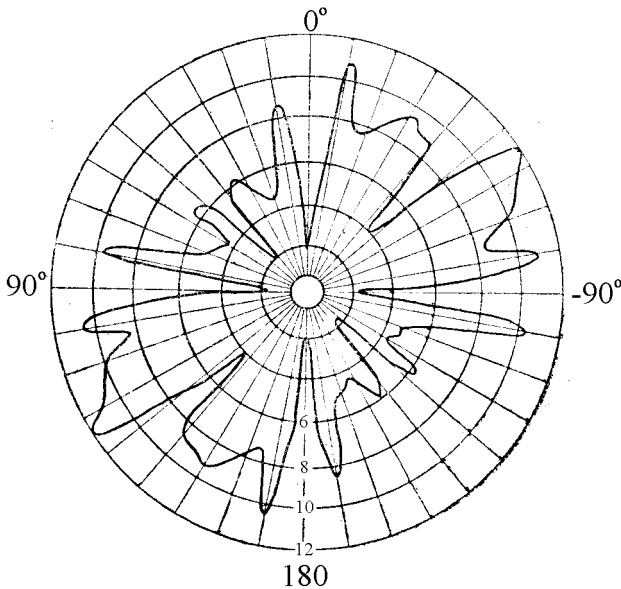
1. $\Delta\rho$ մեծությունը միշտ դրական է, բացի $\beta_1 = \beta_2$ դեպքից, երբ $\Delta\rho = 0$: Նշանակում է, եթե երկու խումբ լիցքակիրներ իրենց լիցքերի, զանգվածների կամ ազատ վազքի երկարությունների տարբերության

հետևանքով ոչ միատեսակ ձևով են շեղվում մագնիսական դաշտում, ապա հնարավոր չէ էլեկտրական դաշտն ընտրել այնպես, որ տարբեր տիպի լիցքակիրների ստեղծած հոսանքները զուգահեռ լինեն այդ դաշտին: Լրիվ հոսանքը, որը նշված երկու հոսանքների վեկտորական գումարն է, կփոքրանա, նշանակում է՝ դիմադրությունը կմեծանա:

2. (14) Բանաձից հետևում է, որ թույլ դաշտերում ($\omega_{c1}\tau_1 \ll 1$, $\omega_{c2}\tau_2 \ll 1$) $\Delta\rho \sim H^2$, իսկ ուժեղ դաշտում ձգտում է հազեցման՝

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\sigma_1\sigma_2(\beta_1 - \beta_2)^2}{(\beta_1\sigma_1 + \beta_2\sigma_2)^2}: \quad (18)$$

Հարկ է նշել, որ այս արդյունքը հետևանք է միայն լիցքակիրների փակ համաէներգիական մակերևույթների դիտարկման: Սակայն հնարավոր է բյուրեղներում գտնել հատուկ ուղղություններ, որոնց համար $\Delta\rho$ -ն չի հասնում հազեցման, իսկ բաց ուղեծրերի ուղղությամբ $\Delta\rho \sim H^2$, երբ H -ը մեծանում է:



Նկ. 2. Մագնիսական դաշտի ուղղության շուրջ պտտվող ոսկու միաբյուրեղի մագնիսադիմադրությունը

Վերևում բերված բանաձևերը վերաբերում են լայնական մագնիսադիմադրությանը: Նշենք, որ երկգոտիական մոդելի շրջանակներում երկայնական մագնիսադիմադրությունը զրո է, որը հետևանք է գոտինների գնդային համաչափության մասին ենթադրության:

Երկայնական մագնիսադիմադրության հաշվարկներում անհրաժեշտ է անպայման հաշվի առնել ֆերմի-մակերևույթի ոչ գնդայնությունը: Գործնականում միաբյուրեղային նմուշի դիմադրության փոփոխությունը բարդ ձևով է կախված հոսանքի, մագնիսական դաշտի և բյուրեղագրական առանցքների փոխադարձ դիրքից:

3. Կոլերի կանոնը

Ենթադրենք, որ (14) բանաձևում լիցքակիրների երկու տիպերն էլ ունեն ռելաքսացիայի միևնույն ժամանակը՝ $\tau_1 = \tau_2 = \tau$: Այս դեպքում $\Delta\rho/\rho_0$ մեծությունը կախված կլինի միայն τH արտադրյալից:

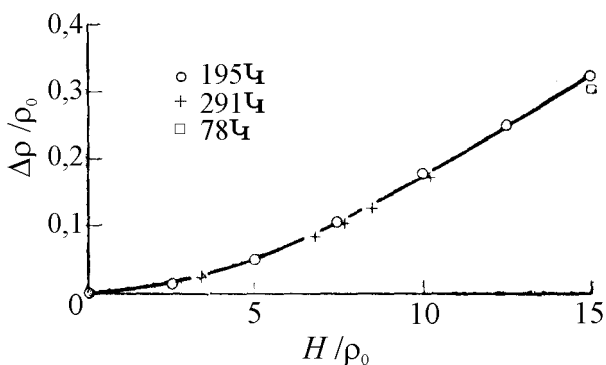
Նկատի ունենալով, որ (15) բանաձևի համաձայն՝ $\rho_0 \sim \tau^{-1}$, կարող ենք համարել, որ

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = F\left(\frac{H}{\rho_0}\right), \quad (19)$$

որտեղ F ֆունկցիան որոշվում է միայն փորձի երկրաչափությամբ և մետաղի բնույթով: Այս օրինաչափությունը հայտնի է որպես Կոլերի կանոն: Դրանից հետևում է, որ միևնույն մետաղի տարբեր նմուշների մագնիսադիմադրությունների չափման արդյունքները կարելի է պատկերել միևնույն հիմնական դիագրամի վրա:

Կոլերի կանոնից նաև հետևում է, որ մագնիսադիմադրությունը հարմար է չափել ցածր ջերմաստիճաններում, երբ ρ_0 -ն փոքր է, իսկ դաշտի ազդեցությունն առավելագույնն է:

Կոլերի կանոնը մոտավոր բնույթ ունի: Այն միայն վկայում է, որ լիցքակրի շեղումը համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածության և լիցքակրի կյանքի տևողության արտադրյալին՝ τH -ին: Կոլերի կանոնից շեղումները ցույց են տալիս, որ ցրման տարբեր մեխանիզմներ տարբեր ձևով են ազդում լիցքակիրների տարբեր խմբերի վրա:



Նկ. 3. Մագնեզիումի դիմադրությունը տարբեր ջերմաստիճաններում

Այսպիսով՝ ընդհանուր դեպքում, երբ մետաղի Ֆերմիի մակերևույթը կամայական տեսք ունի, կարելի է ձևակերպել մետաղների միաբյուրեղների ρ լայնական էլեկտրադիմադրության՝ մագնիսական դաշտից կախումը բնութագրող հետևյալ կանոնը.

1. Եթե մագնիսական դաշտի տրված ուղղության դեպքում բաց հետագծեր չկան, իսկ մետաղը փոխհատուցված է ($n_e = n_p$), ապա դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց դիմադրությունն աճում է քառակուսային օրենքով:
2. Եթե մագնիսական դաշտի տրված ուղղության դեպքում բաց հետագծեր չկան, իսկ մետաղը փոխհատուցված չէ ($n_e \neq n_p$), ապա դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց դիմադրությունը հասնում է հագեցման:
3. Եթե մագնիսական դաշտի տրված ուղղության դեպքում կան բաց հետագծեր, ապա մագնիսադիմադրությունը կախված է հոսանքի և բաց հետագծերի ուղղության միջև α անկյունից՝

$$\rho(H, \alpha) = AH^2 \cos^2 \alpha + B,$$

որտեղ A -ն և B -ն հաստատուններ են:

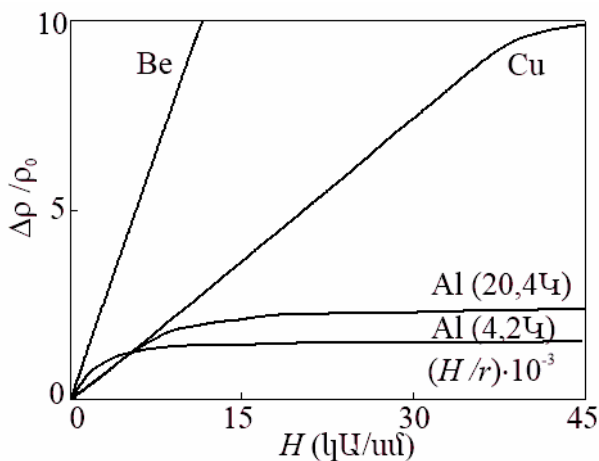
$\alpha = \pm\pi/2$ դեպքում, դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց, մագնիսադիմադրությունը հասնում է հագեցման: α -ի մյուս բոլոր արժեքների դեպքում այն աճում է դաշտի լարվածության քառակուսուն համեմատականորեն:

Դիմադրության կախումը մագնիսական դաշտի լարվածությունից մեծ թվով մետաղների համար ուսումնասիրված է փորձնականորեն: Հաճախ մագնիսադիմադրության վերաբերյալ փորձարարական տվյալներ ներկայացնելիս օգտվում են Կոլերի (19) կանոնից՝ ներկայացված H/r -ի համապիտանի (ունիվերսալ) ֆունկցիայի տեսքով, որտեղ r -ը T ջերմաստիճանում տեսակարար դիմադրության հարաբերությունն է սենյակային T_0 ջերմաստիճանում դիմադրությանը, երբ մագնիսական դաշտը բացակայում է՝ $r = \rho_T / \rho_0$:

Նկ. 4-ում պատկերված են բերիլիումի (Be), պղնձի (Cu) և ալյումինի (Al) $\rho_H / \rho_0 = f(H/r)$ կախումները: Պղինձը, բերիլիումը, ինչպես նաև արծաթն ունեն ֆերմիի բաց մակերևույթներ և մագնիսական դաշտում դրանց դիմադրությունը խիստ աճում է: Բերիլիումի համար բնորոշ է մագնիսական դաշտի լարվածությունից դիմադրության առանձնակի կտրուկ կախումը, որը կապված է, այսպես կոչված, մագնիսական ծակման՝ մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ ֆերմիի մակերևույթի տոպոլոգիայի փոփոխման հետ:

Ալյումինը, ինդիումը, ինչպես նաև ալկալիական մետաղները ֆերմիի փակ մակերևույթներով չփոխհաստացված մետաղներ են և դրանց համար $\rho(H)$ կախումը թույլ է արտահայտված: Այս առումով այդ մետաղներն ավելի հեռանկարային նյութեր են (մասնավորապես՝ մաքուր ալյումինը) կրիոգենային սարքերի փաթույթների համար:

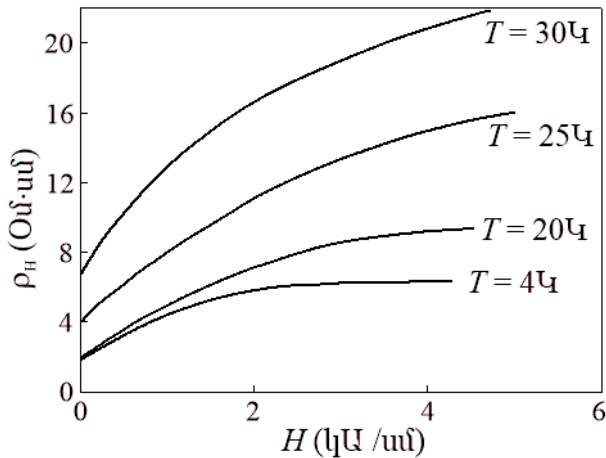
Ալյումինի մագնիսադիմադրությունը չի ենթարկվում Կոլերի կանոնին: Ինչպես երևում է նկ. 4-ից, $\Delta\rho(H)/\rho_0 = f(H/r)$ կոորդինատային համակարգում Al-ի մագնիսադիմադրությունը 20,4 Կ և 4,2 Կ ջերմաստիճաններում չի նկարագրվում մեկ կորով:



Նկ. 4. Ղիմադրության կախումը մագնիսական դաշտի լարվածությունից որոշ մետաղներում

Պղնձի ղիմադրությունը 80կԱ/սմ լարվածությամբ դաշտում և 20 Կ ջերմաստիճանում կազմում է $H = 0$ և $T = 300$ Կ պայմաններում պղնձի ղիմադրության արժեքի 1%-ը, իսկ նատրիումի համար նույն պայմաններում այդ հարաբերությունը 1/3000 է: Այս փաստը նախկինում հետաքրքրություն է առաջացրել նատրիումի նկատմամբ՝ այն հեղուկ ջրածնով սառեցվող էլեկտրամագնիսներում որպես փաթույթների նյութ օգտագործելու տեսանկյունից:

Նկ. 5-ում պատկերված է Al-ի ղիմադրությունը մագնիսական դաշտում, $T = 4 - 30$ Կ ջերմաստիճանային տիրույթում:



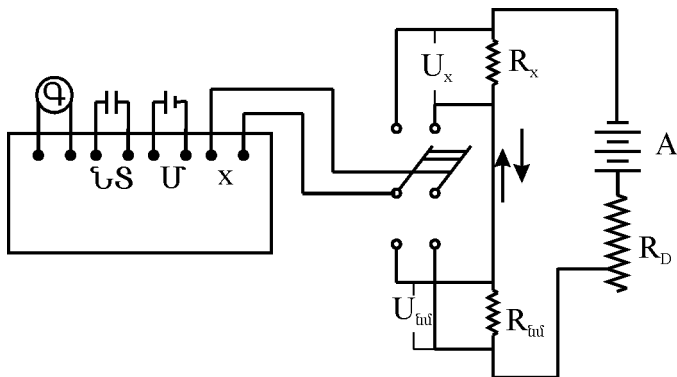
Նկ. 5. Հայնական մագնիսական դաշտի ազդեցությունն
այլումինի դիմադրության վրա

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Այս աշխատանքում նմուշի էլեկտրական դիմադրությունը փորձարարական եղանակով որոշելու համար կիրառվում է փոխհատուցման (կոմպենսցման) մեթոդը, որը հիմնված է էլեկտրաշարժ ուժի (ԷԾՈՒ) չափման վրա: Դրա համար անհրաժեշտ է չափել U_s և U_x լարման անկումները համապատասխանաբար R_s դիմադրությամբ նմուշային կոճուռ և չափվող R_x դիմադրության վրա՝ դրանք շղթայում միացնելով հաջորդաբար (նկ. 6):

Այդպիսի միացման դեպքում նրանցով անցնում է նույն հոսանքի ուժը, հետևաբար՝ $R_x : R_s = U_x : U_s$: Այս համեմատությունից կարելի է որոշել R_x -ը, եթե հայտնի է R_s -ը՝

$$R_x = \frac{U_x}{U_s} \cdot R_s :$$



Նկ. 6. Համակշռման (կոմպենսացման) մեթոդի սխեման.

*A. հոսանքի աղբյուր, R_S . նմուշի, R_X . չափիչ, R_D . կարգավորող
դիմադրություններ, $\mathcal{E}$. նորմալ տարր, U . մարտկոց,
Գ. գալվանաչափ*

Գոյություն ունեն հաստատուն հոսանքի տարբեր պոտենցիալներ: Դրանց աշխատանքի սկզբունքը հիմնված է այն փաստի վրա, որ դրանցում I աշխատանքային հոսանքն անցնում է հաջորդաբար միացված հայտնի՝ R_S , չափվող՝ R_X , և կարգավորող՝ R_D , դիմադրություններով:

Կատարյալ պոտենցիալներում այդ դիմադրությունները հավաքվում են ճշգրիտ դեկադային ռեոստատների միջոցով:

Էլեկտրադիմադրության ջերմաստիճանային կախումը ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում (77 – 300Կ) և տարբեր մագնիսական դաշտերում որոշելու համար հավաքված սարքի սխեման և բացատրությունները տրված են Աշխատանք 11-ում (նկ. 4):

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

Հոսանքային և պոտենցիալային հաղորդալարերի ծայրերը զոդել առբերիչ հաղորդալարերին: (3) խողովակն իջեցնել սարքի մեջ: Չափել դիմադրությունը սենյակային ջերմաստիճանում և տարբեր դաշտերում:

Դրանից հետո բացել (11) և (13) ծորակները, միացնել նախաավա-
կուումային պոմպը և (2) և (6) խողովակներից հանել օդը, ապա անջա-
տել պոմպը և հելիումային խցիկից բաց թողնել գազային հելիումը
մինչև ճնշումը դառնա 400 մմ սնդ. սյան: Այնուհետև փակել (13) ծորակը
և Դյուարի անոթի մեջ (7) լցնել հեղուկ ազոտ: Որոշ ժամանակ անց, երբ
նմուշը կսառչի մինչև ազոտային ջերմաստիճան, չափել դիմադրու-
թյունը տվյալ ջերմաստիճանում և տարբեր մագնիսական դաշտերում:

Նորից միացնել նախաավալուումային պոմպը և (6) խողովակից
հանել հելիումը: Միացնել ջեռուցչի (9 վառարանի) սնուցումը հաստա-
տուն լարման ՄИП-I աղբյուրին: Ջեռուցչի փաթույթում կարգավորիչի
միջոցով հաստատել 30 մԱ հոսանք: $R - T$ երկդիրք փոխարկիչը
(տումբյուր) բերել T դիրքի և սպասել մինչև գալվանաչափի սլաքը
կանգնի: Չափելով տվյալ կետում ջերմազույգի էլՇՈւ-ն՝ ջերմազույգի
աստիճանավորված կորի միջոցով որոշել նմուշի ջերմաստիճանը: $R -$
 T անջատիչը բերել R դիրքի և կատարել դիմադրության չափումներ
տարբեր մագնիսական դաշտերում: Այնուհետև ջեռուցչի հոսանքը
մեծացնել մոտավորապես 30 մԱ-ով և կրկնել նկարագրված ընթացա-
կարգը:

Չափումներ պոտենցաչափով

$R - T$ փոխարկիչի R դիրքում հաստատել պոտենցաչափի I_a և I_b
աշխատանքային հոսանքները: Ապա չափել լարման անկումը $R_s = 1 \text{ Օմ}$
նմուշային դիմադրության վրա: Դրանից հետո չափել լարման անկումն
անհայտ R_x դիմադրության վրա: Շղթայում հոսանքի ուղղությունը փո-
խելով յուրային փոխարկիչներով՝ կրկնել նույն ընթացակարգը: Հաշվել
 U_x -ի համար ստացված երկու արժեքների միջինը

$$R_x = \frac{U_x}{U_s} \cdot R_s$$

Բանաձևով, որտեղ U_x -ը անհայտ դիմադրությամբ նմուշում լարման
անկումն է, իսկ U_s -ը՝ հայտնի դիմադրության վրա լարման անկումը,
որոշել նմուշի անհայտ դիմադրությունը տվյալ ջերմաստիճանում:

Նույնը կրկնել մագնիսական դաշտի լարվածության տարբեր արժեքների համար:

Ջերմաստիճանը չափելու համար $R - T$ փոխարկիչը բերել T դիրքի և X_2 դիրքում չափել ջերմագույգի էլՇՈւ-ն:

Որոշելով նմուշի դիմադրությունը տարբեր ջերմաստիճաններում և տարբեր մագնիսական դաշտերում՝ կառուցել հետևյալ գրաֆիկները.

1) R -ի կախումը T -ից, երբ $I = 0$; 2 Ա; 4 Ա; 6 Ա:

2) $\frac{\rho_H - \rho_0}{\rho_0} = \frac{R_H - R_0}{R_0}$ կախումը H^2 -ուց, երբ $T = 300^\circ\text{C}$; 77°C :

3) Գրաֆիկական եղանակով որոշել H լարվածությունը:

Բացատրել ստացված արդյունքները:

Որոշել չափումների սխալը ստանդարտ մեթոդով:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՅԵՐ

1. Սահմանել գալվանամագնիսական և ջերմամագնիսական երևույթները:
2. Ինչո՞վ է պայմանավորված մագնիսական դաշտի արդյունաբար ազդեցությունը պինդ մարմնի ֆիզիկական հատկությունների վրա:
3. Ո՞ր չափագուրկ մեծությունն է բնութագրում մագնիսական դաշտի դերը և ո՞րն է դրա ազդեցության չափանիշը:
4. Ի՞նչ պայմանի դեպքում կարելի է անտեսել լիցքակիրների ցրումները:
5. Ի՞նչ է մագնիսադիմադրությունը:
6. Ինչո՞ւ նույն արագությամբ շարժվող, մեկ տիպի լիցքակիրների դեպքում մագնիսադիմադրությունը զրո է:
7. Ինչո՞ւ է $T = 0^\circ\text{C}$ -ում ստացվում նույն արդյունքը, ինչ որ դասական կամ Ջոմերֆելդի տեսության մեջ:
8. Մեկնաբանել (14) բանաձևը ֆիզիկորեն:
9. Ինչո՞ւմն է Կոլերի կանոնի ֆիզիկական իմաստը:

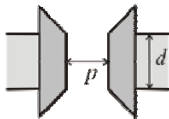
10. Ինչպե՞ս են փոխկապակցված ֆերմի-մակերևույթի տեսքը և միաբյուրեղի լայնական էլեկտրադիմադրության կախումը մագնիսական դաշտի լարվածությունից:
11. Նկարագրեք սառնապահպանիչի կառուցվածքը և առանձին մասերի գործառույթները:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Ա.Ա.Չիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
2. **Դ.Ջ. Զայман**, Электроны и фононы, М., ИЛ, 1962.
3. **Դ.Ջ. Զայман**, Принципы теории твердого тела, М., Наука, 1974.
4. **А. А. Абрикосов**, Основы теории металлов, М., Наука, 1987.

ՀԱՎԵԼՎԱԾ
ՓՈԼ Էլեկտրամագնիսի ստեղծած մագնիսական դաշտի
լարվածությունը

I_0 (Ա)	$p = 10$ մմ $d = 13$ մմ	$p = 12$ մմ $d = 25$ մմ	$p = 12$ մմ $d = 50$ մմ	$p = 20$ մմ $d = 80$ մմ	$p = 30$ մմ $d = 100$ մմ	$p = 50$ մմ $d = 100$ մմ
	H (Պ)	H (Պ)	H (Պ)	H (Պ)	H (Պ)	H (Պ)
0,5	2423,9	2025,2	1924,3	1278,5	1028,4	623,2
1	5730,1	4768,2	4723,5	2721,8	2375,4	1391,4
1,5	8689,7	7456,6	7432,7	4235,3	3499,2	2288,0
2	11963,2	10150,4	10130,0	5621,3	4663,4	3048,6
2,5	14953,1	12852,8	12692,6	7062,4	5860,0	3747,0
3	18172,1	15529,8	15351,5	8551,0	7125,8	4568,3
3,5	19813,4	19085,9	17764,3	10183,9	8218,4	5359,6
4	21112,4	19923,7	18001,9	11442,3	9501,1	6121,9
4,5	22058,9	20721,6	19743,3	12578,1	10365,4	6966,7
5	22757,2	21554,2	20488,0	13243,0	11134,0	7858,7
5,5	23484,8	22193,6	20887,1	13714,1	11692,5	8394,7
6	23997,8	22707,0	21192,2	14116,1	12124,8	8998,4
6,5	24429,7	23061,2	21380,6	14433,8	12513,2	9517,1
7	24839,2	23413,5	21557,7	14682,3	12863,6	9955,3
7,5	25197,9	23662,8	21759,2	14980,6	13161,4	10252,0
8	25488,9	23891,7	21892,8	15201,1	13402,4	10550,1
8,5	25687,5	24079,2	21993,2	15401,2	13601,5	10847,7
9	25919,3	24231,4	22088,2	15586,7	13810,6	11094,3
9,5	26137,5	24366,8	22198,9	15706,6	13992,8	11394,5
10	26271,5	24492,7	22281,8	15818,0	14152,3	11529,7
10,5	26393,9	24603,1	22355,8	15948,5	14277,0	11717,5
11	26505,4	24692,2	22436,6	16085,6	14435,2	11899,5
11,5	26604,8	24796,2	22521,0	16195,4	14551,6	12023,7
12	26720,6	24895,6	22566,2	16279,7	14697,7	12137,0
12,5	26803,8	24959,1	22586,5	16364,3	14831,6	12258,0
13	26813,9	25015,3	22610,9	16458,5	14949,0	12379,5



Էլեկտրամագնիսի բևեռային ծայրոցները.

p . ծայրոցների միջև հեռավորություն

d . ծայրոցի տրամագիծ

Էլեկտրամագնիսի կոճերը միացվում են հաջորդաբար, լարումը՝ $U = 220$ Վ:

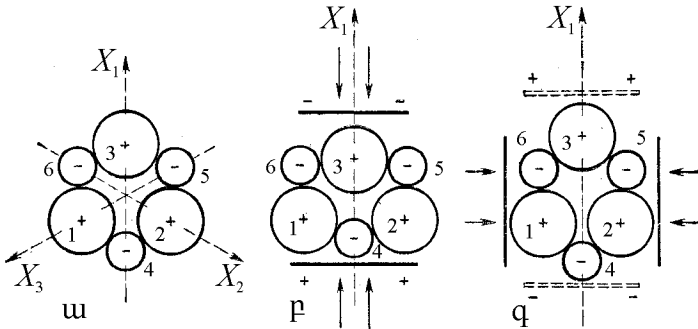
ԱՇԽԱՏԱՆՔ 13

ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՊԻԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Որոշ բյուրեղներում մեխանիկական դեֆորմացիան հանգեցնում է դրանց որոշակի նիստերի վրա էլեկտրական լիցքերի առաջացման: Լիցքի նշանը կախված է դեֆորմացիայի տեսակից: Օրինակ՝ սեղմումից ձգման անցնելիս առաջացած լիցքը փոխում է իր նշանը: Դիէլեկտրական բյուրեղում մեխանիկական լարման ազդեցությամբ էլեկտրական բևեռացման առաջացման երևույթը կոչվում է ուղիղ պիեզոէլեկտրական երևույթ: Հակառակ պիեզոէրևույթը բյուրեղի դեֆորմացումն է՝ պայմանավորված կիրառված էլեկտրական դաշտով:

Ուղիղ պիեզոէրևույթի առաջանալուն կարելի է հետևել քվարցի (SiO_2) կառուցվածքը նմանակող պարզ մոդելի միջոցով (նկ. 1):



Նկ. 1. ա. Քվարցի կառուցվածքի սխեման. X_1 , X_2 , X_3 . բևեռային առանցքներ, 1,2,3. սիլիցիումի դրական իոններ ($+4e$), 4,5,6. թթվածնի կրկնակի բացասական իոններ ($-2e \times 2$), բ. և գ. պիեզոէլեկտրական երևույթի առաջանալը

Զոնֆորմացված բջջում դրական և բացասական լիցքերի կենտրոնները համընկնում են (նկ. 1, ա): Եթե կիրառվի արտաքին ճնշում, ապա իոնները կշեղվեն իրենց հավասարակշռական դիրքերից, և կառա-

ջանան էլեկտրական երկբևեռներ, հետևաբար՝ բյուրեղը կբևեռացվի (նկ. 1, բ)։ Արտաքին ազդեցության ուղղությունը փոխելիս կփոխվի առաջացած լիցքերի նշանը (նկ. 1, գ)։

Այս մոդելից հետևում է, որ պիեզոերևույթն անիզոտրոպ է, այսինքն՝ տարբեր ուղղություններով այն տարբեր կերպ է արտահայտվում։ Եթե դեֆորմացնող մեխանիկական ազդեցությունը կիրառված է ուղղաձիգ ուղղությամբ (նկ. 1, գ), պիեզոերևույթը երկայնական է, իսկ եթե մեխանիկական ազդեցությունը կիրառված է հորիզոնական ուղղությամբ (նկ. 1, բ), ապա պիեզոերևույթը լայնական է։ Այս մոդելում հորիզոնական ուղղությամբ ոչ մի դեպքում բևեռացում չի առաջանում։

Պիեզոէլեկտրական բյուրեղներին միավորող ընդհանրությունը դրանցում համաչափության կենտրոնի բացակայությունն է։ Համաչափության կենտրոնով օժտված բյուրեղներում հնարավոր չէ համասեռ մեխանիկական լարումների միջոցով տարանջատել դրական և բացասական լիցքերի ծանրության կենտրոնները։

Էլեկտրական դաշտը բևեռացնում է նյութը՝ ստեղծելով նոր երկբևեռային մոմենտներ կամ փոփոխելով նախկին հաստատուն մոմենտների մեծությունը և ուղղությունը։ Այս երկու երևույթներն էլ փոխում են պինդ մարմնի չափերը, քանի որ էլեկտրոնները և ատոմները շեղվում են իրենց հավասարակշռության դիրքերից։ Մեխանիկական լարումը նույնպես փոխում է բյուրեղի չափերը, բայց այն ազդում է միայն մասնիկների զանգվածների վրա, չտարբերելով դրանց լիցքերը։ Այդ պատճառով մեխանիկական լարումների միջոցով հնարավոր չէ նախկինում չեզոք նյութում ստանալ երկբևեռային մոմենտներ։ Էլեկտրական դաշտը, ստեղծելով բևեռային առանցք, վերացնում է լիցքերի բաշխման համաչափության կենտրոնը։ Մեխանիկական լարումը ստեղծում է երկբևեռ առանցք։ Հետևաբար, չնայած էլեկտրական բևեռացումը բերում է մեխանիկական փոփոխությունների, մեխանիկական լարումը չի հանգեցնում երկբևեռային բևեռացման։ Այսպիսի ոչ հակադարձելի էլեկտրամեխանիկական երևույթը կոչվում է էլեկտրաստրիկցիա։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Պիեզոէլեկտրական նյութերի անիզոտրոպության հետևանքով դրանց էլեկտրամեխանիկական հատկությունները նկարագրվում են թենզորների միջոցով:

Ընդհանուր դեպքում բևեռացման $\mathbf{P}$ վեկտորի յուրաքանչյուր P_i բաղադրիչ ($i = 1, 2, 3$) մեխանիկական լարումների թենզորի T_{ij} բաղադրիչների հետ կապված է

$$P_i = d_{i11}T_{11} + d_{i12}T_{12} + d_{i13}T_{13} + d_{i21}T_{21} + d_{i22}T_{22} + d_{i23}T_{23} + d_{i31}T_{31} + d_{i32}T_{32} + d_{i33}T_{33} \quad (1)$$

առնչությամբ, որը կարելի է ներկայացնել սեղմ տեսքով՝

$$P_i = d_{ijk}T_{jk}, \quad (2)$$

որտեղ կրկնվող j և k ցուցիչներով ենթադրվում է գումարում: (2) առնչության մեջ d_{ijk} ($3 \times 3 \times 3 = 27$) գործակիցները կազմում են պիեզո-էլեկտրական մոդուլների երրորդ կարգի թենզորը:

Մեխանիկական լարումների թենզորը համաչափ է՝ $T_{jk} = T_{kj}$, ուստի պիեզոէլեկտրական մոդուլների թենզորը համաչափ է ըստ վերջին երկու ցուցիչների՝ $d_{ikj} = d_{ijk}$, հետևաբար թենզորի անկախ բաղադրիչների թիվը կդառնա 18: Սա հնարավորություն է տալիս d_{ijk} -ի համար օգտագործելու գրության մատրիցական եղանակ, որտեղ j և k ցուցիչների փոխարեն օգտագործվում է մեկ ցուցիչ, որն ընդունում է 1, 2, ..., 6 արժեք: Ցուցիչների փոխարինումը կատարվում է հետևյալ սխեմայով. $11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 \rightarrow 4, 13 \rightarrow 5, 12 \rightarrow 6$: Այս գրությամբ T_{ij} թենզորի բաղադրիչների համար ընդունված են հետևյալ նշանակումները. $T_{11} \rightarrow T_1, T_{22} \rightarrow T_2, T_{33} \rightarrow T_3, T_{23} \rightarrow T_4, T_{13} \rightarrow T_5$ և $T_{12} \rightarrow T_6$: Նոր նշանակումներով (2) առնչության փոխարեն կստանանք՝

$$P_i = d_{ij}T_j, \quad i = 1, 2, 3; \quad j = 1, 2, 3, 4, 5, 6: \quad (3)$$

Բյուրեղի էլեկտրական բևեռացումը կարելի է արտահայտել մեխանիկական դեֆորմացիայի ε_{jk} թենզորի միջոցով՝

$$P_i = e_{ijk}\varepsilon_{jk}$$

կամ կրճատ ձևով՝

$$P_i = e_{ij}\varepsilon_j, \quad i = 1, 2, 3; \quad j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, \quad (4)$$

որտեղ e_{ij} -երը պիեզոէլեկտրական հաստատուններն են: d_{ij} և e_{ij} գործակիցները կապված են

$$e_{ij} = d_{ih}C_{hj} \quad (5)$$

առնչություններով, որտեղ C_{hj} -երն առաձգականության մոդուլի բաղադրիչներն են:

Հակադարձ պիեզոէրևույթը նկարագրվում է հետևյալ առնչություններով.

$$\varepsilon_{ij} = d_{kij}E_k, \quad T_{ij} = e_{kij}E_k \quad (6)$$

կամ կրճատ նշանակմամբ՝

$$\varepsilon_i = d_{ji}E_j, \quad T_i = e_{ji}E_j,$$

որտեղ E_i -երն էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորի բաղադրիչներն են:

1. Համաչափության ազդեցությունը պիեզոմոդուլների մատրիցի վրա

Համաչափության ազդեցությունը պիեզոմոդուլների մատրիցի վրա որոշվում է ընդհանուր դրույթով, որը հետևում է Նեյմանի սկզբունքից, որի համաձայն՝ բյուրեղին բնորոշ համաչափության ոչ մի գործողություն չի կարող փոփոխել բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունները: Այստեղից հետևում է՝ որքան բարձր է բյուրեղի համաչափությունը, այնքան փոքր է անկախ պիեզոմոդուլների թիվը: Նեյմանի սկզբունքի կարևոր հետևությունն է նաև պնդումն առ այն, որ պիեզոէրևույթ հնարավոր է միայն համաչափության կենտրոն չունեցող և բևեռային առանցքներ ունեցող բյուրեղներում: Կենտրոնահամաչափ բյուրեղներում $d_{ijk} = 0$:

Բյուրեղական 32 դասերից 20-ը կենտրոնահամաչափ չեն և կարող են լինել պիեզոէլեկտրիկներ:

Պիեզոէլեկտրական մոդուլների մատրիցն ամեն մի բյուրեղագրական դասի համար ունի որոշակի տեսք և որոշվում է բյուրեղի համաչափությամբ, ընդ որում, ինչքան բարձր է բյուրեղի համաչափությունը, այնքան ավելի շատ գործակիցներ են դառնում զրո: Օրինակ՝ քվարցի

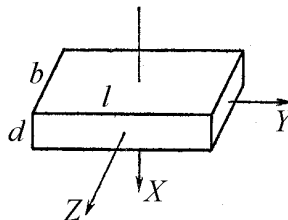
բյուրեղի համար (նկ. 1, ա.) պիեզոմոդուլների մատրիցն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\begin{vmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} :$$

2. Պիեզոբյուրեղի տատանումները

Գործնական մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում պիեզոէլեկտրիկում պարբերաբար փոփոխվող էլեկտրական դաշտի միջոցով գրգռվող հակադարձ պիեզոերևույթը: Մասնավորապես, քվարցի թիթեղը կկատարի հարկադրական մեխանիկական տատանումներ արտաքին էլեկտրական դաշտի հաճախությամբ:

Դիտարկենք բևեռային X առանցքին ուղղահայաց կտրված, d հաստությամբ, b լայնությամբ և l երկարությամբ քվարցե թիթեղի տատանումները փոփոխական էլեկտրական դաշտում (նկ. 2):



Նկ. 2. Գրգռող էլեկտրոդների միջև տեղադրված քվարցի թիթեղի կողմնորոշումը

Փոփոխական դաշտի հետ նույն տակտով քվարցե թիթեղը պարբերաբար կձգվի և կսեղմվի նույն չափով: Այլ կերպ ասած, արտաքին դաշտի հետ համափուլ թիթեղում կգրգռվեն առաձգական տատանումներ, որոնց լայնությունը կհասնի առավելագույն արժեքի, երբ էլեկտրական դաշտի հաճախությունը համընկնի թիթեղի սեփական մեխանիկական տատանումների հաճախության հետ:

Թիթեղի նշված կողմնորոշման դեպքում, հակադարձ պիեզոէրևույթի հետևանքով հնարավոր են երկու տիպի տատանումներ.

1. երկայնական առաձգական տատանումներ X առանցքի ուղղությամբ (ըստ հաստության տատանումների),

2. երկայնական առաձգական տատանումներ Y առանցքի ուղղությամբ (ըստ երկարության տատանումների):

Եթե ենթադրենք, որ $l \rightarrow \infty, b \rightarrow \infty$, այսինքն՝ անտեսենք ըստ երկարության տատանումները, որոնք պայմանավորված են ընդլայնական սեղմումով, ապա ըստ հաստության տատանումների սեփական հիմնական հաճախությունը՝

$$f_d = \frac{1}{2d} \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}, \quad (7)$$

որտեղ ρ -ն բյուրեղի խտությունն է, d -ն՝ Թիթեղի հաստությունը, C_{11} -ը՝ տվյալ տիպին և կողմնորոշմանը համապատասխանող առաձգականության մոդուլը:

Այլ տիպի տատանումներ (օրինակ՝ սահքի լայնական) գրգռելու համար պետք է ընտրել այլ կողմնորոշմամբ քվարցի թիթեղներ:

3. Պիեզոէլեկտրական տատանակի տեսությունը

Հայտնի է, որ C_1 ունակությամբ կոնդենսատորի լիցքը որոշվում է $q_0 = C_1 U$ բանաձևով, որտեղ U -ն կիրառված լարումն է: Եթե կոնդենսատորի թիթեղների միջև դրված է պիեզոէլեկտրական թիթեղ, որի մետաղականացված մակերևույթներն ուղղահայաց են բյուրեղի պիեզոէլեկտրական X առանցքին, ապա էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ թիթեղը կդեֆորմացվի, և ուղիղ պիեզոէրևույթի շնորհիվ կոնդենսատորի թիթեղների վրա կառաջանա q_1 լիցք: Արդյունքում կոնդենսատորի ընդհանուր լիցքը՝ $q = C_1 U + q_1$, ընդ որում, $q_1 = d_{11} F$, որտեղ F -ը թիթեղի վրա ազդող լրիվ ուժն է, որը պայմանավորված է U լարումով: Եթե U -ն ժամանակից կախված փոփոխվի $U = U_0 \sin \omega t$ օրենքով, ապա համակարգով կանցնի հոսանք՝

$$i = \frac{dq}{dt} = C_1 \frac{dU}{dt} + \frac{dq_1}{dt} = i_0 + i_1: \quad (8)$$

Պարզ է, որ i_0 -ն որոշվում է բյուրեղական թիթեղի ունակությամբ, իսկ i_1 -ը՝ դրա պիեզոէլեկտրական արձագանքով: Հակադարձ պիեզոէլեկտրական արձագանքի մեծությունը կախված է ռեզոնատորի (թիթեղի) սեփական հաճախության և գրգռող դաշտի հաճախության հարաբերությունից: Քանի դեռ գրգռող դաշտի հաճախությունը շատ փոքր է տվյալ ռեզոնատորի սեփական տատանումների հաճախությունից (ցածր հաճախություններ), ռեզոնատորի դեֆորմացիաները մոտ են ստատիկին, և պիեզոէլեկտրական հակադարձ արձագանքը համապատասխանաբար փոքր է: Երբ գրգռող դաշտի հաճախությունը մոտենում է ռեզոնատորի սեփական հաճախությանը, մեխանիկական տատանումների լայնություն աճում է և, հետևաբար, մեծանում է նաև հակադարձ արձագանքը: Այսպիսով՝ գրգռող դաշտի հաճախությունը փոփոխելիս փոխվում է հակադարձ պիեզոէլեկտրական արձագանքը, այսինքն՝ փոխվում է ռեզոնատորի ընդհանուր էլեկտրական դիմադրությունը, հետևաբար փոխվում է ռեզոնատորի ազդեցությունն էլեկտրական շղթայի վրա:

Պարզվում է, որ ռեզոնատորի վարքն էլեկտրական շղթայում տեսականորեն կարելի է նկարագրել՝ ռեզոնատորը փոխարինելով համարժեք սխեմայով: Համարժեք էլեկտրական սխեմա է կոչվում R, L, C, C_1 (դիմադրություն, ինդուկտիվություն, դինամիկ և ստատիկ ունակություններ) տարրերի խումբը, որոնք միմյանց հետ կապված են այնպես, որ եթե իրական բյուրեղի փոխարեն տեղադրենք տարրերի այդ խումբը, ապա դրա ազդեցությունն արտաքին շղթայի վրա կհամընկնի բյուրեղի ազդեցության հետ: R, L, C, C_1 համարժեք պարամետրերի մեծությունները և դրանց միացման եղանակը որոշվում են ռեզոնատորի շարժման ընդհանուր հավասարումներից:

Ռեզոնատորի վրա ազդող F ուժը հակադարձ պիեզոէլեկտրության հետևանքով առաջացնում է ռեզոնատորի մեխանիկական տատանումներ, ուստի թիթեղի շարժման հավասարումը՝

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + W \frac{dx}{dt} + Gx = F_0 \sin \omega t, \quad (9)$$

որտեղ M -ը ռեզոնատորի արդյունաբար զանգվածն է, W -ն՝ շփման, G -ն՝ առաձգականության գործակիցները: Թիթեղի վրա ազդող մեխանիկական ուժը համեմատական է կիրառված պոտենցիալների տարբերությանը՝ $F = \alpha U$, ուստի $q_1 = d_{11}F = \alpha d_{11}U$: Փաստորեն $d_{11}U$ մեծությունը հենց թիթեղի չափի փոփոխությունն է, որը հետևում է պիեզոէլեկտրոյթի հավասարումից՝ $q_1 = \alpha x$:

Դիֆերենցելով շարժման հավասարումն ըստ t -ի և փոխելով անանցյալները՝ կստանանք՝

$$\frac{M}{\alpha^2} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{W}{\alpha^2} \frac{di_1}{dt} + \frac{G}{\alpha^2} i_1 = \omega U_0 \cos \omega t : \quad (10)$$

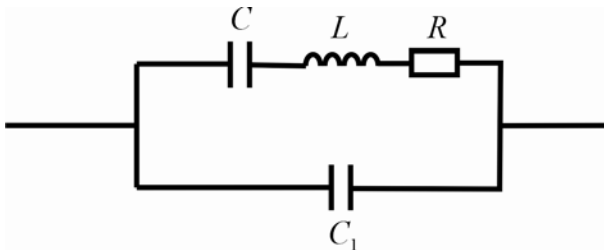
Հայտնի է, որ C_1 ունակությունից, L ինդուկտիվությունից և R դիմադրությունից կազմված հաջորդական կոնտուրով անցնող հոսանքը որոշվում է հետևյալ դիֆերենցիալ հավասարումից՝

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_1} i = \omega U_0 \cos \omega t : \quad (11)$$

Համեմատելով այս երկու հավասարումների գործակիցները՝ կստանանք՝

$$L = \frac{M}{\alpha^2}, \quad R = \frac{W}{\alpha^2}, \quad C_1 = \frac{\alpha^2}{G} : \quad (12)$$

Այսպիսով՝ տատանվող քվարցի բյուրեղը կարելի է ներկայացնել նկ. 3-ում պատկերված էլեկտրական սխեմայի միջոցով, որտեղ C_1 -ով նշանակված է քվարցի բյուրեղի էլեկտրական ունակությունը, իսկ



Նկ. 3. Պիեզոէլեկտրական բյուրեղի՝ պիեզոռեզոնատորի համարժեք էլեկտրական սխեման

C, L, R մեծությունները պիեզոէլեկտրականությունը նկարագրող համարժեք տարրերն են:

Նկ. 2-ում պատկերված նմուշի՝ ըստ հաստության տատանումների դեպքում

$$M = \rho d l b, \quad W = \frac{\pi^2 \rho b l}{2d} \eta, \quad G = \frac{\pi^2 C_{11} b l}{2d}, \quad \alpha = \frac{2e_{11} b l}{d}, \quad (13)$$

որտեղ e_{11} -ը պիեզոէլեկտրական հաստատունն է, η -ն բնութագրում է ներքին մեխանիկական կորուստները (փորձում քվարցի համար ստացվել է $\eta = 0,25$ արժեքը):

(12) և (13) բանաձևերից որոշվում են տատանվող բյուրեղի համարժեք էլեկտրական պարամետրերը.

$$\begin{aligned} L &= \frac{\rho d^3}{8 b l e_{11}^2} = 112 \frac{d^3}{b l} \text{ (Հն)}, \\ R &= \frac{\pi^2 \rho \eta d}{8 e_{11}^2 b l} = 272 \frac{d}{b l} \text{ (Օմ)}, \\ C &= \frac{8 e_{11}^2 b l}{\pi^2 C_{11} d} = 2,8 \cdot 10^{-3} \frac{b l}{d} \text{ (պՖ)}, \\ C_1 &= \frac{\varepsilon_{LC} b l}{4 \pi d} = 0,09 \frac{\varepsilon_{LC} b l}{d} \text{ (պՖ)}, \\ \varepsilon_{LC} &= \varepsilon \left(1 - \frac{4 \pi d_{11}^2 C_{11}}{\varepsilon} \right): \end{aligned} \quad (14)$$

(14) բանաձևերում օգտագործվել են քվարցի պարամետրերի հետևյալ արժեքները. $\rho = 2,65 \text{ գ/սմ}^3$, $C_{11} = 8,6 \cdot 10^{11} \text{ դին/սմ}^2$, $d_{11} = 7 \cdot 10^{-8} \text{ դին}^{-1/2} \cdot \text{սմ}$, $\varepsilon = 4,6$, $e_{11} = 5,7 \cdot 10^{-6} \text{ (դին} \cdot \text{սմ)}^{1/2}$:

Ռեզոնատորի վարքի ուսումնասիրումը դրա համարժեք կոնտուրի օգնությամբ լայն կիրառություն ունի տեխնիկայում, քանի որ բարդ էլեկտրամեխանիկական համակարգերի վերլուծական ուսումնասիրությունը դյուրին խնդիր չէ: Մյուս կողմից, նույնիսկ շատ բարդ էլեկտրական շղթաների ուսումնասիրությունը կարելի է իրականացնել համեմատաբար դյուրին՝ օգտվելով էլեկտրամեխանիկայում մշակված մեթոդներից: Համարժեք պարամետրերի իմացությունը հնարավորություն

է տալիս դատելու տեխնիկայում կիրառվող ռեզոնատորի որակների մասին: Ռեզոնատորների որակները հիմնականում ընդունված է նկարագրել դրանց Q բարորակությամբ և r ունակային հարաբերությամբ.

$$Q = \frac{\omega L}{R}, \quad (15)$$

$$r = \frac{C_1}{C}, \quad (16)$$

որտեղ ω -ն ռեզոնատորին տրվող էլեկտրական լարման հաճախությունն է: Որքան մեծ է Q բարորակությունը և որքան փոքր է ունակային հարաբերությունը, այնքան ավելի լավն է ռեզոնատորը, այսինքն՝ ավելի լավն է դրա հաճախային բնութագիրը և ավելի շատ էներգիա է վերափոխվում էլեկտրականից մեխանիկականի:

Համարժեք պարամետրերի որոշման համար անհրաժեշտ է չափել ռեզոնատորի ռեզոնանսային f_r և հակառեզոնանսային f_a հաճախությունները: f_r -ը և f_a -ն ունեն հետևյալ ֆիզիկական իմաստը. երբ կիրառված է այնպիսի $\omega = \omega_r$ հաճախություն, որի դեպքում կոնտուրի պիեզոէլեկտրական ճյուղի համար տեղի է ունենում $\omega_r L - 1/\omega_r C = 0$ պայմանը, կոնտուրը կունենա նվազագույն դիմադրություն և կոնտուրով կիոսի մեծ հոսանք: Այդ հաճախությունը՝

$$\omega_r = 2\pi f_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (17)$$

կոչվում է ռեզոնանսային: Գեներատորի հաճախությունը մեծացնելիս, երբ $\omega = \omega_a$, տեղի է ունենում հետևյալ պայմանը՝ $\omega_a L - 1/\omega_a C = 1/\omega_a C_1$: Այս դեպքում կոնտուրի դիմադրությունն առավելագույնն է, իսկ ω_a հաճախությունը կոչվում է հակառեզոնանսային.

$$\omega_a = 2\pi f_a = \frac{1}{\sqrt{L \frac{CC_1}{C+C_1}}}: \quad (18)$$

ω_r -ի և ω_a -ի արտահայտություններից կարելի է հեշտությամբ ստանալ չափվող f_r և f_a հաճախությունների և C համարժեք պարամետրի միջև կապ.

$$\frac{f_a - f_r}{f_r} = \frac{C}{2C_1} : \quad (19)$$

Ռեզոնատորի C_1 ստատիկ ունակությունը կարելի է հաշվարկել հարթ կոնդենսատորի բանաձևով՝

$$C_1 = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} , \quad (20)$$

որտեղ ε -ը դիէլեկտրական թափանցելիությունն է, S -ը՝ կոնդենսատորի շրջադրի մակերեսը, d -ն՝ թիթեղների միջև հեռավորությունը: Այսպիսով՝ չափելով f_r և f_a հաճախությունները՝ կարելի է (19) բանաձևի օգնությամբ որոշել C համարժեք պարամետրը:

L համարժեք պարամետրը որոշվում է (17) բանաձևից՝

$$L = \frac{1}{4\pi^2 C f_r^2} : \quad (21)$$

R համարժեք պարամետրը կարելի է որոշել այսպես կոչված փոխարինման մեթոդով: Հայտնի է, որ ռեզոնանսային հաճախության դեպքում ռեզոնատորի դիմադրությունը հավասար է համարժեք շղթայի դիմադրությանը: Հետևաբար՝ փոխարինելով ռեզոնատորը դիմադրությունների արկղով և ընտրելով այնպիսի դիմադրություն, որն ուներ ռեզոնատորը ռեզոնանսի պահին՝ կորոշենք R -ը:

Ռեզոնատորի համարժեք պարամետրերը չափելիս հարկ է հաշվի առնել, որ չափումների ճշտությունը կախված է այն բանից, թե ինչպիսի ճշտությամբ է որոշվում $\Delta f = f_a - f_r$ հակառեզոնանսային հեռավորությունը: Բանն այն է, որ Δf մեծության վրա մեծ ազդեցություն ունեն միացման լարերի և բռնիչների մակաբուծային ունակությունները և ինդուկտիվությունները: Հետևաբար՝ անհրաժեշտ է գնահատել այդ ազդեցությունը և որոշել Δf_0 իրական արժեքը:

Δf_0 իրական արժեքը ստանում են հետևյալ եղանակով. միացնող լարերի ունակությունը նշանակենք C_{lpr} -ով (տվյալ սխեմայում $C_{lpr} = 8$ պՖ), ռեզոնատորի ստատիկ ունակությունը՝ C_1 -ով, դինամիկ ունակությունը՝ C -ով, իսկ չափված հակառեզոնանսային հեռավորությունը՝ Δf_1 -ով: Կատարենք նշանակում՝ $C_{tot} = C_1 + C_{lpr}$:

Չափենք Δf_1 -ը, որը պետք է բավարարի (19) առնչությանը՝

$$\frac{\Delta f_1}{f_r} = \frac{C}{2C_{\text{tot}}} , \quad (22)$$

որտեղից

$$C = \frac{2C_{\text{tot}}\Delta f_1}{f_r} :$$

Տեղադրելով այս արտահայտությունը (19) բանաձևում՝ կստանանք.

$$\Delta f_0 = \frac{f_r C}{2C_1} = \frac{C_{\text{tot}}}{C_1} : \quad (23)$$

(19) և (22) բանաձևերից հետևում է, որ

$$C_1 = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_0 - \Delta f_1} C_{\text{tot}} , \quad (24)$$

$$C = 2 \frac{\Delta f_1 \Delta f_0}{(\Delta f_0 - \Delta f_1) f_r} C_{\text{tot}} : \quad (25)$$

Ռեզոնատորի բոլոր համարժեք պարամետրերը որոշելուց հետո կարելի է որոշել նաև դրա Q բարորակությունը և r ունակային հարաբերությունը՝ օգտվելով (15) և (16) բանաձևերից:

Փորձում պիեզոտարրի դիմադրությունը և բարորակությունը որոշվում են հետևյալ բանաձևերով՝

$$\frac{1}{R} = C_1 f_a \left(\frac{U_{\text{max}}}{U_{\text{min}}} \right)^{1/2} , \quad (26)$$

$$Q = \frac{fr}{2\Delta f_0} \left(\frac{U_{\text{max}}}{U_{\text{min}}} \right)^{1/2} , \quad (27)$$

որտեղ $U_{\text{max}}(U_{\text{min}})$ լարումը վոլտաչափի ցուցմունքն է ռեզոնանսի (հակառեզոնանսի) դեպքում:

Համարժեք պարամետրերի օգնությամբ կարելի է որոշել բյուրեղի ֆիզիկական հաստատունները՝ դիէլեկտրական թափանցելիությունը, պիեզոէլեկտրական և առաձգական գործակիցները, ինչպես նաև էլեկտրամեխանիկական կապի K գործակիցը, որը բյուրեղում կուտակված էլեկտրական էներգիայի հարաբերությունն է պիեզոէներսության շնորհիվ

առաջացած առաձգական դեֆորմացիաների էներգիային: Բյուրեղի միավոր ծավալին բաժին ընկնող էլեկտրական էներգիան (ըստ հաստոթյան տատանումների դեպքում)՝

$$W_E = \frac{\varepsilon E_x^2}{8\pi}: \quad (28)$$

Կուտակված մեխանիկական էներգիան՝

$$W_M = \frac{1}{2} C_{11} x^2 = \frac{1}{2} C_{11} d_{11}^2 E_x^2: \quad (29)$$

Դրանց հարաբերության քառակուսի արմատը սովորաբար կոչվում է էլեկտրամեխանիկական կապի գործակից.

$$K = \sqrt{\frac{W_M}{W_E}} = d_{11} \sqrt{\frac{4\pi C_{11}}{\varepsilon}}: \quad (30)$$

Մյուս կողմից ([6])

$$\frac{\Delta f}{f_r} = \frac{4}{\pi^2} \frac{K^2}{1-K^2} \approx \frac{4}{\pi^2} K^2, \quad K^2 = \frac{\pi^2}{4} \frac{\Delta f}{f_r}: \quad (31)$$

Այսինքն՝ հայտնի f_r և f_a մեծություններով կարելի է հաշվարկել էլեկտրամեխանիկական կապի գործակիցը, ապա՝ d_{11} պիեզոմոդուլի մեծությունը: C_{11} առաձգական մոդուլը հաշվարկվում է (7) բանաձևով:

Պրակտիկ կիրառություններում էլեկտրամեխանիկական կապի գործակիցը պիեզոբյուրեղը նկարագրող հարմար բնութագիր է: Այն բյուրեղները, որոնց էլեկտրամեխանիկական գործակիցը փոքր է 10%-ից, գործնականում քիչ կիրառություն ունեն: Բյուրեղի ավելի ամբողջական բնութագիր ստանալու համար անհրաժեշտ է որոշել դրա պիեզոէլեկտրական, առաձգական և այլ գործակիցներ: Նշված մեծությունների փորձնական որոշումն իրականացվում է այնպիսի թիթեղների միջոցով, որոնք կտրված են բյուրեղից և բյուրեղագրական առանցքների նկատմամբ ուղղորդված են որոշակի ձևով: Սակայն նախ անհրաժեշտ է աճեցնել այդպիսի բյուրեղ: Բնության մեջ հանդիպող բյուրեղները շատ անկատար են, ունեն բազմաթիվ միացումներ և ճաքեր, հետևաբար պիտանի չեն ֆիզիկական փորձերի համար: Համեմատաբար մեծ չափերի բյուրեղների արհեստական աճեցումը շատ բարդ և աշխատա-

տար գործընթաց է, որն ամեն մի բյուրեղի համար պահանջում է խիստ անհատական մոտեցում: Այդ պատճառով նոր պիեզոէլեկտրիկների որոնումը իրականացվում է շատ փոքր արհեստական բյուրեղներում պիեզոէրևույթի որակական հայտնաբերման ճանապարհով:

Այդպիսի աշխատանքների արդիականությունն ակնհայտ է: Հայտնի է, որ Պիեռ և Ժան Կյուրի եղբայրների՝ պիեզոէրևույթի հայտնաբերման պահից սկսած (1880թ.) մինչ այժմ պիեզոէրևույթի գոյությունը որակապես հաստատվել է հինգ հարյուրից ավելի միացությունների բյուրեղներում: Սակայն ամբողջական քանակական հետազոտություն կատարված է միայն 30 նյութի համար, իսկ գործնականում օգտագործվում են շուրջ 10 բյուրեղներ, որոնց էլեկտրամեխանիկական կապի գործակիցը՝ $K > 10\%$: Այսպիսի գործակցով բյուրեղի որակական հայտնաբերումից հետո պետք է աճեցնել տվյալ նյութի փոքր միաբյուրեղներ և գնահատել դրանց էլեկտրական և մյուս պարամետրերը, ինչպես նաև քիմիական և մեխանիկական կայունությունը:

Այս աշխատանքում որակապես և քանակապես ուսումնասիրվում են քվարցի բյուրեղների հատկությունները: Քվարցի բյուրեղներն առաջին պիեզոէլեկտրական բյուրեղներն են, որոնք լայն կիրառություն են գտել: Մեխանիկական հատկությունների զգալի կայունության շնորհիվ դրանք օգտագործվում են գեներատորների հաճախությունների կայունացման համար և մեծ ընտրողականությամբ զտիչների պատրաստման համար: Դրանից բացի, քվարցի թիթեղները լայնորեն կիրառվում են նաև հաճախային լայն տիրույթում (20 կՀց-ից մինչև 20 ՄՀց) ձայնային ալիքների ճառագայթման և ընդունման համար:

Քվարցի բյուրեղի Z առանցքը համընկնում է նրա օպտիկական առանցքի հետ և երրորդ կարգի համաչափության առանցք է: Դա նշանակում է, որ բյուրեղի որևէ հատկություն, չափված կամայական ուղղությամբ, կրկնվում է բյուրեղը Z առանցքի շուրջ $\pm 120^\circ$ անկյունով պտտելիս: Դրանից բացի, քվարցի բյուրեղը համընկնում է ինքն իր հետ գլխավոր պրիզմայի հանդիպակաց կողերի կենտրոններով անցնող ուղիղների շուրջ 180° անկյունով պտտելիս: Այսպիսով՝ քվարցի բյուրեղն ունի երրորդ կարգի մեկ առանցք (Z) և երկրորդ կարգի երեք

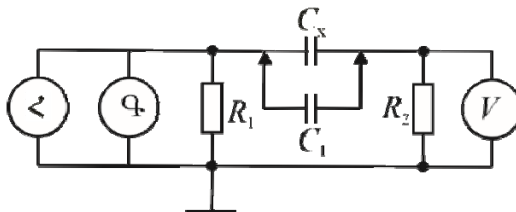
առանցք (X): Քվարցի բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունները նկարագրելու համար ներմուծվում է երրորդ առանցք (Y), որն ուղղահայաց է XZ հարթությանը և անցնում է պրիզմայի նիստի կենտրոնով:

Ինչպես արդեն նշել ենք, պիեզոմոդուլների մատրիցի տեսքը և ուղիղ ու հակադարձ պիեզոէֆեկտի հավասարումները հնարավորություն են տալիս կանխագուշակելու, թե ինչ տիպի տատանումներ կարող են գրգռվել տվյալ կտրվածքով թիթեղում:

ՉԱՓՈՂ ՄԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Հետազոտվող նմուշը կտրվում է բյուրեղական քվարցից (SiO_2 , x -կտրվածք) l երկարությամբ, b լայնությամբ և d հաստությամբ թիթեղի տեսքով: Նրա վրա արծաթ պարունակող մածուկի ներայրմամբ ստեղծվում են էլեկտրոդներ:

Նկ. 4-ում տրված է պիեզոէլեկտրիկի ռեզոնանսային հատկությունների ուսումնասիրման սխեման:



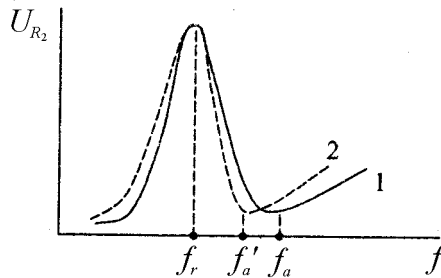
Նկ. 4. Մարքի սկզբունքային սխեման. Z ՝ հաճախաչափ,
 C ՝ ձայնային տատանումների գեներատոր

Մինուսարդային ազդանշանը (1Վ -ի կարգի կամ փոքր լայնությամբ և $10^6 - 10^7$ Հց հաճախությամբ) բարձրհաճախային C գեներատորից տրվում է բեռնման $R_1 = 100 \text{ Օմ}$ դիմադրությանը, իսկ նրանից՝ հաջորդաբար միացված C_x պիեզոտարրին և $R_2 = 10 \text{ Օմ}$ դիմադրությանը:

R_2 -ի վրա U_{R_2} լարման անկումը չափվում է V վոլտաչափով ($B3-3, B3-38$ տիպի): Ենթադրվում է, որ $R_2 \ll Z_x$, որտեղ Z_x -ը պիեզո-

տարրի լրիվ դիմադրությունն է: Այս պայմանից հետևում է, որ U_{R_2} լարման հաճախային կախումը նույնական է հոսանքի հաճախային կախմանը, այսինքն՝ որոշվում է պիեզոտարրի լրիվ հաղորդականությամբ:

$U_{R_2}(\omega)$ որակական կախումը պատկերված է նկ. 5-ում:



Նկ. 5. $U_{R_2}(\omega)$ կախման գրաֆիկը. f'_a -ը որոշվում

է (18) բանաձևով, որտեղ $C_1 \rightarrow C_1 + C_{lp}$:

1 կորը համապատասխանում է պիեզոտարրի ռեզոնանսային կորերի չափմանը՝ առանց լրացուցիչ ունակության, 2 կորը՝ $C_{lp} = (7-15)$ պՖ լրացուցիչ ունակությանը զուգահեռ միացված C_x ունակության դեպքում:

Ռեզոնանսային կորերի ավելի ճշգրիտ չափումների համար անհրաժեշտ է սարքերը սահուն ձևով համալարել, հատկապես մանրակրկիտ ձևով հետևել հաճախային գեներատորի չափումներին:

Հաճախությունը հսկելու համար գեներատորի մուտքին զուգահեռ միացվում է հաճախաչափ (Կ3-38):

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. Ստանալ քվարցի պիեզոէլեկտրական թիթեղի ռեզոնանսային կորերն առանց լրացուցիչ ունակության և լրացուցիչ ունակության առկայությամբ: Հատուկ ուշադրություն դարձնել էքստրե-

մալ կետերի դիրքերի և դրանցում ազդանշանի արժեքների ճշգրիտ որոշման վրա:

2. Հաշվարկել պիեզոբյուրեղի համարժեք սխեմայի C_1, C, L, R և Q պարամետրերը (24), (25), (21), (26) և (27) բանաձևերով:
3. Հաշվարկել համարժեք սխեմայի պարամետրերի տեսական արժեքներն ըստ (14) բանաձևերի: Ստացված արդյունքները համեմատել 2. կետում ստացված տվյալների հետ:
4. Հաշվարկել էլեկտրամեխանիկական կապի K գործակիցը, d_{11} պիեզոմոդուլը և C_{11} առաձգականության մոդուլը՝ օգտվելով (7), (31) և (30) բանաձևերից: Ստացված արդյունքները համեմատել զրականությունից հայտնի տվյալների հետ:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՅԵՐ

1. Ո՞ր երևույթն են անվանում պիեզոերևույթ և որը՝ հակադարձ պիեզոերևույթ: Բացատրեք պիեզոերևույթի առաջացման մեխանիզմը:
2. Գրեք պիեզոերևույթի հետևանքով առաջացող բևեռացման արտահայտությունը:
3. Ի՞նչ է ներկայացնում պիեզոմոդուլների d_{ijk} հավաքածուն: Որքա՞ն է անկախ պիեզոմոդուլների առավելագույն թիվը:
4. Գրեք հակադարձ պիեզոերևույթը բնութագրող արտահայտությունը:
5. Ինչպե՞ս է ազդում բյուրեղի համաչափությունը պիեզոմոդուլների մատրիցի տեսքի վրա:
6. Ո՞ր նյութերում է դիտվում պիեզոերևույթ: Անհրաժեշտ է արդյոք, որ նյութը լինի միաբյուրեղ:
7. Գրեք պարբերական ուժի ազդեցությամբ տատանվող պիեզոբյուրեղի շարժման հավասարումը:
8. Գծեք տատանվող պիեզոէլեկտրական թիթեղի համարժեք սխեման և բացատրեք, թե որ ֆիզիկական պրոցեսներն են համապատասխանում սխեմայի տարրերին:

9. Գրեք դիտարկվող համակարգում հոսանքի հավասարումը և համեմատեք դրա գործակիցները մեխանիկական շարժման հավասարման գործակիցների հետ:
10. Ի՞նչ տիպի ռեզոնանս կարող է տեղի ունենալ դիտարկվող տատանողական կոնտուրում:
11. Գտեք ռեզոնանսային հաճախություններն իդեալական դեպքում:
12. Ինչպե՞ս փորձնականորեն որոշել համարժեք սխեմայի պարամետրերը և պիեզոտարրի բարորակությունը:
13. Ի՞նչ է էլեկտրամեխանիկական կապի գործակիցը: Ինչպե՞ս կարելի է այն որոշել փորձնական ճանապարհով:
14. Ինչպե՞ս փորձնական ճանապարհով որոշել d_{11} պիեզոմոդուլը և առաձգականության C_{11} մոդուլը:
15. Բացատրեք տրված թիթեղի ռեզոնանսային կորերի որոշման մեթոդիկան:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **И. С. Рез, М. Ю Павленко, М.,** Радио и связь, 1989.
2. **М. И. Шаскольская,** Кристаллография. М., Высшая Школа, 1984.
3. **Л. Бергман,** Ультразвук. М., ИЛ., 1956.
4. **И. С. Желудев,** Физика кристаллических диэлектриков. М., Наука, 1968.
5. **У. Кеди,** Пьезоэлектричество и его практическое применение. М., ИЛ., 1949.
6. **У. Мэзон,** Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке, М., ИЛ, 1952.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 14

ՊԻՆԴ ՄԵԿՈՒՄԻՉՆԵՐՈՒՄ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՏԵՍԱԿՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

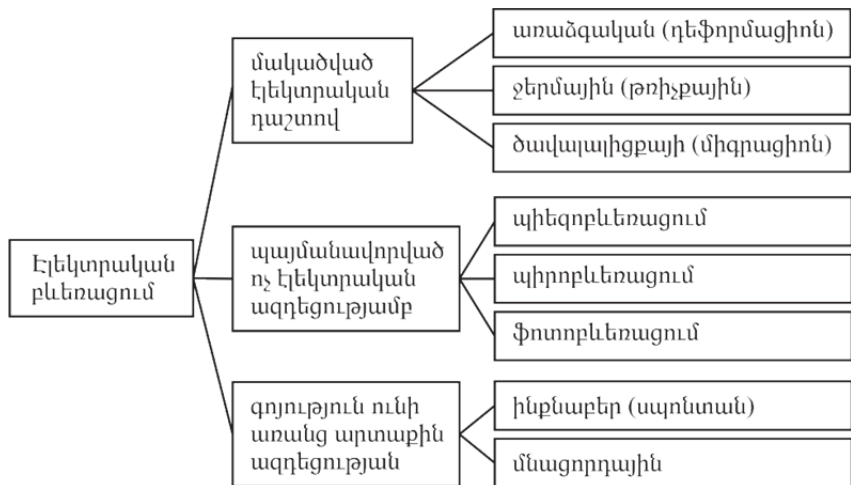
Բնեռացումը նյութում գրոյից տարբեր էլեկտրական մոմենտի գոյության երևույթն է՝ պայմանավորված որոշակի պատճառներով:

Որպես կանոն, բնեռացում առաջանում է արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ: Սակայն այն կարող է ծագել նաև ոչ էլեկտրական գործոնների ազդեցությամբ, օրինակ՝ մեխանիկական դեֆորմացիայի (պլեզոբեռնացում), ջերմաստիճանի փոփոխության (պիրոբեռնացում), մեկուսիչը լուսավորելու (ֆոտոբեռնացում) հետևանքով:

Բնեռացում կարող է գոյություն ունենալ նաև առանց արտաքին ազդեցության: Այսպիսի ինքնաբեր բնեռացումը հետևանք է նյութի ֆիզիկաքիմիական բնույթի, ինչպես նաև կարող է լինել մնացորդային, պայմանավորված մեկուսիչի նախնական հատուկ մշակմամբ, որից հետո առաջանում և երկար ժամանակ, արտաքին ազդակները վերանալուց հետո, մնում է մետաստաբիլ բնեռացված վիճակը: Նկ. 1-ում ներկայացված է բնեռացման մեխանիզմների դասակարգումը:

Եթե էլեկտրոնները, իոնները կամ երկբևեռները մեկուսիչի կառուցվածքում բավականաչափ ամուր են կապված, ապա արտաքին էլեկտրական դաշտը կամ այլ ազդակներ կհանգեցնեն ատոմային հեռավորությունների համեմատությամբ փոքր շեղումների հավասարակշռական (չբեռնացված վիճակին համապատասխանող) դիրքերից: Այդպիսի փոքր առաձգական շեղումները, ի վերջո, հանգեցնում են ամբողջ մեկուսիչ նմուշի հատկությունների էական փոփոխությունների: Բնեռացման այսպիսի մեխանիզմն անվանում են առաձգական:

Էլեկտրոնների, իոնների կամ երկբևեռների թույլ կապի դեպքում մեկուսիչի բնեռացման պրոցեսի վրա էական ազդեցություն է ունենում դրանց ջերմային շարժումը: Այս մասնիկները ջերմային շարժման հետևանքով կարող են տեղաշարժվել ատոմային հեռավորություններ, սա-



Նկ. 1. Մեկուսիչների բևեռացման մեխանիզմների դասակարգումը

կայն ջերմային շարժման քառասյանության հետևանքով դա չի հանգեցնում Հելկոտրական մոմենտի առաջացման: Մակայն կիրառված արտաքին Հելկոտրական դաշտը լիցքերի շեղումները կամ երկբևեռների ուղղությունները փոփոխում է ոչ համաչափորեն, որի հետևանքով ծագում է Հելկոտրական երկբևեռային մոմենտ՝ նմուշը բևեռանում է:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

Մեկուսիչների բևեռացման վիճակը կարելի է նկարագրել երեք պարամետրերով:

Դիտարկենք մեկուսիչի վիճակը կոնդենսատորի Հելկոտրական դաշտում: Դաշտի ազդեցությամբ կոնդենսատորի շրջադիրներին կառաջանա σ մակերևութային խտությամբ լիցք, իսկ շրջադիրներին տրված լիցքի դեպքում մեկուսիչը պոտենցիալների տարբերությունը շրջադիրների միջև փոքրացնում է ε անգամ (ε -ը մեկուսիչի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է): Կապը մեկուսիչում դաշտի E լարվածության մեծության, մակերևութային լիցքի խտության և դիէլեկտրական թափանցելիության միջև տրվում է

$$E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} \quad (1)$$

բանաձևով: Կոնդենսատորի լիցքը բնութագրող էլեկտրական ինդուկցիան՝

$$D = 4\pi\sigma : \quad (2)$$

Նկատի ունենալով D , E և միավոր ծավալի էլեկտրական P մոմենտի միջև հայտնի կապը՝

$$D = E + 4\pi P = \varepsilon E, \quad (3)$$

կարելի է որոշել ε -ը՝

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi P}{E} = \frac{D}{E} : \quad (4)$$

Մեկուսիչների հատկությունները նկարագրելիս օգտվում են նաև դիէլեկտրական ընկալունակություն կոչվող մեծությունից, որը կապ է հաստատում բևեռացման և արտաքին էլեկտրական դաշտի միջև՝

$$P = \chi E : \quad (5)$$

(4) և (5) բանաձևերից հետևում է կապը ε և χ պարամետրերի միջև՝

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi : \quad (6)$$

Հարկ է նշել, որ բյուրեղային անիզոտրոպ միջավայրը բնութագրվում է ε_{ij} և χ_{ij} երկրորդ կարգի թենզորներով, ուստի

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j, \quad j = 1, 2, 3 : \quad (7)$$

ε_{ij} թենզորը համաչափ է, հետևաբար այն կարելի է բերել անկյունագծային տեսքի՝ ε_{11} , ε_{22} , ε_{33} : Նշանակում է՝ կամայական բյուրեղ նկարագրվում է դիէլեկտրական թափանցելիության երեք արժեքով: Իզոտրոպ միջավայրում $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} \equiv \varepsilon$:

Ի տարբերություն վերը տրված մակրոսկոպական նկարագրության, P բևեռացումը կարելի է արտահայտել նաև բևեռացված մեկուսիչի միկրոսկոպական բնութագրերով:

Մեկուսիչի միավոր ծավալի էլեկտրական մոմենտը՝ P բևեռացման վեկտորը, կարելի է ներկայացնել

$$P = n\alpha E_{loc} \quad (8)$$

առնչությամբ, որտեղ E_{loc} -ը տեղային (մասնիկի վրա ազդող) էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է, n -ը՝ բևեռացմանը մասնակցող մասնիկների խտությունը, α -ն՝ մասնիկի բևեռացվելիությունը:

Բզոտրոպ մեկուսիչներում բևեռացմանը մասնակցող մասնիկների միջև փոխազդեցության բացակայության դեպքում կապն արտաքին E դաշտի և E_{loc} դաշտի միջև տրվում է Լորենցի բանաձևով՝

$$E_{loc} = \frac{\varepsilon + 2}{3} E, \quad (9)$$

հետևաբար

$$P = n\alpha \frac{\varepsilon + 2}{3} E : \quad (10)$$

(6) և (10) բանաձևերից հետևում է Կլաուզիուս-Մոսսոտիի

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi n\alpha}{3} \quad (11)$$

հավասարումը: Եթե կա բևեռացվող մասնիկների մի քանի տեսակ, ապա (11) բանաձևի փոխարեն կունենանք՝

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i n_i \alpha_i, \quad (12)$$

որտեղ α_i -ն i -րդ տեսակի մասնիկի բևեռացվելիությունն է, n_i -ն՝ դրանց խտությունը:

1. Էլեկտրոնային առաձգական բևեռացում

Էլեկտրոնային առաձգական բևեռացումն ատոմների կամ իոնների էլեկտրոնային թաղանթների շեղումն է միջուկների նկատմամբ: Այս բևեռացման մեջ հիմնական ներդրումը տալիս են միջուկի հետ համեմատաբար թույլ կապված արտաքին թաղանթների էլեկտրոնները (այսպես կոչված արժեքական էլեկտրոններ):

Էլեկտրոնային առաձգական բևեռացմանը բնորոշ են հետևյալ երկու առանձնահատկությունները.

ա. բևեռացման այս մեխանիզմն ամենաընդհանուրն է, քանի որ էլեկտրոնային թաղանթների դեֆորմացիան արտաքին էլեկտրական դաշտում տեղի ունի առանց բացառության բոլոր մեկուսիչներում:

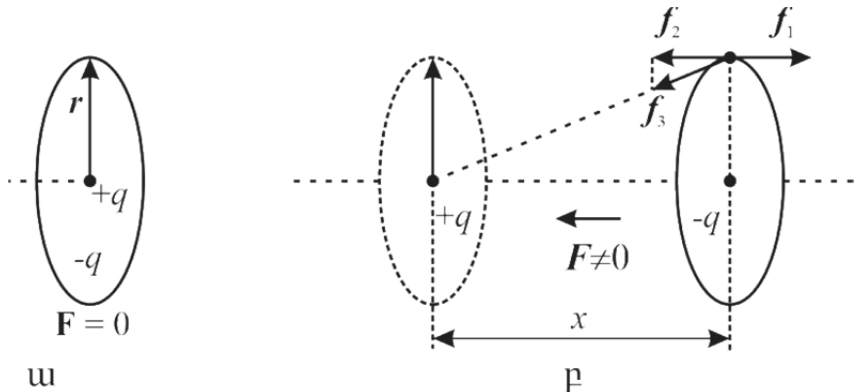
բ. այն ամենափոքր իներցիոնությամբ օժտված մեխանիզմն է, քանի որ էլեկտրոնի զանգվածն ամենափոքրն է: Էլեկտրոնային առաձգական բևեռացման հաստատման բնութագրական ժամանակը $10^{-17} - 10^{-16}$ վ կարգի մեծություն է:

Էլեկտրոնային բևեռացման համար տեղի ունի

$$\varepsilon_e = \bar{n}^2 \quad (13)$$

առնչությամբ, որտեղ $\bar{n}$ -ը բեկման ցուցիչն է:

Դիտարկենք պարզագույն՝ ջրածնի ատոմի էլեկտրոնային բևեռացման պրոցեսը: E_{loc} տեղային դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնը շեղվում է դաշտի ուղղության հակառակ ուղղությամբ (նկ. 2):



նկ. 2. Ջրածնի ատոմի էլեկտրոնային բևեռացումը. սլաքը ցույց է տալիս տեղային էլեկտրական դաշտի ուղղությունը (Նկարում $x \ll r$ պայմանը պահպանված չէ):

Էլեկտրոնի պտտման հարթությունը x չափով շեղվում է դրական միջուկից, որի հետևանքով առաջանում է

$$P = ex = \alpha E_{loc} \quad (14)$$

էլեկտրական մոմենտ: (14) բանաձևից՝

$$\alpha = \frac{ex}{E_{loc}} : \quad (15)$$

Որոշենք x շեղումը: Նկ. 2, բ-ից ակնհայտ է, որ «Էլեկտրոն-միջուկ» փոխազդեցության f ուժի հորիզոնական f_2 բաղադրիչը համակշռում է տեղային դաշտում էլեկտրոնի վրա ազդող f_1 ուժը՝

$$-eE_{loc} = -\frac{e^2}{x^2 + r^2} \sin \beta = -\frac{e^2}{x^2 + r^2} \frac{x}{\sqrt{x^2 + r^2}} : \quad (16)$$

Քանի որ ներատոմային էլեկտրական դաշտի լարվածությունը շատ մեծ է տեղային դաշտի լարվածությունից, ապա $x \ll r$, հետևաբար (15) և (16) բանաձևերից կստանանք բևեռացվելիության արտահայտությունը՝

$$\alpha \approx r^3, \quad (17)$$

որի համաձայն՝ ջրածնի ատոմի բևեռացվելիությունը համեմատական է ատոմի ծավալին: Սա նշանակում է, որ α -ն կտրուկ մեծանում է, երբ էլեկտրոնները հեռանում են միջուկից: Հետևաբար ատոմների և իոնների բևեռացվելիությունները հաշվարկելիս կարելի է հաշվի առնել միայն արտաքին էլեկտրոնային թաղանթները:

Այս մոդելի հիման վրա կարելի է որոշակի եզրակացություններ անել այլ ատոմների և իոնների բևեռացվելիությունների մասին: Մենդելևևի աղյուսակի նույն սյունակի տարրերի համար կարգաթիվը մեծանալիս մեծանում են ատոմում էլեկտրոնների թիվը և արտաքին էլեկտրոնային թաղանթի շառավիղը (այս տարրերի արտաքին էլեկտրոնային թաղանթներն ունեն նման կառուցվածք):

Կարգաթվի մեծացմանը զուգընթաց ատոմի էլեկտրոնային բևեռացվելիությունը կարող է ինչպես աճել, այնպես էլ՝ նվազել, կախված նրանից, թե ո՞ր երևույթն է գերակշռողը. էլեկտրոնների թվի մեծացումը, թե՞ միջուկի լիցքի մեծացումը, որը երբեմն հանգեցնում է էլեկտրոնային թաղանթի շառավղի փոքրացման:

Քիմիական միացություն հանդիսացող մեկուսիչների համար կարևոր են ոչ թե ատոմների, այլ իոնների բևեռացվելիությունները, որոնք համադրվում են իոնացման պոտենցիալների հետ: Որքան մեծ է իոնացման պոտենցիալը, այնքան ամուր է կապված էլեկտրոնը միջուկին և այնքան ավելի փոքր է բևեռացվելիությունը:

Բացասական, այսինքն՝ էլեկտրոն վերցրած իոնի բևեռացվելիությունը մեծ է, քան դրական իոնինը: Իսկ դրական իոնների բևեռացվելիությունը ավելի փոքր է, քան նույն էլեկտրոնային փոխդասավորությամբ չեզոք ատոմի բևեռացվելիությունը:

Ինչպես երևում է (17) բանաձևից՝ մասնիկի բևեռացվելիությունը կախված չէ ջերմաստիճանից: Սակայն ջերմաստիճանը բարձրացնելիս դիէլեկտրական թափանցելիությունը նվազում է, քանի որ փոքրանում է միավոր ծավալում մասնիկների թիվը:

Սահմանենք դիէլեկտրական հաստատունի ջերմաստիճանային գործակիցը հետևյալ առնչությամբ՝

$$\delta_T = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} : \quad (18)$$

Օգտվենք (11) բանաձևից.

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) \equiv \frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{4\pi\alpha}{3} \frac{dn}{dT} : \quad (19)$$

(19), (11) և (18) առնչություններից հետևում է, որ

$$\delta_T = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\varepsilon} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = -\beta \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\varepsilon}, \quad (20)$$

որտեղ β -ն նմուշի ջերմային ընդարձակման գործակիցն է՝

$$\beta = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dT} = -\frac{n}{N} \frac{d}{dT} \left(\frac{N}{n} \right) = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} : \quad (21)$$

Ենթադրվում է, որ ըստ ջերմաստիճանի ածանցելիս $N = \text{const}$ (նյութի քանակությունը չի փոխվում) և ճնշումը հաստատուն է:

2. Իոնային առաձգական բևեռացում

Իոնները, ինչպես և էլեկտրոնները, էլեկտրական դաշտում շեղվում են հավասարակշռության դիրքերից, որի հետևանքով առաջանում է էլեկտրական մոմենտ: Փոքր շեղումների դեպքում առաջանում է առաձգական վերադարձնող ուժ, որն արտաքին դաշտն անջատելիս իոններին վերադարձնում է հավասարակշռության դիրքեր:

Իոնային առաձգական բևեռացմանը բնորոշ են հետևյալ առանձնահատկությունները: Նախ՝ բևեռացման այս տեսակը համընդհանուր

բնույթ չունի. այն բնորոշ է միայն այն մեկուսիչներին, որոնցում կապը մոլեկուլում կամ բյուրեղային ցանցում ունի իոնային բնույթ: Այս մեկուսիչների տիպիկ ներկայացուցիչներն են իոնային բյուրեղները: Երկրորդ՝ իոնային բևեռացման մյուս յուրահատկությունը նրա համեմատաբար մեծ (էլեկտրոնային բևեռացման համեմատությամբ) հաստատման ժամանակն է՝ $10^{-15} - 10^{-14}$ վ, որը հետևանք է իոնների համեմատաբար մեծ զանգվածների ($m_{ion} \gg m_e$):

Բևեռացվելիության հաշվարկը կատարենք պարզագույն իոնային բյուրեղի (օրինակ՝ NaCl-ի) համար:

Տարանուն լիցքերի կուլոնյան ձգողության էներգիան $-e^2/r$ է, որտեղ r -ը դրական $(+e)$ և բացասական $(-e)$ իոնների միջև հեռավորությունն է: Նկատի ունենալով նաև փոքր՝ իոնի տրամագծի և դրանից փոքր հեռավորություններում իոնների միջև գործող վանդոլության ուժերը, երկու տարանուն իոնների փոխազդեցության էներգիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

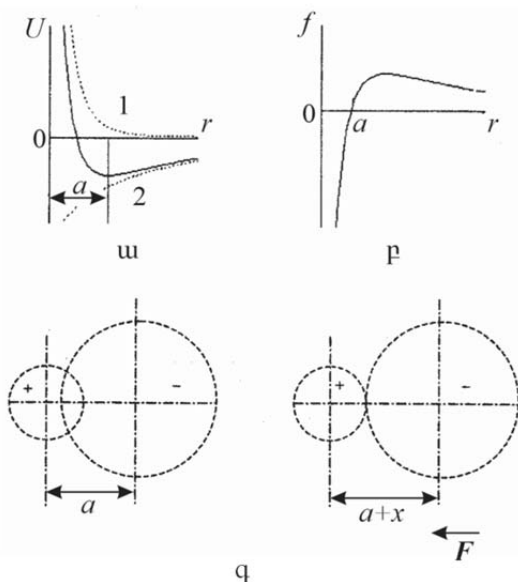
$$U(r) = \frac{A}{r^\gamma} - \frac{e^2}{r}, \quad (22)$$

որտեղ A հաստատունը որոշվում է այն պայմանից, որ a հավասարակշռական հեռավորության դեպքում իոնների փոխազդեցության արդյունաբար ուժը զրո է՝

$$\left. \frac{dU}{dr} \right|_{r=a} = 0, \quad A = \frac{e^2 a^{\gamma-1}}{\gamma}, \quad (23)$$

$$U(r) = \frac{e^2 a^{\gamma-1}}{\gamma r^\gamma} - \frac{e^2}{r}: \quad (24)$$

γ պարամետրը կախված է իոնների զույգի հատկություններից և բյուրեղային ցանցի կառուցվածքից:



Նկ. 3. Պարզագույն մոլեկուլի իոնային առաձգական բևեռացումը.
 ա. պոտենցիալ էներգիայի կախումն իոնների կենտրոնների միջև
 հեռավորությունից (1-ը էլեկտրոնային թաղանթների միջև վանողու-
 թյան, 2-ը՝ կուլոնյան ձգողության պոտենցիալ էներգիայի կորն է),
 բ. փոխազդեցության արդյունաբար ուժի կախումը միջիոնային հե-
 ոավորությունից, գ. միջիոնային հեռավորության փոփոխությունն
 արտաքին F ուժի ազդեցությամբ:

Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ իոնների շեղումները հավա-
 սարակշռության դիրքերից շատ փոքր են՝ $x \ll a$, ուստի առաջացած
 քվադրատաձգական ուժերը համեմատական կլինեն x շեղմանը, այ-
 սինքն՝ $kx = eE_{loc}$: Մյուս կողմից, առաջացած էլեկտրական մոմենտը՝
 $ex = \alpha_i E_{loc}$, հետևաբար՝ $\alpha_i = e^2 / k$:

Իոնների շեղման հետևանքով փոխազդեցության էներգիայի փո-
 փոխությունը՝

$$U(a+x) - U(x) \approx \frac{1}{2} kx^2,$$

հետևաբար, նկատի ունենալով (24) բանաձևը, k գործակցի համար կստանանք՝

$$k = \frac{d^2 U(a+x)}{dx^2} \Big|_{x=0} = \frac{e^2(\gamma-1)}{a^3} : \quad (25)$$

(25) բանաձևի միջոցով բևեռացման գործակցի համար կստանանք՝

$$\alpha_i = \frac{e^2}{k} = \frac{a^3}{\gamma-1} = \frac{(r_+ + r_-)^3}{\gamma-1}, \quad (26)$$

որտեղ r_+ և r_- մեծությունները դրական և բացասական իոնների շառավիղներն են: (26) բանաձևից հետևում է, որ α_i -ն գրեթե նույն կարգի մեծություն է, ինչ որ էլեկտրոնային բևեռացվելիությունը, քանի որ իոնային բյուրեղներում $\gamma \approx 10$:

Իոնային բյուրեղների դիէլեկտրական թափանցելիության հաշվարկը հարմար է իրականացնել Բոռնի առաջարկած մեթոդով, որի համաձայն՝ ոչ մեծ ε -ով իոնային բյուրեղներում տեղային դաշտի լարվածությունը հավասար է միջին մակրոսկոպական դաշտի լարվածությանը: Այս դեպքում իոնային բյուրեղի առաձգական բևեռացումը՝

$$P = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_n)nE, \quad (27)$$

որտեղ α_n -ը իոնային բևեռացվելիությունն է, α_1 -ը և α_2 -ը՝ տարանուն իոնների էլեկտրոնային բևեռացվելիությունները: (4) և (27) բանաձևերից՝

$$\varepsilon = 1 + 4\pi(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_n)n = \bar{n}^2 + 4\pi n\alpha_n, \quad (28)$$

որտեղ

$$\bar{n}^2 = 1 + 4\pi(\alpha_1 + \alpha_2)n : \quad (29)$$

(28) բանաձևում n և α_n մեծություններն արտահայտենք փորձից հայտնի պարամետրերի միջոցով: Այսպես,

$$n = \frac{N}{V} = \frac{1}{V} \frac{m}{m_1 + m_2} = \frac{\rho N_A}{M_1 + M_2}, \quad (30)$$

որտեղ $\rho = m/V$ նյութի խտությունն է, $M_1(M_2)$ ՝ դրական (բացասական) իոնի մոլային զանգվածը, N_A -ն՝ Ավոգադրոյի հաստատունը: Նկատի ունենալով, որ

$$\alpha_n = \frac{e^2}{k} = \frac{e^2}{m\omega_0^2} = \frac{e^2(m_1 + m_2)}{\omega_0^2 \cdot m_1 m_2} = \frac{e^2}{\omega_0^2} \frac{N_A(M_1 + M_2)}{M_1 \cdot M_2}, \quad (31)$$

որտեղ ω_0 -ն լայնական օպտիկական տատանումների հաճախությունն է, (28), (30) և (31) բանաձևերից կստանանք Բոռնի բանաձևը՝

$$\varepsilon = \bar{n}^2 + \frac{4\pi\rho e^2 N_A^2}{\omega_0^2 M_1 M_2}: \quad (32)$$

Այս բանաձևով հաշվարկված և փորձից ստացված արժեքների համեմատությունից հետևում է, որ (32) բանաձևը պիտանի է ոչ մեծ ε -ով իոնային բյուրեղների համար:

Ջերմաստիճանի ազդեցությունը ε -ի վրա պայմանավորված է (32) բանաձևում ρ -ի և ω_0 -ի ջերմաստիճանային կախումներով: Ջերմաստիճանը բարձրացնելիս ջերմային ընդարձակման հետևանքով բյուրեղի խտությունը փոքրանում է: Մյուս կողմից, մեծանում է իոնների միջև հեռավորությունը, ուստի և դրանց փոխազդեցությունը, որը հանգեցնում է ω_0 -ի փոքրացման և, հետևաբար, ε -ի մեծացման: Արդյունքը կախված է նրանից, թե ո՞ր գործոնն է գերակշռում: Փորձը ցույց է տալիս, որ իոնային բյուրեղների մեծ մասի համար դիէլեկտրական թափանցելիության ջերմաստիճանային գործակիցը՝ $\delta_T > 0$:

ՉԱՓՈՂ ՄԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես հայտնի է, մեկուսիչի դիէլեկտրական թափանցելիությունը կարելի է ներկայացնել որպես այդ մեկուսիչով կոնդենսատորի C և առանց մեկուսիչի C_0 ունակությունների հարաբերություն՝

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}: \quad (33)$$

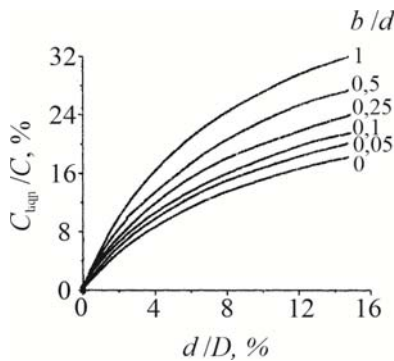
Հարթ կոնդենսատորի դեպքում $C_0 = S / 4\pi d$ և

$$\varepsilon = C \frac{4\pi d}{S}, \quad (34)$$

որտեղ S -ը շրջադիրի մակերեսն է, d -ն՝ շրջադիրների միջև հեռավորությունը: Հարկ է նշել, որ (34) բանաձևը ճիշտ է համասեռ դաշտի դեպքում, սակայն շրջադիրների եզրերի մոտ դաշտն անհամասեռ է, և առաջանում է, այսպես կոչված, եզրային ունակություն, որը չի հանգեցնում զգալի սխալի, եթե $d \ll D \sim \sqrt{S}$: Եթե նմուշի d հաստությունը գերազանցում է շրջադիր D տրամագծի 5%-ը, մտցվում է ուղղում՝ $C_{\text{եզր}}$,

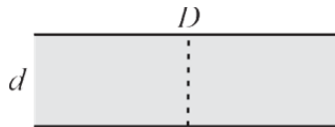
$$C = C_{\text{փորձ}} - C_{\text{եզր}}, \quad (35)$$

ընդ որում, ուղղման մեծությունը տրված է նկ. 4-ում:



Նկ. 4. $C_{\text{եզր}}$ ունակության կախումները d/D և b/d հարաբերություններից. d -ն մեկուսիչ շերտի հաստությունն է, b -ն՝ շրջադիր հաստությունը:

Նկ. 5-ում պատկերված է ստանդարտ մեկուսիչ նմուշ, որն օգտագործվում է ունակությունը նվազագույն սխալով չափելու համար:



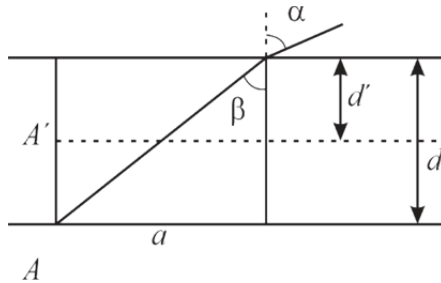
Նկ. 5. Ունակության չափման համար օգտագործվող նմուշ

Նվազագույն չափման սխալ ստացվում է այն դեպքում, երբ նմուշի և շրջադիր տրամագծերը հավասար են, իսկ որպես շրջադիրներ ծառայում են փոքր դիմադրությամբ մետաղի փոշեպատված շերտերը:

Ունակության չափումները կատարվում են ռադիոհաճախությունների տիրույթում կամրջակային կամ ռեզոնանսային մեթոդով՝ օգտագործելով Y7-11, BM-560 տիպի սարքեր:

Բեկման ցուցիչը որոշվում է չափիչ մանրադիտակով: Մեթոդը հիմնված է d հաստությամբ հարթ-գուգահեռ թափանցիկ թիթեղի թվացյալ հաստության չափման վրա:

Թիթեղի մի կողմում դրված է A կետը: Այդ կետին թիթեղի միջով նայելիս այն կերևա d' խորությամբ հարթության մեջ (նկ. 6): Մխեմայից ակնհայտ է, որ $d = \text{actg} \beta$ և $d' = \text{actg} \alpha$ կամ



Նկ. 6. Բեկման ցուցիչի որոշման

$$\frac{d'}{d} = \frac{\text{ctg} \alpha}{\text{ctg} \beta} = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \cdot \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \cdot \frac{1}{\bar{n}}, \quad (36)$$

որտեղից բեկման ցուցիչ՝

$$\bar{n} = \frac{d}{d'} \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \approx \frac{d}{d'}, \quad (37)$$

երբե α և β անկյունները բավականաչափ փոքր են: Թիթեղի երկու մակերևույթներին խազեր են արվում, ապա մանրադիտակը կիզակետում նախ՝ մի, ապա՝ մյուս խազի վրա: Մանրադիտակի դիտափողակի դիրքերի տարբերությունը տալիս է թիթեղի օպտիկական հաստությունը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. Յուրացնել ունակության չափման մեթոդիկան: Հաստուկ ուշադրություն դարձնել սարքի նախնական սարմանը և մակաբուծային ունակությունների (լարերի, նմուշի բռնիչի և այլն) բացառմանը:
2. Պարզել նմուշի չափերի հարաբերության ազդեցությունը: Չափումների համար օգտագործել տարբեր հաստություններով, նույն տրամագծով նույն մեկուսիչի նմուշներ: Հաշվել ε -ը եզրային երևույթների հաշվառմամբ և առանց դրանց հաշվառման: Համեմատել դրանք և մեկնաբանել արդյունքները:
3. Պարզել հպման որակի ազդեցությունը: Նույն մեկուսիչի համար փորձը կատարել նախ՝ սեղմվող էլեկտրոդներով, ապա՝ փոշեպատ էլեկտրոդներով: Երկու դեպքում էլ հաշվել ε -ը և բացատրել արդյունքների տարբերության պատճառները:
4. Չափել թափանցիկ մեկուսիչների ունակությունները, ապա հաշվել ε -ները:
5. Նույն մեկուսիչների համար չափել բեկման ցուցիչները:
6. Ստուգել $\varepsilon = \bar{n}^2$ առնչությունը և հետևություն անել այդ նմուշներում էլեկտրոնային բևեռացման դերի մասին:
7. (20) Բանաձևով գնահատել δ_T գործակիցը՝ օգտագործելով ε -ի ստացված արժեքները և աղյուսակային տվյալներ:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ է բևեռացումը: Ինչպիսի՞ն կարող են լինել դրա պատճառները:
2. Ո՞ր պարամետրերն են բնութագրում բևեռացումը:
3. Ո՞րն է միջին մակրոսկոպական և տեղային էլեկտրական դաշտերի լարվածությունների տարբերությունը:
4. Ինչո՞վ է որոշվում ատոմի էլեկտրոնային բևեռացվելիությունը:
5. Որո՞նք են իոնային բևեռացման առանձնահատկությունները: Մեկնաբանեք Բոռնի բանաձևը:

6. Ինչպե՞ս է կախված իոնային բյուրեղի դիէլեկտրական թափանցելիությունը բյուրեղի ջերմաստիճանից:
7. Ինչպե՞ս է որոշվում դիէլեկտրական թափանցելիությունը ցածրհաճախային տիրույթում:
8. Ինչպե՞ս են չափման պայմաններն ազդում ε -ի մեծության որոշման վրա:
9. Ի՞նչ մեթոդով կարելի է չափել բեկման ցուցիչը:
10. Ունակության չափման ի՞նչ մեթոդներ գիտեք:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Ա. Ա. Կիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, մաս I, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
2. **Н. Ашкрофт, Н. Мермин.** Физика твердого тела (т. II) М., Мир, 1979.
3. **Г. Фрелих.** Теория диэлектриков. М., ИЛ, 1960.
4. **В. Браун.** Диэлектрики. М., ИЛ, 1961.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 15
ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՄՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱՑՄԱՆ ԿՈՐԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Նյութի միկրոկառուցվածքային տարրերը՝ էլեկտրոնները, պրոտոնները և նեյտրոններն օժտված են իմպուլսի մոմենտով, որը հետևանք է ինչպես դրանց ուղեծրային շարժման, այնպես էլ սպինի գոյության, և որոնց հետ կապված է մագնիսական մոմենտ: Այս տեսանկյունից բնության մեջ գոյություն ունեցող բոլոր մարմինները մագնիսական նյութեր են (մագնետիկներ, մագնիսանյութեր կամ մագնիսներ):

Ընդունված է բոլոր նյութերն ըստ մագնիսական հատկությունների դասակարգել՝ օգտվելով մագնիսական ընկալունակության գաղափարից: Եթե նյութը **H** լարվածությամբ արտաքին մագնիսական դաշտում ձեռք է բերում **M** մագնիսացվածություն (որը միավոր ծավալով նյութի մագնիսական մոմենտն է), ապա կապը մագնիսացվածության և մագնիսական դաշտի միջև տրվում է

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (1)$$

արտահայտությամբ, որտեղ χ գործակիցը կոչվում է մագնիսական ընկալունակություն: Եթե $\chi < 0$, ապա նյութն անվանում են դիամագնիսական կամ դիամագնիս: Որպես կանոն, դիամագնիսներում $|\chi| \sim 10^{-6}$: Եթե $\chi > 0$, ապա նյութն անվանում են պարամագնիսական կամ պարամագնիս ($\chi \sim 10^{-3} - 10^{-6}$): Դիամագնիսները և պարամագնիսները, այսպես կոչված, թույլ մագնիսական նյութերն են:

Կարելի է կապ հաստատել նաև մագնիսական դաշտի **B** ինդուկցիայի և արտաքին մագնիսական դաշտի **H** լարվածության միջև՝ նկատի ունենալով

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M} \quad (2)$$

առնչությունը: (1) և (2) բանաձևերի համաձայն՝

$$\mathbf{B} = (1 + 4\pi\chi) \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}, \quad (3)$$

որտեղ $\mu = 1 + 4\pi\chi$ մեծությունը կոչվում է մագնիսական թափանցելիություն:

Բացի դիամագնիսներից և պարամագնիսներից, որոնց մագնիսացվածությունն արտաքին դաշտի բացակայությամբ զրո է, գոյություն ունեն նյութեր, որոնցում ատոմների մագնիսական մոմենտները միմյանց նկատմամբ դասավորված են որոշակի կարգով: Այդ նյութերն անվանում են մագնիսակարգավորված: Դրանց թվին են դասվում.

1. Ֆեռոմագնիսական նյութերը կամ ֆեռոմագնիսները, որոնցում ատոմների մագնիսական մոմենտներն իրար զուգահեռ են:

2. Հակաֆեռոմագնիսական նյութերը կամ հակաֆեռոմագնիսները, որոնցում ատոմների մագնիսական մոմենտներն իրար հակազուգահեռ են:

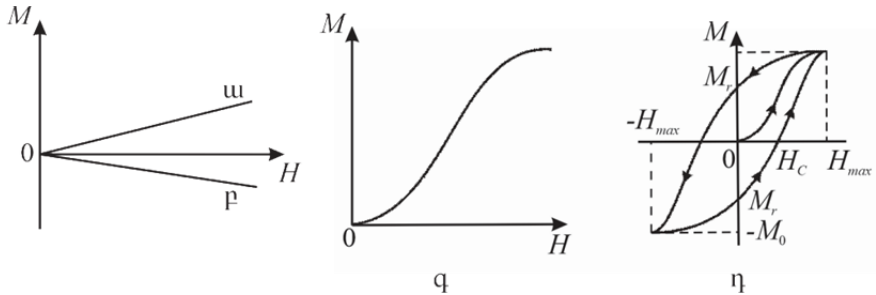
3. Ֆեռիմագնիսական նյութերը կամ ֆեռիմագնիսները, որոնցում ատոմների մագնիսական մոմենտները հակազուգահեռ են և մեծությամբ՝ տարբեր:

Մագնիսական կարգավորման պատճառն ատոմների էլեկտրոնային թաղաթների միջև փոխանակային փոխազդեցությունն է:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Մագնիսական կարգավորվածությամբ չօժտված նյութերում՝ դիա- և պարամագնիսներում, մագնիսացվածության և մագնիսական դաշտի լարվածության միջև կապը, ինչպես նշվեց, գծային է (նկ. 1, ա), ընդ որում, χ մագնիսական ընկալունակության մեծությունը կախված է նյութից (պարամագնիսների դեպքում՝ նաև ջերմաստիճանից):

Ֆեռոմագնիսի դեպքում $M(H)$ կախման տեսքը պայմանավորված է նյութի սկզբնական վիճակով: Եթե $H = 0$ դաշտում նյութը չունի մագնիսական մոմենտ (այսպես կոչված, ապամագնիսացված վիճակում է), ապա $M(H)$ կախումը տրվում է նկ.1, գ-ում պատկերված կորով:



Նկ. 1. Նյութերի մազնիսացվածության կորերը.

ա. պարամազնիսներ, բ. դիամազնիսներ, գ. ֆեռոմազնիսներ. նորմալ մազնիսացման կոր, դ. ֆեռոմազնիսներ. մազնիսացման տեխնիկական կոր (հիստերեզիսի օղակ)

Այսպիսի կախման գրաֆիկն անվանում են նորմալ մազնիսացման կոր կամ սկզբնական մազնիսացման կոր: Ֆեռոմազնիսի մազնիսական ընկալունակությունը (բնականաբար՝ նաև մազնիսական թափանցելիությունը) դաշտի լարվածության ոչ գծային ֆունկցիա է:

Եթե դաշտի լարվածությունը $H_{\max}$ որոշակի արժեքից փոքրանում է մինչև զրո, ապա ֆեռոմազնիսը չի վերադառնում $M = 0$ վիճակ, այլ ունենում է մնացորդային մազնիսացվածություն՝ M_r : Մազնիսացվածությունը զրո դարձնելու համար անհրաժեշտ է կիրառել սկզբնական դաշտին հակառակ ուղղված արտաքին մազնիսական դաշտ: Մազնիսական դաշտի լարվածության այն արժեքը, որի դեպքում ֆեռոմազնիսի մազնիսացվածությունը դառնում է զրո, անվանում են կոերցիտիվ ուժ (H_c): Հակառակ ուղղված դաշտի լարվածության հետագա մեծացումը հանգեցնում է նմուշի մազնիսացման՝ հակառակ ուղղությամբ ($M < 0$):

Այսպիսով՝ արտաքին մազնիսական դաշտը $H_{\max}$ -ից մինչև $-H_{\max}$ և հակառակ փոփոխելիս ($H_{\max} \rightarrow -H_{\max} \rightarrow H_{\max}$), $M(H)$ կախումը կունենա հիստերեզիսի օղակի տեսք (նկ. 1 դ): Այսպիսի կախման գրաֆիկն անվանում են մազնիսացման տեխնիկական կոր:

1. Ֆեռոմագնիսի դոմենային կառուցվածքը

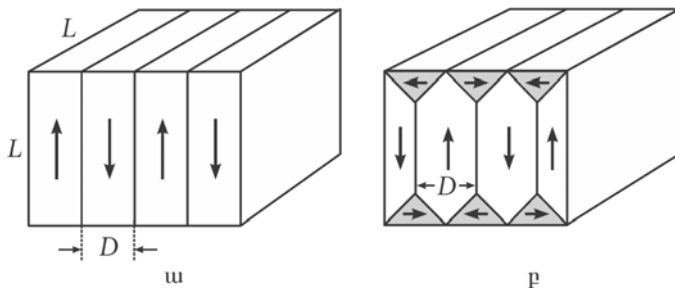
Ֆեռոմագնիսում մագնիսակարգավորվածության պատճառ փոխանակային փոխազդեցության էներգիան որոշվում է էլեկտրոնային թաղանթների ծածկումով և յուրաքանչյուր էլեկտրոնային թաղանթի գումարային սպինով: Փոխանակային էներգիան հեռավորությունից կախված նվազում է $\exp(-r/r_0)$ -ին համեմատականորեն (r_0 -ն Բորի շառավիղն է), այսինքն՝ բավականաչափ կտրուկ, իսկ ատոմային մագնիսական մոմենտների փոխազդեցության (մագնիսաերկբևեռային փոխազդեցության) էներգիան՝ r^{-3} -ին համեմատական, այսինքն՝ զգալիորեն դանդաղ, քան փոխանակային էներգիան: Փոխանակային էներգիան ատոմների մագնիսական մոմենտները կողմնորոշում է միմյանց զուգահեռ, իսկ մագնիսաբևեռային փոխազդեցությունը ձգում է դրանք դասավորել հարևան ատոմների ստեղծած մագնիսական դաշտի ուժագծերի ուղղությամբ (շոշափողով): Բյուրեղային ֆեռոմագնիսներում (երկաթ, նիկել, կոբալտ և այլն) ատոմների էլեկտրոնային թաղանթները բյուրեղագրական տարբեր ուղղություններով տարբեր ծածկումներ ունեն (փոխանակային ինտեգրալները տարբերվում են): Դրա հետևանքով առաջանում են հեշտ և դժվար մագնիսացման առանցքներ: Էներգիապես ձեռնատու է դառնում այն դեպքը, երբ ատոմային մագնիսական մոմենտներն ուղղվում են հեշտ մագնիսացման առանցքների ուղղությամբ: Այս երևույթը հայտնի է որպես մագնիսական բյուրեղագրական անիզոտրոպություն, իսկ դրանով պայմանավորված ներդրումն էներգիայում՝ մագնիսական անիզոտրոպության էներգիա: Փոխանակային փոխազդեցության անիզոտրոպությունը ֆեռոմագնիսական բյուրեղում և մագնիսաերկբևեռային փոխազդեցությունը հանգեցնում են նմուշի բաժանման առանձին տիրույթների՝ դոմենների, որոնցում ատոմների մագնիսական մոմենտները զուգահեռ են իրար և ուղղված են հեշտ մագնիսացման առանցքներով: Յուրաքանչյուր դոմեն օժտված է հազեցման մագնիսացմանը հավասար մագնիսական մոմենտով: Առանձին դոմեններ կարող են իրար նկատմամբ տարբեր կերպ կողմնորոշված լինել, սակայն էներգիապես ձեռնատու է այնպիսի դոմենային կառուց-

վածքը, որի դեպքում մագնիսական հոսքը փակված է ֆեռոմագնիսի ներսում (նկ. 2):

Դոմենային կառուցվածքի տեսքը և դոմենների չափերը որոշվում են ֆեռոմագնիսական նմուշում առկա ֆիզիկական փոխազդեցություններով, որոնցից յուրաքանչյուրն իր ներդրումն ունի ֆեռոմագնիսի լրիվ ջերմադինամիկական Φ պոտենցիալի (լրիվ էներգիայի) մեջ, և որի նվազագույն արժեքը համապատասխանում է նմուշի կայուն հավասարակշռական վիճակին:

Փոխանակային փոխազդեցության (E_{ex}), մագնիսաերկբնեռային փոխազդեցության (մագնիսաստատիկ E_m) և մագնիսային բյուրեղագրական փոխազդեցության (E_a) էներգիաների հետ մեկտեղ, ֆեռոմագնիսում առկա են նաև հետևյալ էներգիական ներդրումները Φ -ում.

1. մագնիսաստրիկցիոն դեֆորմացման E_λ էներգիան, որը պայմանավորված է դոմենի ներսում ինքնաբեր մագնիսացման հետևանքով առաջացած առաձգական դեֆորմացիայով,



Նկ. 2. Նմուշի տրոհումը դոմենների. ա. շերտավոր կառուցվածք, բ. Լանդաու-Լիֆշիցի տիպի կառուցվածք

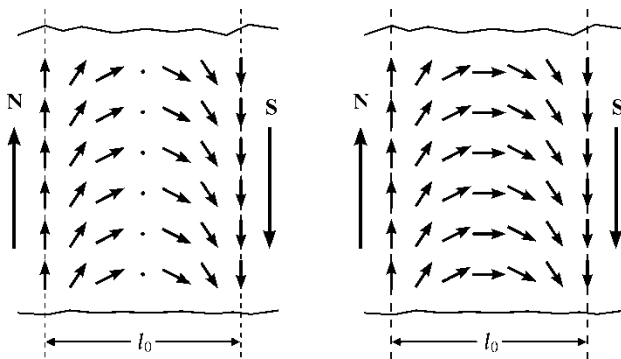
2. մագնիսաառաձգական E_σ էներգիան, որը դոմենների՝ իրար վրա ճնշում գործադրելու հետևանք է,

3. դոմենային պատերի E_w էներգիան:

Դոմենային պատերի տիրույթներում (նկ. 3) ատոմների մագնիսական մոմենտները տարածության մեջ պտտվում են: Հիմնական ներ-

դրումը E_w -ում տալիս են փոխանակային փոխազդեցությունը և մագնիսական անիզոտրոպությունը: Եթե պատը «բարակ» է, ապա զգալիորեն աճում է փոխանակային էներգիայի ներդրումը, իսկ «հաստ» պատում մեծանում է այն սպինների թիվը, որոնց ուղղությունները շեղված են հեշտ մագնիսացման առանցքից, և որը մեծացնում է մագնիսական անիզոտրոպության ներդրումը E_w -ում: Ֆեռոմագնիսներում դոմենային պատերի բնութագրական հաստությունը շուրջ 100 միջատոմային հեռավորության կարգի է, որին էլ համապատասխանում է E_w -ի նվազագույն արժեքը:

Այսպիսով՝ դոմենային կառուցվածքի տեսքը որոշվում է լրիվ ջերմադինամիկական պոտենցիալի՝



Նկ. 3. Սպինների ուղղությունների փոփոխությունն անցումային շերտում.
ա. սպինների պտույտ նկարի հարթությանն ուղղահայաց հարթության մեջ (Բլոխի պատ) բ. սպինների պտույտ նկարի հարթության մեջ (Նեելի պատ)

$$\Phi = \Phi_0 + E_{ex} + E_m + E_a + E_\lambda + E_\sigma + E_w \quad (4)$$

արտահայտության մինիմումի պայմանից (Φ_0 -ն կախված չէ դոմենների առկայությունից): Նշենք, որ (4) արտահայտությունը կարող է ունենալ մի քանի տեղային մինիմումներ, որոնցից յուրաքանչյուրին համապատասխանում է իր դոմենային կառուցվածքը:

2. Մագնիսացման կորի հիստերեզիս

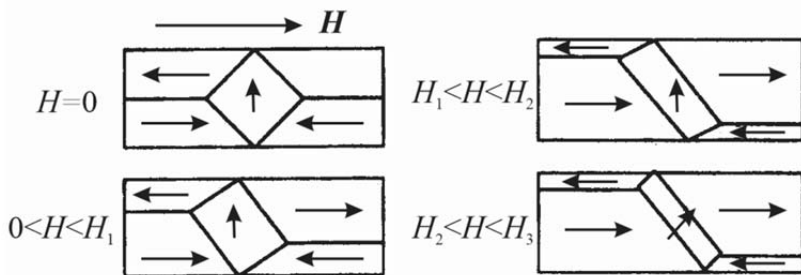
Ինչպես նշվել է արդեն, ֆեռոմագնիսի դոմենային կառուցվածքը ձևավորվում է ներքին փոխազդեցությունների հետևանքով և այնպես, որ նմուշի լրիվ մագնիսացվածությունը լինի զրո:

Արտաքին մագնիսական դաշտում ֆեռոմագնիսի ջերմադինամիկական պոտենցիալի (4) բանաձևում անհրաժեշտ է ավելացնել նաև մագնիսական դաշտում նրա E_M էներգիան: i -րդ դոմենի համար այդ էներգիան՝

$$E_{M_i} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H}) V_i, \quad (5)$$

որտեղ $\mathbf{M}_i$ -ն V_i ծավալով i -րդ դոմենի մագնիսացվածությունն է: (5) բանաձևից հետևում է, որ «նպաստավոր» կողմնորոշված՝ $\mathbf{M} \uparrow \mathbf{H}$ դոմենները ձգտում են իրենց ծավալը մեծացնել ի հաշիվ «ոչ նպաստավոր» կողմնորոշմամբ դոմենների (նկ. 4):

Եթե դոմենային պատերն իրենց ճանապարհին չեն հանդիպում խոչընդոտների (օրինակ՝ հատիկների սահմաններ, երկրորդ ֆազի ներխառնուկներ և այլն), ապա դրանց շարժումը դարձելի է: Նկ. 4-ում դրան համապատասխանում են $0 \leq H \leq H_1$ դաշտերը:



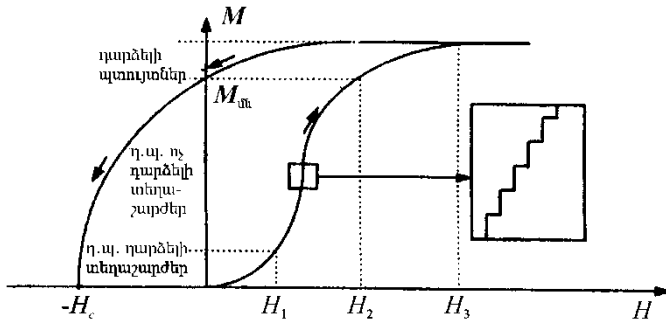
Նկ. 4. Երկաթի թաղանթի դոմենային կառուցվածքի փոփոխությունը մագնիսական դաշտում

Իրական ֆեռոմագնիսները միշտ պարունակում են դոմենային պատերի շարժումը խոչընդոտող արատներ, որոնց հաղթահարման համար

պատերը պետք է կուտակեն բավարար էներգիա մագնիսական դաշտի հաշվին: Դրա հետևանքով պատերի շարժումը կատարվում է ցատկերի ձևով, իսկ $M(H)$ կախման կորի վրա կարելի է հայտնաբերել աստիճաններ (Բարկհաուզենի երևույթ): Նկ. 5-ում դրան համապատասխանում են $H_1 < H < H_2$ դաշտերը:

Հարկ է նշել, որ դոմենային պատերի ցատկաձև շարժումը դարձելի չէ, քանի որ հակառակ ուղղությամբ շարժումը նույնպես խոչընդոտների հաղթահարման համար էներգիա է պահանջում:

Մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց դոմենային պատերի դարձելի և ոչ դարձելի տեղաշարժերի հետևանքով «նպաստավոր» կողմնորոշված դոմենների ծավալը մեծանում է:



Նկ. 5. Ֆեռոմագնիսի մագնիսացման կորը, որը սկզբնական վիճակում ապամագնիսացված է (դ.պ.՝ դոմենային պատեր):

Սակայն դրա հետ մեկտեղ մեծանում են (4) բանաձևում E_λ և E_σ անդամները: $H > H_2$ դաշտում (նկ. 4, 5) այդ անդամները «ծածկում են» էներգիայի՝ «նպաստավոր» դոմենների ծավալի մեծացման հետևանքով ստացվող օգուտը, ուստի դրանց աճը դադարում է: $H > H_2$ դաշտում նմուշի մագնիսացվածությունն աճում է շնորհիվ մագնիսական մոմենտի առաձգական պտույտի այն դոմեններում, որոնցում մագնիսական մոմենտները սկզբում $\mathbf{H}$ վեկտորի հետ որոշակի θ_i անկյուն էին կազ-

մում: Բացի առաձգական (դարձելի) պտույտներից, ֆեռոմագնիսներում կարող են իրացվել նաև ոչ դարձելի պտույտներ:

Պտույտներին խոչընդոտում է նմուշի մագնիսական անիզոտրոպությունը: $H = H_3$ դաշտում (նկ. 5) M_i -ի և H -ի միջև θ_i անկյան փոքրացմամբ ստացված «շահումը» հավասարվում է մագնիսական անիզոտրոպության էներգիայի մեծացման հետ: $H > H_3$ տիրույթում M_i -ի թույլ աճը պարապրոցեսների (մագնիսական դաշտում ատոմների մագնիսական մոմենտների ջերմային տատանումների սահմանափակման) հետևանք է:

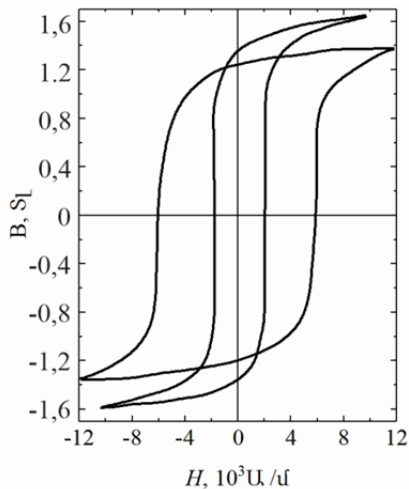
Երբ մագնիսական դաշտի լարվածությունը $H_{\max}$ -ից սկսած նվազում է, $M_{\text{դարձ.}} = f(H)$ կորը համընկնում է դաշտն աճելիս ստացված $f(H)$ կորի հետ, քանի դեռ $H \geq H_3$:

Եթե $H < H_3$, ապա մագնիսացվածությունը չի համընկնում դաշտն աճելիս ստացված կախման հետ և փոքրանում է ի հաշիվ այն դոմենների վերականգման, որոնց մագնիսացվածություններն առաձգականորեն պտտվել էին դաշտի ազդեցությամբ: $H = 0$ դաշտում ֆեռոմագնիսն ունի M_r մնացորդային մագնիսացում, որը հետևանք է M_i մոմենտների ոչ դարձելի պտույտների և դոմենային պատերի ոչ դարձելի տեղաշարժերի: Նմուշի մագնիսացումը զրո դարձնելու համար անհրաժեշտ է էներգիա ծախսել ոչ դարձելի պրոցեսների վրա:

Մագնիսացված նմուշի մագնիսացումը հավասարվում է զրոյի, երբ $H = H_c$: H_c -ն գերազանցող դաշտում նմուշը ձեռք է բերում հակառակ ուղղված մագնիսացում: $H > H_c$ տիրույթում ֆեռոմագնիսում տեղի են ունենում ոչ դարձելի պրոցեսներ:

Այսպիսով՝ մագնիսական դաշտի լարվածության շրջանային փոփոխության (վերամագնիսացման $H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{\max}$ լրիվ ցիկլ իրականացնելու) դեպքում $M = f(H)$ կախումը ներկայացնում է, այսպես կոչված, հիստերեզիսի օղակը (նկ. 6):

Գործնականում ավելի դյուրին է չափել ոչ թե M մագնիսացվածությունը, այլ ֆեռոմագնիսում B մագնիսական ինդուկցիան, որը մագնիսացվածության հետ կապված է (2) առնչությամբ:



Նկ. 6. Ածխածնային պողպատի ($0,8\% C$) տեխնիկական մագնիսացման կորերը. 1. դանդաղ հովացումից հետո, սկսած հալման ջերմաստիճանից (հովացման արագությունը՝ 1 աստ/վ); 2. թրծումից ($t = 1000^\circ C$ -ից սկսած) հետո (հովացման արագությունը՝ 1000 աստ/վ):

Հիստերեզիսի օղակի հիմնական բնութագրերն են M_r մնացորդային մագնիսացվածությունը (կամ B_r -ը) և H_c կոերցիտիվ ուժը: Այս երկու մեծությունները հետևանք են ոչ դարձելի պրոցեսների և որոշվում են նմուշի նյութի ֆիզիկական հատկություններով: Մնացորդային մագնիսացվածությունը կարելի է փոքրացնել ոչ մագնիսական խառնուկներով լեգիրմամբ կամ այնպիսի արատներ ստեղծելով, որոնք խոչընդոտում են հարմար կողմնորոշված դոմենների աճը (օրինակ՝ թրծման միջոցով): H_c -ի մեծությունը կարելի է կարգավորել տարբեր մշակումների միջոցով, որոնք ներմուծում և կամ հեռացնում են դոմենային պատերի շարժումը խոչընդոտող արատներ (օրինակ՝ դանդաղ սառեցմամբ

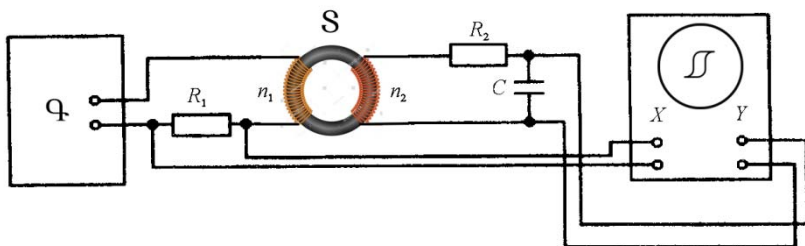
թրծաթողում (մխամեղմում), թրծում, այլ ֆազերի ներխառնուկներ առաջացնող լեզվիրում և այլն): Նկ. 6-ում պատկերված են նշված գործոնների ազդեցությունները $Fe-C$ համաձուլվածքի (ածխածնային պողպատ) հիստերիզիսի օղակի բնութագրերի վրա:

Ըստ կոերցիտիվ ուժի մեծության՝ տարբերում են մագնիսափափուկ ($H_c < 100$ Ա/մ) և մագնիսակոշտ ($H_c > 10000$ Ա/մ) ֆեռոմագնիսները: Մագնիսափափուկ նյութերը (քիմիապես մաքուր երկաթ, նիկել, դրանց հիմքի վրա որոշ համաձուլվածքներ) կիրառվում են էլեկտրա- և ռադիոտեխնիկայում՝ որպես տրանսֆորմատորների, դրոսելների և նմանատիպ այլ սարքերի միջուկներ:

Մագնիսակոշտ ֆեռոմագնիսները (կոբալտ, նրա որոշ համաձուլվածքներ և միացություններ) օգտագործում են հաստատուն մագնիսներ, տեղեկատվության մագնիսական կրիչներ պատրաստելու համար:

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Նմուշը վերամագնիսացնելիս ֆեռոմագնիսական նմուշի հիստերիզիսի օղակը կարելի է պատկերել ցուցասարքի էկրանին: Դրա համար անհրաժեշտ է ուսումնասիրվող նյութը տեղադրել փոփոխական մագնիսական դաշտում՝ ցուցասարքի « X » մուտքի սեղմակին տալով արտաքին H դաշտին համեմատական լարում, իսկ « Y » մուտքի սեղմակին՝ նմուշում B ինդուկցիային համեմատական լարում (նկ. 7):



Նկ. 7. Հիստերիզիսի օղակի դիտման սխեման. Q . սինուսադային տատանումների զեներատոր, S . ֆեռոմագնիսից պատրաստված տորոիդ

S տորոնիդի առաջնային փաթույթը սնվում է $J_1(t)$ փոփոխական հոսանքի Գ գեներատորից R_1 դիմադրության միջոցով: Փաթույթի ներսում մագնիսական դաշտի լարվածությունը՝

$$H(t) = \frac{n_1}{l} J_1(t), \quad (6)$$

որտեղ n_1 -ը գալարների թիվն է, l -ը՝ տորոնիդի շրջագծի միջին երկարությունը՝ $l = \pi (r_1 + r_2)/2$, իսկ r_1 -ը և r_2 -ը տորոնիդի արտաքին և ներքին շառավիղներն են: « X » մուտքին տրված U_x լարումը համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանը՝

$$U_x(t) = J_1(t) R_1 = \frac{l}{n_1} R_1 H(t): \quad (7)$$

Երկրորդային փաթույթում կառաջանա էլՇՈւ՝

$$\varepsilon(t) = -\frac{d\Phi}{dt} n_2, \quad (8)$$

որտեղ Φ -ն մագնիսական B ինդուկցիայի հոսանքն է երկրորդային փաթույթի գալարներով: Գալարի մակերեսը նշանակելով S -ով և նկատի ունենալով, որ $\Phi(t) = B(t)S$, (8) բանաձևից կստանանք՝

$$\varepsilon(t) = -S n_2 \frac{dB(t)}{dt}: \quad (9)$$

Քանի որ $\varepsilon(t) \sim dB/dt$ -ին, ապա սխեմայում (նկ. 7) օգտագործված է R_2 դիմադրությամբ և C ունակությամբ ինտեգրալային շղթա: Այս շղթան ինտեգրում է իրեն տրված լարումը, եթե կոնդենսատորի վերալիցքավորման $\tau = R_2 C$ ժամանակը շատ մեծ է տատանումների պարբերությունից՝

$$CR_2 \gg \frac{1}{\omega}, \quad \text{կամ} \quad R_2 \gg \frac{1}{C\omega}: \quad (10)$$

Ցույց տանք, որ (10) պայմանի դեպքում կոնդենսատորին տրված լարումը՝ $U_c \sim B(t)$ -ին:

Եթե անտեսենք ինքնամակածումը, ապա երկրորդային շղթայի համար Օհմի օրենքը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\varepsilon(t) = U_c(t) + J_2(t) R_2, \quad (11)$$

որտեղ

$$U_c(t) = \int_0^t \frac{J_2(t_1) dt_1}{C} \sim \frac{J_2(t)}{\omega C} \quad (12)$$

(10) պայմանի հաշվառմամբ (11) հավասարման մեջ անտեսելով առաջին գումարելին՝ կստանանք՝

$$\varepsilon(t) \approx J_2(t) R_2 : \quad (13)$$

Կոնդենսատորի սեղմակներում լարման համար (9), (12) և (13) բանաձևերից հետևում է, որ

$$U_c(t) = \int_0^t \frac{1}{C} \cdot \frac{\varepsilon(t_1)}{R_2} dt_1 = -\frac{Sn_2}{CR_2} \int_0^t \frac{dB}{dt} dt = -\frac{Sn_2}{CR_2} B(t) : \quad (14)$$

(14) բանաձևից հետևում է, որ « Y » մուտքին պետք է տալ կոնդենսատորի լարումը՝

$$U_Y \equiv U_c(t) = -\frac{Sn_2}{CR_2} B(t) : \quad (15)$$

Այսպիսով՝ ցուցասարքի էկրանին կետի x կոորդինատը կփոփոխվի համեմատական $H(t)$ -ին, իսկ y կոորդինատը՝ համեմատական $B(t)$ -ին: (2) բանաձևից B -ի փոփոխությամբ կարող ենք որոշել նմուշի M մագնիսացվածությունը:

Փոփոխելով առաջնային փաթույթում $J_1(t)$ հոսանքի լայնույթը՝ կփոփոխենք U_x և U_y մեծությունները, դրանով իսկ՝ հիստերեզիսի օղակի չափերը: Հետևաբար սկզբնական մագնիսացվածության կորը կառուցելու համար անհրաժեշտ է սևեռել օղակի գագաթների կոորդինատները գեներատորի ազդանշանի տարբեր լայնույթների համար և դրանք տեղափոխելով գրաֆիկի վրա՝ հերթով միացնել:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. Հավաքել հիստերեզիսի օղակի գրանցման սխեման (նկ. 7):
2. Գեներատորից սխեմային ազդանշան տալ և ցուցասարքի էկրանին ստանալ հիստերեզիսի օղակի պատկերը:

3. Ստանալ հիստերեզիսի օղակների ընտանիքը՝ գեներատորի ազդանշանի լայնույթը փոխելով $0 \leq U \leq U_{\max}$ ($U_{\max} \leq 10$ Վ) տիրույթում:
4. Հիստերեզիսի օղակների ստացված ընտանիքի տվյալների միջոցով կառուցել մագնիսացվածության սկզբնական կորը: Կառուցված կորի վրա (մոտավորապես) առանձնացնել մագնիսացման դարձելի և ոչ դարձելի պրոցեսներին համապատասխանող տիրույթները:
5. Հիստերեզիսի օղակի համար որոշել H_c կոերցիտիվ ուժը և B_r մնացորդային մագնիսական ինդուկցիան:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Գրել նյութական միջավայրում մագնիսական դաշտը նկարագրող հավասարումը և տալ նրանում առկա մեծությունների սահմանումները:
2. Ինչո՞վ են տարբերվում թույլ մագնիսական նյութերի և ֆեռոմագնիսի մագնիսացման կորերը:
3. Ինչո՞վ է պայմանավորված ֆեռոմագնիսի դոմենային կառուցվածքը: Ի՞նչ գործոններ են ազդում դոմենային կառուցվածքի ձևավորման վրա:
4. Ինչպե՞ս է արտաքին մագնիսական դաշտն ազդում ֆեռոմագնիսի դոմենային կառուցվածքի վրա: Ի՞նչ պրոցեսներ են ընթանում ֆեռոմագնիսում մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց:
5. Տալ $M(H)$ և $B(H)$ կախումներում հիստերեզիսի առաջացման որակական բացատրությունը վերամագնիսացման պրոցեսում:
6. Հնարավո՞ր է արդյոք զանգվածեղ ֆեռոմագնիսը բազմադոմեն վիճակից բերել միադոմեն վիճակի մագնիսական դաշտի օգնությամբ:
7. Ինչպե՞ս կարելի է ղեկավարել ֆեռոմագնիսական նյութի հիստերեզիսի օղակի լայնությունը:

8. Ինչպե՞ս կարելի է որոշել հիստերեզիսի օղակի հիմնական պարամետրերից H_c -ն և M_r -ը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Ա. Ա. Վիրալոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
2. **Киттель**, Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.
3. **С.В.Вонсовский**, Магнетизм. М., Наука, 1971.
4. **С. Тикадзуми**, Физика ферромагнетизма. М., Мир, 1987.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 16

ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՄԱԿԱՆ ՀԱՄԱՁՈՒԼ ՎԱԾՔՆԵՐԻ ԿՅՈՒՐԻԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Նյութի մագնիսական հատկություններն այն կազմող մասնիկների (էլեկտրոններ, միջուկներ) քվանտային հատկությունների մակրոսկոպական դրսևորումներն են: Քանի որ մասնիկի մագնիսական մոմենտը հակադարձ համեմատական է մասնիկի զանգվածին, ապա նյութի մագնիսական հատկությունները որոշվում են հիմնականում էլեկտրոններով, որոնց զանգվածն ավելի քան երեք կարգով փոքր է ամենաթեթևատոմային միջուկի՝ պրոտոնի զանգվածից: (Նշենք, սակայն, որ կան երևույթներ, որոնցում կարևոր դեր է խաղում միջուկի մագնիսական մոմենտը, օրինակ՝ միջուկային մագնիսական ռեզոնանսը (ՄՄՌ)):

Նյութի՝ էլեկտրոններով պայմանավորված մագնիսականությունը հետևանք է.

1. մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնների շարժման փոփոխության (փոփոխվում է ն՝ ատոմական էլեկտրոնների, ն՝ քվադրապատ էլեկտրոնների շարժումը),

2. էլեկտրոնի սեփական մագնիսական մոմենտի առկայության,

3. ատոմներում էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտների գոյության, պայմանավորված ուղեծրային շարժման ոչ զրոյական մոմենտների առկայությամբ,

4. էլեկտրոնների փոխազդեցության, որը հանգեցնում է դրանց մագնիսական մոմենտների փոխադարձ կողմնորոշման:

Կախված այն հանգամանքից, թե նշված գործոններից որն է գլխավորը, գործ ենք ունենում դիամագնիսների, պարամագնիսների կամ մագնիսակարգավորված նյութերի հետ: Մագնիսակարգավորված անվանում են այն նյութերը, որոնք զրոյական արտաքին մագնիսական դաշտում օժտված են ինքնաբերական մագնիսական մոմենտով: Ինքնաբերական մագնիսական մոմենտը հետևանք է էլեկտրոնների ոչ

մագնիսական բնույթի փոխազդեցության և բնորոշ է միայն կոնդենսացված միջավայրերին, հիմնականում՝ պինդ մարմիններին:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

Ընդհանուր դեպքում մագնիսական կարգավորմամբ չօժտված պինդ մարմնի մագնիսական ընկալունակությունը ներկայացվում է հետևյալ ներդրումների գումարի տեսքով՝

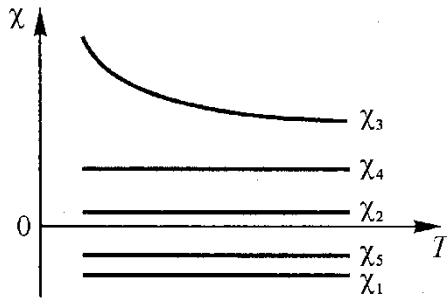
$$\chi = \chi_1 + \chi_2 + \chi_3 + \chi_4 + \chi_5, \quad (1)$$

որտեղ χ_1 -ը դիամագնիսական ընկալունակությունն է, որը պայմանավորված է ատոմներում էլեկտրոնների ուղեծրային շարժումով (Լանժլեյի դիամագնիսականություն), χ_2 -ը՝ պարամագնիսական ընկալունակությունը, պայմանավորված ատոմներում էլեկտրոնային խտության ոչ գնդային բաշխումով (Վան Ֆլեկի պարամագնիսականություն), χ_3 -ը՝ ատոմների մագնիսական մոմենտներով պայմանավորված պարամագնիսականությունը (Լանժլեյի պարամագնիսականություն), χ_4 -ը՝ հաղորդականության էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտներով պայմանավորված պարամագնիսականությունը (Պաուլիի պարամագնիսականություն), χ_5 -ը՝ հաղորդականության էլեկտրոնների դիամագնիսական ընկալունակությունը, պայմանավորված մագնիսական դաշտում էլեկտրոնների ուղեծրային շարժման քվանտացմամբ (Լանդաուի դիամագնիսականություն):

Հարկ է նշել, որ χ_1 , χ_2 , χ_4 և χ_5 ներդրումները ջերմաստիճանից կախված չեն (եթե ջերմաստիճանը փոփոխելիս էլեկտրոններն այլ վիճակի չեն անցնում), իսկ χ_3 -ը թույլ մագնիսական դաշտում և բարձր ջերմաստիճաններում տրվում է Կյուրիի օրենքով՝

$$\chi_3 = \frac{C}{T}, \quad (2)$$

որտեղ C -ն Կյուրիի հաստատունն է, T -ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանը (նկ. 1):



Նկ. 1. Նյութի մագնիսական ընկալունակության տարբեր բաղադրիչների ջերմաստիճանային կախումները

Եթե պինդ մարմնի ատոմներն օժտված են սեփական մագնիսական մոմենտներով, ապա գործնականում բոլոր ջերմաստիճաններում χ_3 -ը գերազանցում է մնացած բոլոր ներդրումները, և մարմինը պարամագնիս է:

Եթե ատոմների ոչ զրոյական մագնիսական մոմենտներով էլեկտրոնային թաղանթները ծածկվում են, ապա նրանց միջև առաջանում է, այսպես կոչված, փոխանակային փոխազդեցություն, որի հետևանքով ատոմային մագնիսական մոմենտները կողմնորոշվում են միմյանց նկատմամբ:

Հնարավոր են փոխադարձ կողմնորոշման հետևյալ դեպքերը.

1. բոլոր ատոմային մագնիսական մոմենտներն իրար զուգահեռ են (ֆեռոմագնիսական կարգավորվածություն),
2. բոլոր ատոմային մագնիսական մոմենտներն իրար հակազուգահեռ են (հակաֆեռոմագնիսական կարգավորվածություն),
3. ատոմային մագնիսական մոմենտների մի (մեծ) մասը հակազուգահեռ է մյուս (փոքր) մասին (ֆեռիմագնիսական կարգավորվածություն):

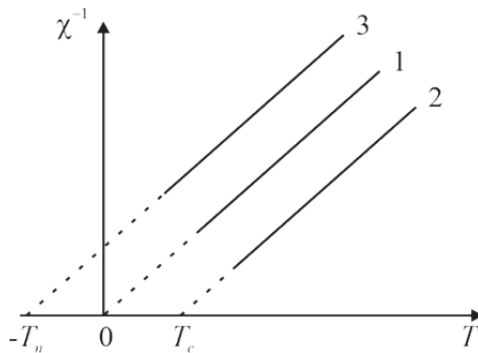
Եթե փոխանակային փոխազդեցության ε_{ex} բնութագրական էներգիան շատ մեծ է $k_B T$ էներգիայից, ապա նյութը մագնիսակարգավոր-

ված վիճակում է: Եթե $\varepsilon_{ex} \ll k_B T$, ապա մագնիսական կարգավորվածությունը ջերմային շարժման հետևանքով վերանում է, և նյութը դրսևորում է պարամագնիսական հատկություններ: Պարամագնիսական վիճակում նրա մագնիսական ընկալունակությունը տրվում է Կյուրի-Վեյսի օրենքով՝

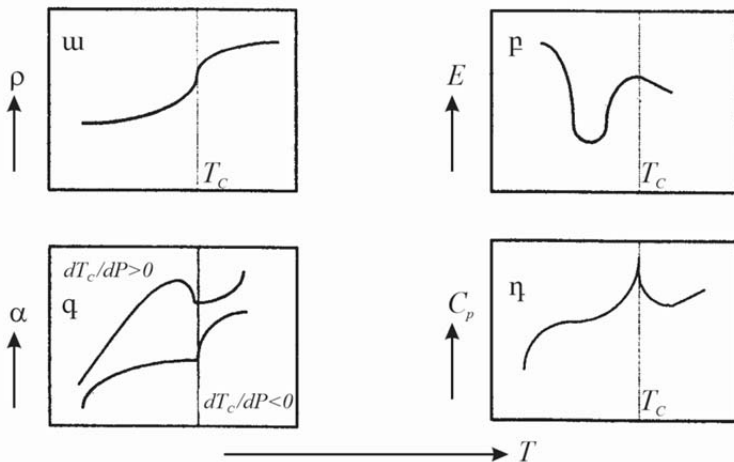
$$\chi = \frac{C}{T - \theta}, \quad (3)$$

որտեղ θ -ն տվյալ նյութի բնութագիր է: Եթե $T > |\theta|$, նյութը պարամագնիսական է, իսկ $T < |\theta|$ դեպքում՝ մագնիսակարգավորված: Ֆեռո- և ֆեռիմագնիսներում $\theta > 0$, և այն անվանում են Կյուրիի ջերմաստիճան՝ T_C : Հակաֆեռոմագնիսներում $\theta < 0$, և $|\theta|$ ջերմաստիճանն անվանում են Նեելի ջերմաստիճան՝ $T_N = |\theta|$ (նկ. 2):

Այսպիսով՝ $T = |\theta|$ ջերմաստիճանը ֆազային անցման կետ է, որտեղ պինդ մարմնի մագնիսական մոմենտների համախումբը կարգավորված վիճակից անցնում է պարամագնիսական (չկարգավորված) վիճակի: Այս ֆազային անցումը երկրորդ կարգի անցում է և դրսևորվում է նյութի ոչ միայն մագնիսական բնութագրերում. բազմաթիվ ֆիզիկական բնութագրեր անցման կետում ունեն կոտրվածքներ կամ թռիչքներ (նկ. 3):



Նկ. 2. Հակադարձ մագնիսական ընկալունակության ջերմաստիճանային կախումը. 1. պարամագնիս, 2. ֆեռոմագնիս, 3. հակաֆեռոմագնիս



Նկ. 3. $T < |\theta|$ ջերմաստիճանում մագնիսակարգավորված նյութի որոշ բնութագրերի ջերմաստիճանային կախումները. ա. տեսակարար դիմադրություն (ρ), բ. առաձգականության մոդուլ (E), գ. ջերմային ընդարձակման գործակից, դ. ջերմունակություն

1. Մագնիսական կարգավորվածության էությունը

Նյութի մագնիսական կարգավորվածությունը հետևանք է ատոմների չլրացված էլեկտրոնային թաղանթների էլեկտրոնների փոխանակային փոխազդեցության (նշենք, որ լրացված էլեկտրոնային թաղանթով ատոմի սպինը զրոյից տարբեր է, ուստի այն օժտված է մագնիսական մոմենտով):

Փոխանակային փոխազդեցության դերը կարելի է հասկանալ ջրածնի մոլեկուլի (H_2) օրինակով: Ջրածնի մոլեկուլ առաջանալիս $1s$ - էլեկտրոնների ալիքային ֆունկցիաները «ծածկվում են», այն է՝ յուրաքանչյուր էլեկտրոն ոչ միայն «իր» միջուկի մոտ է, այլ նաև հարևան միջուկի: Ծածկման տիրույթում էլեկտրոններն իրարից չեն տարբերվում, այսինքն՝ չի կարելի ասել, թե որ էլեկտրոնը որ ատոմին է համապատասխանում: Այս դեպքում ասում են, որ ատոմները փոխանակվում են իրենց էլեկտրոններով: Դրա հետևանքով H_2 -ի հիմնական վիճակը

նկարագրող համիլտոնիանում առաջանում է լրացուցիչ բացասական գումարելի՝ «փոխանակային էներգիան»՝

$$\mathcal{E}_{ex} = -A_{12}(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2), \quad (4)$$

որտեղ $\mathbf{S}_1$ -ը և $\mathbf{S}_2$ -ը 1-ին և 2-րդ էլեկտրոնների սպիններն են, իսկ A_{12} գործակիցը՝ փոխանակային ինտեգրալը, որը H_2 մոլեկուլի դեպքում տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$A_{12} = \iint \left(\frac{e^2}{r_{12}} - \frac{e^2}{r_{2a}} - \frac{e^2}{r_{1b}} \right) \Psi_a^*(\mathbf{r}_1) \Psi_b^*(\mathbf{r}_1) \Psi_a(\mathbf{r}_2) \Psi_b(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (5)$$

որտեղ $\Psi_i(j)$ -ն j -րդ էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան է i -րդ միջուկի դաշտում, r_{12} , r_{2a} և r_{1b} մեծությունները, համապատասխանաբար, «էլեկտրոն-էլեկտրոն», «էրկրորդ էլեկտրոն – a միջուկ» և «առաջին էլեկտրոն – b միջուկ» հեռավորություններն են:

(4) բանաձևը նման է կուլոնյան փոխազդեցության էներգիայի արտահայտությունը, սակայն կախված է նաև էլեկտրոնների սպինների փոխադարձ կողմնորոշումից: A_{12} ինտեգրալը կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական: Ուստի, որպեսզի փոխանակային փոխազդեցությունը լինի էներգիապես շահավետ, այն է՝ $\mathcal{E}_{ex} < 0$, էլեկտրոնների սպինները պետք է լինեն գուգահեռ ($\mathbf{S}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{S}_2$), եթե $A_{12} > 0$, և հակագուգահեռ ($\mathbf{S}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{S}_2$), եթե $A_{12} < 0$: Զրաձնի մոլեկուլում $A_{12} < 0$, ուստի $\mathbf{S}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{S}_2$ իսկ, օրինակ, թթվածնի մոլեկուլում (O_2) $A_{12} > 0$, և $\mathbf{S}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{S}_2$:

Եթե համակարգը բաղկացած է մեծ թվով ատոմներից, ապա (5) բանաձևի նմանությամբ, սպինների համակարգի փոխազդեցության լրիվ էներգիան տրվում է

$$\mathcal{E}_{ex} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} A_{ij}(\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j) \quad (6)$$

արտահայտությամբ, որտեղ $\mathbf{S}_i$ -ն i -րդ ատոմի լրիվ սպինն է, իսկ գումարումը կատարվում է ըստ բոլոր փոխազդող զույգերի: Եթե բոլոր գործակիցները դրական են՝ $A_{ij} > 0$, ապա բոլոր սպինները (հետևաբար՝ նաև մագնիսական մոմենտները) կողմնորոշվում են նույն ուղղությամբ, և

տեղի ունի ֆեռոմագնիսական կարգավորվածություն: Ընդունված է ասել, որ նյութն օժտված է ինքնաբեր մագնիսացվածությամբ: Եթե բոլոր $A_j < 0$, ապա սպինները կողմնորոշվում են հակազուգահեռ, և տեղի ունի հակաֆեռոմագնիսական կարգավորվածություն: Եթե գործակիցների մի մասը դրական է ($A_j > 0$), իսկ մնացած մասը՝ բացասական ($A_j < 0$), ապա որոշ քանակի սպիններ կողմնորոշվում են միմյանց զուգահեռ, իսկ մնացածները՝ հակազուգահեռ, և տեղի ունի ֆեռիմագնիսական կարգավորվածություն:

Այսպիսով՝ պինդ մարմնում մագնիսական կարգավորվածությունն իրացվում է հետևյալ անհրաժեշտ պայմանների առկայության դեպքում.

1. ատոմները (իոնները) պետք է ունենան սպին՝ $S_i \neq 0$,
2. ոչ զրոյական սպինով ատոմների միջև պետք է իրականանա փոխանակային փոխազդեցություն, այսինքն՝ $A_j \neq 0$ (այլ կերպ ասած, $S_i \neq 0$ էլեկտրոնային թաղանթները պետք է ծածկվեն),

3. վիճակների խտությունը պետք է բավականաչափ մեծ լինի, որպեսզի իրար զուգահեռ սպիններով էլեկտրոնները տեղավորվեն տարբեր վիճակներում, որոնցում դրանք ունեն միևնույն կամ իրար շատ մոտ էներգիաներ:

Վերջին պայմանը Պաուլիի սկզբունքի հետևանքն է: Փոխանակային փոխազդեցությանը մասնակցող էլեկտրոններն ունեն զուգահեռ սպիններ, ուստի Պաուլիի սկզբունքին բավարարելու համար դրանք պետք է տարբեր քվանտային վիճակներում լինեն: Ընդ որում, կարևոր է, որ էլեկտրոնները չմեծացնեն (կամ շատ քիչ մեծացնեն) իրենց էներգիաները, այսինքն՝ $|\varepsilon_{ex}| \gg \delta\varepsilon$, որտեղ $\delta\varepsilon$ -ն էլեկտրոնի էներգիայի աճն է (զուգահեռ սպինով) նոր վիճակ անցնելիս: Դա հնարավոր է, եթե փոխազդող էլեկտրոններն օժտված են էներգիական սպեկտրում չլրացված վիճակների մեծ խտությամբ:

Պինդ տարրական նյութերից նշված պայմաններին բավարարում են չլրացված $3d$ - և $4f$ -թաղանթներով տարրերը: Կախված կառուցվածքից՝ դրանցում կարող է իրացվել ֆեռոմագնիսականություն (α -Fe) կամ հակաֆեռոմագնիսականություն (Cr):

2. Ֆեռոմագնիսի մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախումը

Դիտարկենք բյուրեղային ֆեռոմագնիս, որի յուրաքանչյուր i -րդ հանգույցում կա S_i սպինով իոն: Սպինների կողմնորոշման վրա ազդում են փոխանակային փոխազդեցությունը և արտաքին H մագնիսական դաշտը, որտեղ $i=0$ հանգույցի S_0 սպինի համիլտոնիանը՝

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - S_0 \sum_{i=1} A_{0i} S_i - g \mu_B (S_0 H) \equiv \mathcal{H}_0 - g \mu_B S_0 H_{eff} : \quad (7)$$

$\mathcal{H}_0$ -ն կախված չէ սպինից և մագնիսական դաշտի լարվածությունից, μ_B -ն Բորի մագնետոնն է, g -ն՝ Լանդեի բազմապատկիչը, իսկ արդյունաբար մագնիսական դաշտի լարվածությունը՝

$$H_{eff} = H + \frac{1}{g \mu_B} \sum_{i=1} A_{0i} S_i , \quad (8)$$

որի երկրորդ անդամը նկարագրում է մնացած սպինների ստեղծած դաշտը S_0 -ի տեղում և կախված է սպինների տարածական բաշխումից: Այն կարելի է հաշվարկել, եթե հայտնի են ալիքային ֆունկցիաները և բյուրեղային կառուցվածքը: Ընդունված է հետևյալ մոտավորությունը.

$$\sum_{i=1} A_{0i} S_i \approx \langle S \rangle \sum_{i=1} A_{0i} \equiv A_0 \langle S \rangle , \quad (9)$$

$\langle S \rangle$ -ը միջին սպինն է. այն կարելի է որոշել

$$\langle S \rangle = \frac{M_s(T)}{g \mu_B N} \quad (10)$$

առնչությամբ, որտեղ $M_s(T)$ -ն ֆեռոմագնիսի ինքնաբեր հագեցման մագնիսական մոմենտն է T ջերմաստիճանում, իսկ N -ը՝ սպինների (մագնիսական իոնների) խտությունը:

(8) – (10) բանաձևերից բխում է, որ

$$H_{eff} = H + \lambda M_s(T), \quad (11)$$

որտեղ λ մեծությունը «մոլեկուլային դաշտի հաստատունն» է՝

$$\lambda = \frac{A_0}{g^2 \mu_B^2 N} \quad (12)$$

իսկ մագնիսական դաշտի և սպինային համակարգի նկարագրված փոխազդեցությունը կոչվում է «մոլեկուլային դաշտի մոդել» կամ «միջինացված փոխանակային դաշտի (Վեյսի) մոդել»:

Ինչպես հայտնի է, պարամագնիսական ֆազում համակարգի մագնիսացվածությունը (սպինների չփոխազդող համակարգում) տրվում է

$$M_s(T) = Ng\mu_B SB_s \left(\frac{g\mu_B SH}{k_B T} \right) \quad (13)$$

առնչությամբ, որտեղ $B_s(x)$ -ը Բրիլյուենի ֆունկցիան է:

Թույլ մագնիսական դաշտերում և բարձր ջերմաստիճաններում

$$g\mu_B SH \ll k_B T, \quad (14)$$

ուստի, օգտվելով փոքր արգումենտի դեպքում Բրիլյուենի ֆունկցիայի արտահայտությունից, (13) բանաձևից կստանանք Կյուրիի օրենքը՝

$$M_s(T) = \frac{Ng^2 S(S+1)H}{3k_B T} \equiv \frac{C}{T} H \equiv \chi H, \quad (15)$$

որտեղ $C = Ng^2 S(S+1)/3k_B$ մեծությունը Կյուրիի հաստատունն է: Սակայն դիտարկվող դեպքում սպինների վրա ազդում է ոչ թե H արտաքին, այլ H_{eff} մագնիսական դաշտը, ուստի (13) բանաձևի փոխարեն կստանանք

$$M_s(T) = Ng\mu_B SB_s \left[\frac{g\mu_B S}{k_B T} (H + \lambda M_s) \right] \quad (16)$$

հավասարումը, որից թույլ դաշտերի և բարձր ջերմաստիճանների դեպքում ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը՝

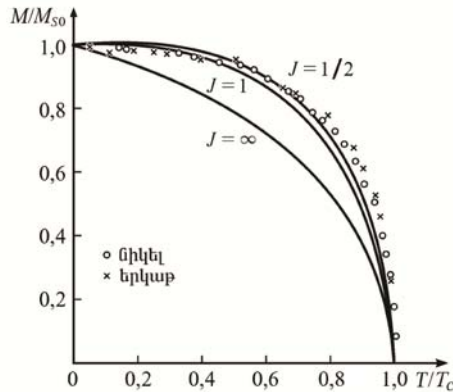
$$M_s(T) = \frac{Ng^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3k_B \left[T - \lambda \frac{N\mu_B^2 g^2 S(S+1)}{3k_B} \right]} H \equiv \frac{C}{T - \theta} H, \quad (17)$$

այսինքն՝ Կյուրիի-Վեյսի օրենքը, որտեղ (տես նաև (12) բանաձևը)

$$\theta = \frac{A_o S(S+1)}{3k_B} \equiv T_C \quad (18)$$

պարամետրը Կյուրիի ջերմաստիճանն է:

Ընդհանուր դեպքում $M_S(T)$ մագնիսացվածությունը որոշվում է (16) հավասարումից թվային եղանակով կամ գրաֆիկորեն: Նկ.4-ում պատկերված են ինքնաբեր մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախման կորերը երկաթի և նիկելի համար:



Նկ. 4. Ինքնաբեր մագնիսացվածության ջերմային կախման գրաֆիկները. փորձական տվյալները պատկերված են փոքրիկ խաչերով (երկաթի համար) և շրջանակներով (նիկելի համար):

Սպինների առավելագույն կարգավորվածությունն ֆեռոմագնիսում տեղի ունի $T = 0$ Կ ջերմաստիճանում, ընդ որում, առավելագույն ինքնաբեր մագնիսացվածությունը՝

$$M_{S_{\max}}(0) = Ng\mu_B\sqrt{S(S+1)}: \quad (19)$$

Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց մագնիսական կարգավորվածությունն ավելի ու ավելի է խախտվում ջերմային շարժմամբ, ուստի ինքնաբեր մագնիսացվածությունը նվազում է և $T = T_c$ ջերմաստիճանում դառնում զրո:

Վերը դիտարկված մոլեկուլային դաշտի մոդելը որակապես ճիշտ է նկարագրում մագնիսական նյութերի մագնիսական հատկությունները, սակայն $T = 0$ Կ և $T = T_c$ կետերի շրջակայքում դիտվում են զգալի շեղումներ փորձից: Դա, նախ և առաջ, հետևանք է տեղային փոխանակա-

յին դաշտը միջին դաշտով փոխարինման, այսինքն՝ (9) մոտավորությունը բավականաչափ կոպիտ պարզեցվում է: Երկրորդ՝ հաշվի չի առնվել փոխանակային փոխազդեցությամբ կապված սպինների կոլեկտիվ ջերմային տատանումները (մասնավորապես սպինային ալիքները):

3. Լեգիրված ֆեռոմագնիսներ

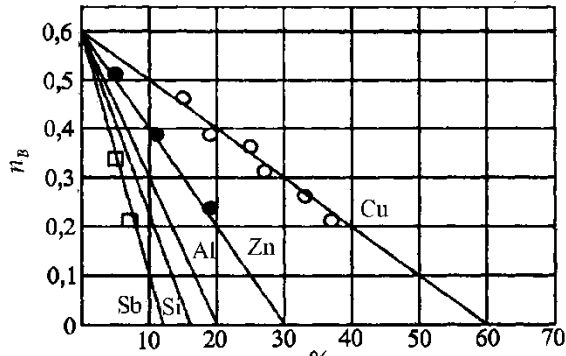
Դիտարկենք ոչ մագնիսական խառնուկներով ֆեռոմագնիսների լեգիրման ազդեցությունը հազեցման $M_s(T)$ մագնիսացվածության և Կյուրիի T_C ջերմաստիճանի վրա, որոնք լեգիրման հետևանքով սովորաբար փոքրանում են (մաքուր նյութի համեմատությամբ)։

ա. Հազեցման մագնիսացվածության կախումը ոչ մագնիսական խառնուկի կոնցենտրացիայից

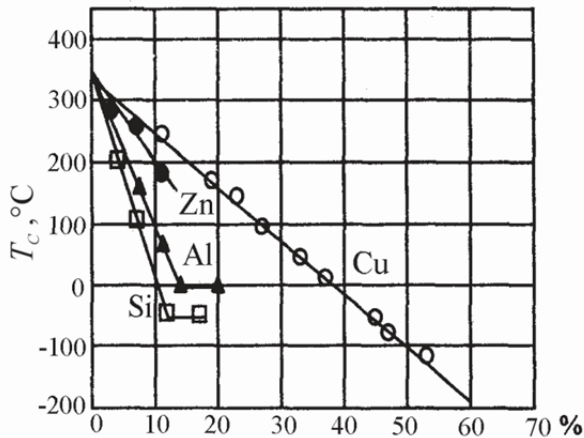
Դիտարկենք Ni–Cu համաձուլվածքի օրինակը: Նիկելի ազատ ատոմի արտաքին $3d$ - և $4s$ - թաղանթներում էլեկտրոնների բաշխումն է՝ $3d^8$ (d -ում կա 2 ազատ վիճակ) և $4s^2$: Մետաղական վիճակում $4s$ - և $3d$ - էներգիական գոտիների ծածկման հետևանքով $3d$ - վիճակներից առաջացած գոտիները գրեթե լրացված են, սակայն մեկ ատոմի հաշվով դեռևս կա 0,6 չլրացված տեղ: $4s$ -վիճակներից առաջացած գոտում մեկ ատոմին բաժին է ընկնում 0,6 էլեկտրոն կամ 0,4 ազատ տեղ: Պղնձի ազատ ատոմում $3d$ - թաղանթը լրացված է ($3d^{10}$), իսկ $4s$ - թաղանթում կա 1 էլեկտրոն: Մետաղական պղնձում այս բաշխումն ըստ գոտիների չի փոփոխվում:

Համաձուլվածքում պղնձի ատոմները «տեղավորվում են» նիկելի ցանցում, և պղնձի $4s$ - էլեկտրոնները ձգտում են զբաղեցնել նիկելի $3d$ - գոտու ազատ վիճակները: Որքան շատ են պղնձի ատոմները, այնքան նիկելի ավելի քիչ ատոմ կմնա «ֆեռոմագնիսական», այսինքն՝ պղնձի խտության մեծացմանը զուգընթաց նիկելի մեկ ատոմին բաժին ընկնող մագնետոնների թիվը կփոքրանա, և հետևաբար ինքնաբեր մագնիսացվածությունը կնվազի: Երբ պղնձի ատոմների թիվը համաձուլվածքում հասնի 60% -ի, $3d$ - գոտու բոլոր ազատ վիճակները զբաղեցված կլինեն, և ինքնաբեր մագնիսացվածությունը կհավասարվի զրոյի (նկ.5):

Նույն արդյունքը կատացվի նիկելը ցինկով՝ 30%-ով, ալյումինով՝ 20%-ով, սիլիցիումով՝ 15%-ով և ծարիրով՝ 12%-ով լեգիրման հետևանքով:



Նկ. 5. Բորի արդյունաբար մագնետոնների թվի (n_B) փոփոխությունը մետաղական նիկելում ոչ մագնիսական խառնուկներով լեգիրելիս



Նկ. 6. Նիկելի համաձուլվածքների Կյուրիի ջերմաստիճանի կախումները ոչ մագնիսական խառնուկի խտությունից

բ. Կյուրիի ջերմաստիճանի փոփոխությունը ոչ մագնիսական խառնուկներով լեզիրելիս

Որպես կանոն, Կյուրիի ջերմաստիճանի կախումը ոչ մագնիսական խառուկի խտությունից մոտ է գծայինին (նկ. 6):

T_C -ի փոփոխման պատճառը փոխանակային փոխազդեցության էներգիայի փոփոխությունն է: Օրինակ՝ Ni – Cu համաձուլվածքում, T_C -ն նվազում է, նախ՝ միջին մագնիսական մոմենտի (սպինի) փոքրացման և, երկրորդ՝ փոխանակային ինտեգրալի նվազման ($3d$ -թաղանթների ծածկման փոքրացման) հետևանքով:

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Այս աշխատանքում ֆեռոմագնիսի Կյուրիի ջերմաստիճանը որոշելու նպատակով կիրառվում է էլեկտրամագնիսական մակաձման երևույթը, որն իրականացվում է նկ. 7-ում պատկերված սխեմայի օգնությամբ:

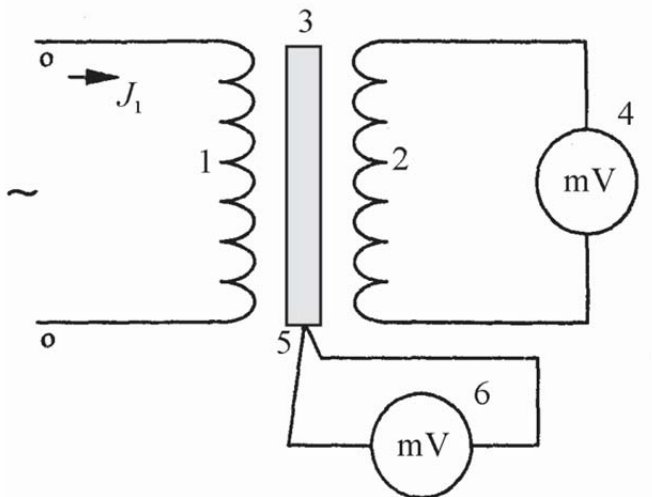
Մեթոդի էությունը չափիչ կոճում (տրանսֆորմատորի երկրորդային փաթույթում) մակաձված ε_2 էլՇՈւ-ի ջերմաստիճանային կախման գրանցումն է, երբ առաջադրող կոճում (տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթում) հոսանքի լայնույթը հաստատուն է պահվում: Հետազոտվող ֆեռոմագնիսական նմուշը տրանսֆորմատորի միջուկի դեր է կատարում:

Համոզվենք, որ ε_2 -ի ջերմաստիճանային կախումը կրկնում է միջուկի մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախումը:

Հայտնի է, որ

$$\varepsilon_2 = -L_{21} \frac{dJ_1}{dt}, \quad (20)$$

որտեղ L_{21} -ը փոխադարձ ինդուկտիվության գործակիցն է: Եթե երկու կոճերն էլ ունեն նույն երկարությունը (l) և նույն տրամագիծը, և երկուսն էլ փաթաթված են «գալարը գալարին», ապա



Նկ.7. Ֆեռոմագնիսի Կյուրիի ջերմաստիճանի չափման սխեման. 1. առաջնային (առաջադրող) կոճ, 2. երկրորդային (չափիչ) կոճ, 3. ֆեռոմագնիսական նմուշ, 4. փոփոխական հոսանքի վոլտաչափ, 5. ջերմազույգ, 6. միլիվոլտաչափ

$$L_{21} = \frac{n_1 n_2}{l} \mu S, \quad (21)$$

որտեղ S -ը գալարի մակերեսն է, μ -ն՝ միջուկի մագնիսական թափանցելիությունը, n_1 -ը և n_2 -ը՝ առաջնային և երկրորդային կոճերի գալարների թվերը:

Մագնիսական թափանցելիությունը մագնիսացվածության հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ.

$$\mu = 1 + \frac{4\pi M_s(T)}{H} : \quad (22)$$

Եթե կոճերի տրամագծերը շատ փոքր են դրանց երկարություններից, ապա մագնիսական դաշտը միջուկում՝

$$H = \frac{n_1 J_1}{l} : \quad (23)$$

(20) – (23) բանաձևերից կստանանք՝

$$\varepsilon_2 = -4\pi M_s(T) \frac{n_2 S}{J_1} \frac{dJ_1}{dt} - n_1 n_2 \frac{S}{l} \frac{dJ_1}{dt}, \quad (24)$$

այսինքն՝ ջերմաստիճանից չկախված (երկրորդ) գումարելու ճշտությամբ ε_2 -ը համեմատական է $M_s(T)$ -ին:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. Չափել չափիչ կոճի ԷԼՇՈՒ-ի ջերմաստիճանային կախումը (նկ. 7), որպես միջուկ օգտագործելով հետազոտվող ֆեռոմագնիսական նմուշները:
2. Ստացված փորձարարական կախումներից որոշել Կյուրիի ջերմաստիճանը յուրաքանչյուր նմուշի համար:
3. Հայտնի բաղադրիչներով համաձուլվածքների համար փորձնականորեն որոշված Կյուրիի ջերմաստիճաններով որոշել տվյալ համաձուլվածքի տոկոսային կազմը (տե՛ս Հավելված):
4. Որոշել հետազոտված նմուշներում մեկ մագնիսական ատոմին բաժին ընկնող միջին փոխանակային էներգիան:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ինչպիսի՞ ներդրումներ կան մագնիսական ընկալունակության մեջ: Ինչպիսի՞ն է դրանցից յուրաքանչյուրի բնույթը:
2. Ո՞րն է պինդ մարմիններում մագնիսական կարգավորվածության պատճառը: Որո՞նք են մագնիսական կարգի գոյության անհրաժեշտ պայմանները:
3. Նկարագրել ֆեռոմագնիսի մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախման կորն ըստ մոլեկուլային դաշտի մոդելի:
4. Ինչպե՞ս կարելի է Կյուրիի հայտնի ջերմաստիճանի միջոցով որոշել մեկ ատոմին բաժին ընկնող փոխանակային փոխազդեցության էներգիան:

5. Գնահատել երկաթի միաբյուրեղիկի ինքնաբեր մագնիսացվածությունը $T = 0$ Կ ջերմաստիճանում, ընդունելով, որ $L = 0$, $S = 1$, և $N_{Fe} = 6 \cdot 10^{22}$ սմ $^{-3}$:
6. Ի՞նչ փոփոխությունների է հանգեցնում ֆեռոմագնիսի լեզիրումը ոչ մագնիսական խառնուկներով:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Ա. Ա. Կիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
2. **Р. Бозорт**, Ферромагнетизм. М., ИЛ, 1956, 784 с.
3. **Ч. Киттель**, Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.
4. **Н. Ашкрофт, Н. Мермин**, Физика твердого тела, т 2, М., Мир, 1979.

ՀԱՎԵԼՎԱԾ

Որոշ համաձուլվածքների Կյուրիի ջերմաստիճանները

Համաձուլվածքի անվանումը	Բաղադրություն, %	Կյուրիի ջերմաստիճան, °C
Շիկագոցված սիլիցիումային երկաթ	4 Si , 96 Fe	690
Սառնագլոցված սիլիցիումային երկաթ (տեքստուրավորված)	3 Si, 97 Fe	700
Սենդաստ	9 Si, 85 Fe, 5 Al	500
45 - պերմալոյ	45 Ni, 55 Fe	440
4-79-պերմալոյ	79 Ni, 17 Fe, 4 Mo	420
Մումետալ	75 Ni, 18 Fe, 2 Cr, 5 Cu	430
Սուպերմալոյ	79 Ni, 18 Fe, 5 Mo	400
Պերմենդյուր	50 Co, 50 Fe	980
2V -պերմենդյուր	49 Co, 49 Fe, 2V	980

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 17
ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՆՅՈՒԹԻ
ՌԵՆՏԳԵՆԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ
ՉՔԱՅՔԱՅՈՂ ՄԵԹՈԴՈՎ
(ՆՅՈՒԹԻ ՈՐԱԿԱԿԱՆ ԵՎ ՔԱՆԱԿԱԿԱՆ
ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ)
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բազմաթիվ փորձերով հաստատվել է, որ երբ ռենտգենյան ճառագայթումն անցնում է բյուրեղով կամ անդրադառնում է դրա մակերևույթից, ցրվում է միայն որոշակի, տվյալ դեպքին բնորոշ ուղղություններով: Այլ կերպ ասած, տեղի է ունենում ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիա: Ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիայի երևույթն ապացուցում է երկու կարևոր պնդում.

1. բյուրեղներում ատոմները տարածության մեջ բաշխված են որոշակի համաչափությամբ՝ առաջացնելով կանոնավոր բյուրեղային տարածական ցանց,

2. ռենտգենյան ճառագայթումն ունի ալիքային բնույթ, ընդ որում, ռենտգենյան ալիքի երկարությունը բյուրեղում միջատոմային հեռավորությունների կարգի է:

Ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիայի երևույթի հայտնագործումից (Մ. Լաուե, Վ. Ֆրիդրիխս, Պ. Կնիպինգ, 1912թ.) հետո հնարավոր դարձավ ռենտգենյան ճառագայթման սպեկտրային բաղադրության ուսումնասիրումը հայտնի կառուցվածքային պարամետրեր ունեցող բյուրեղների միջոցով, որը հնարավորություն է տալիս ճանաչելու և ամեն մի կոնկրետ դեպքում ընտրելու անհրաժեշտ ճառագայթում: Դրա հիման վրա առաջացել է ռենտգենյան սպեկտրագիտությունը: Մյուս կողմից, բյուրեղի՝ հայտնի սպեկտրային բաղադրությամբ ճառագայթումով ձևավորված դիֆրակտային պատկերը հնարավորություն է տալիս ուսումնասիրելու բյուրեղի ներքին կառուցվածքը: Սրա հիման վրա էլ առաջացել է ռենտգենականոցվածքային վերլուծությունը:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

Ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիայի երևույթը բացատրել է Մ. Լաուեն (1912թ.)՝ ենթադրելով, որ ճառագայթումը ցրում են ատոմների էլեկտրոնները, որոնք դառնում են երկրորդային ալիքների աղբյուրներ: Ռենտգենյան դիֆրակտային պատկեր ձևավորվում է երկրորդային կոհերենտ ալիքների ինտերֆերենցի հետևանքով:

Ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիայի իրականացման մյուս եղանակն առաջարկել են հայր և որդի Բրեգները (Ու. Հ. Բրեգ և Ու. Լ. Բրեգ), որի համաձայն՝ կանոնավոր բյուրեղային կառուցվածքներում ատոմները բաշխված են տարբեր ընտանիքների ատոմական հարթությունների վրա, ընդ որում, ամեն մի ընտանիքի բոլոր հարթությունները զուգահեռ են, ունեն ատոմների նույն բաշխումը և միջհարթությունային նույն հեռավորությունը:

Ենթադրվում է, որ ատոմական հարթությունները կարող են հայելային ձևով անդրադարձնել ընկնող ռենտգենյան ճառագայթման ուժգնության փոքր՝ $10^{-4} - 10^{-6}$ մասը: Հարթությունների տարբեր ընտանիքների՝ հայելային ձևով անդրադարձված ալիքների վերադրումը հանգեցնում է թույլ ֆոնի առաջացման, քանի որ այդ ալիքների միջև մաքսիմումի առաջացման որոշակի փուլային առնչություն չկա: Նույն ընտանիքին պատկանող հարթություններից անդրադարձված ալիքները կոհերենտ են, քանի որ գրգռվում են նույն՝ ընկնող ալիքով: Հեշտ է համոզվել, որ նույն ընտանիքին պատկանող երկու հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների ընթացքի տարբերությունը՝ $\Delta_{i,i+1} = 2d_{hkl}\sin\theta$, որտեղ θ -ն սառիքի անկյունն է՝ հարթության հետ ընկնող ալիքի ուղղության կազմած անկյունը, d_{hkl} -ը՝ տվյալ ընտանիքի միջհարթությունային հեռավորությունը: Ինտերֆերենցիային մաքսիմումի

$$2d_{hkl}\sin\theta_{hkl} = n\lambda \quad (1)$$

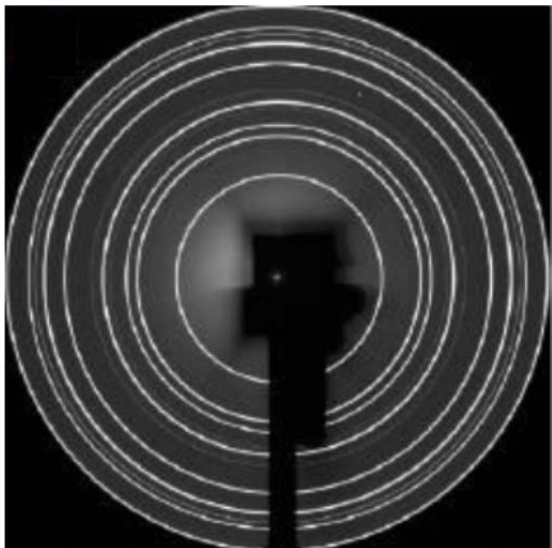
պայմանը կոչվում է Բրեգի հավասարում կամ պայման, n -ն ընդունում է ամբողջ արժեքներ և կոչվում է դիֆրակցիայի կարգ: Հատկանշական է այն, որ Բրեգի պայմանը բավարարվում է տվյալ ընտանիքի բոլոր հարթություններից անդրադարձած ալիքների համար, այս պատճառով էլ

բյուրեղի նույնիսկ շատ փոքր հաստությունների դեպքում դիֆրակտային մաքսիմումների ձևավորմանը մասնակցում են տվյալ ընտանիքին պատկանող մեծ թվով՝ $10^3 - 10^5$ ատոմական հարթություններ:

Բրեգի եղանակով ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիա իրականացնելու համար մեներանգ ճառագայթման գուգահեռ փունջն ուղղվում է հետագոտվող նմուշի (միաբյուրեղ կամ զգալի չափերով բյուրեղիկների համակցության) վրա, որը տեղադրվում է անկյունաչափական սարքի գլխիկի վրա: Սարքը հնարավորություն է տալիս սահունորեն փոփոխելու և արձանագրելու սահքի այն θ անկյունները, որոնց դեպքում դիֆրակտված ճառագայթումը, որը սկզբնական ուղղությունից շեղված է 2θ անկյունով, ունի առավելագույն ուժգնություն:

Ռենտգենյան ճառագայթման կառուցվածքային վերլուծության եղանակներից ամենալայն կիրառությունն ունի բազմաբյուրեղային կամ մանրափոշու եղանակը, որը հաճախ անվանում են նաև Դեբայ-Շերերի եղանակ: Եղանակի էությունը հետևյալն է. մեներանգ (բնութագրական) ռենտգենյան ճառագայթման գուգահեռ փունջն ուղղվում է անշարժ նմուշի վրա: Եթե բյուրեղային պինդ նյութը մանրացված է այն աստիճան, որ նմուշի ճառագայթումով «լուսավորվող» մասում (1-2 մմ³) պարունակվում է $10^{10} - 10^{12}$ հատիկ, ապա մեծ կլինի նաև այն հատիկների թիվը, որոնց որևէ hkl հարթության համար, տվյալ մեներանգ ճառագայթման դեպքում, բավարարվում է Բրեգի պայմանը:

Ատոմական հարթությունների ամեն մի (hkl) ընտանիքի վրա դիֆրակտված ճառագայթումը բաշխվում է մի կոնական մակերևույթով, որի առանցքը բոլոր կոների համար նույնն է և համընկնում է ընկնող ճառագայթման ուղղության հետ, իսկ գագաթի անկյունը 4θ է: Գոյություն ունեն դիֆրակտային պատկերն արձանագրելու տարբեր եղանակներ: Օրինակ, եթե լուսանկարչական եղանակով արձանագրելիս լուսանկարչական հարթ թիթեղը լինի ուղղահայաց սկզբնական փնջին, ապա դիֆրակտային պատկերը կներկայացնի համակենտրոն շրջանների մի շարք (նկ. 1): Այսպիսի դիֆրակտային պատկերի հետագա մշակումը շատ պարզ է. չափելով շրջանների շառավիղները և «նմուշ-լուսանկարչական թիթեղ» L հեռավորությունը՝ ամեն մի (hkl) ընտանիքի



Նկ. 1. Կորունդի (Al_2O_3) մանրափոշու ռենտգենադիֆրակտային պատկերը (նկարահանված է գլանաձև ճկված լուսանկարչական ժապավենի վրա)

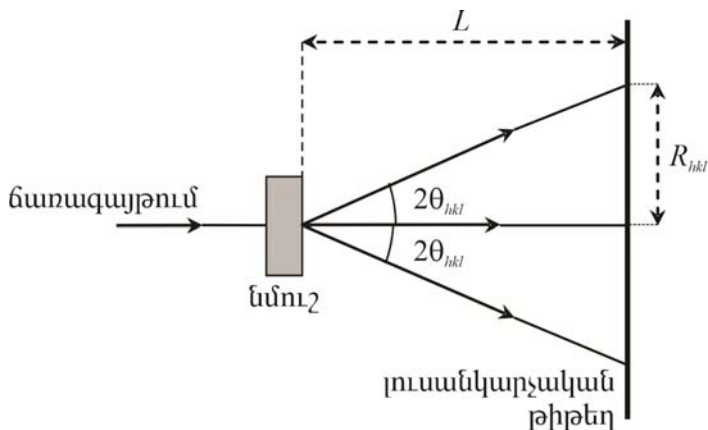
համար

$$tg2\theta_{hkl} = R_{hkl}/L \quad (2)$$

բանաձևից կարելի է որոշել բրեգյան θ_{hkl} անկյունը և միջհարթությունային d_{hkl} հեռավորությունները (տես (1) հավասարումը) (նկ. 2):

Կատարելագործված անկյունաչափական սարքավորումները հնարավորություն են տալիս գրանցելու և գրաֆիկորեն ներկայացնելու դիֆրակտված ճառագայթման անկյունային բաշխումն անկյունային լայն ($2\theta \approx \pi$) տիրույթում:

Միջհարթությունային հեռավորությունների հանրույթը որոշվում է բյուրեղային ցանցի երկրաչափությամբ, իսկ մաքսիմումների բարձրությունները՝ կառուցվածքի քիմիական բաղադրությամբ, ատոմական հարթությունների վրա տարրերի բաշխման խտությամբ և կարգավորվածության աստիճանով կամ, այլ կերպ ասած, կառուցվածքային գոր-



Նկ. 2. θ_{hkl} անկյան որոշումը փորձից. L -ը «նմուշ-լուսանկարչական թիթեղ» հեռավորությունն է, R_{hkl} -ը՝ շրջանագծի շառավիղը:

ծոնով: Բացառված չէ, որ երկու տարբեր նմուշներ ունենան երկրաչափորեն նույնական բյուրեղային տարածական ցանցեր: Սակայն գոյություն չունի երկու նյութ (կամ քիմիական միացություն), որոնցում երկրաչափորեն նույն կառուցվածքը և չափերն ունեցող բջիջներում ատոմների բաշխումը լինի նույնը: Այլ կերպ ասած, կարելի է պատկերացնել տարբեր նյութեր, որոնցում ձևավորված դիֆրակտային պատկերներում ռեֆլեքսների հաջորդականությունը և անկյունային բաշխումը նույնն է: Սակայն անհավանական է այնպիսի նյութերի գոյությունը, որոնց ռենտգենյան դիֆրակտային պատկերները համընկնում են և՛ ուղղություններով, և՛ բոլոր ռեֆլեքսների հարաբերական ուժգնություններով:

Այսպիսով՝ յուրաքանչյուր բյուրեղային կառուցվածք ունի այդ կառուցվածքին բնորոշ դիֆրակտային պատկեր: Բյուրեղային մարմինների դիֆրակտային պատկերները իրարից տարբերվում են դիֆրակտային մաքսիմումների անկյունային բաշխումով և մաքսիմումների հարաբերական ուժգնություններով: Եթե երկու տարբեր նմուշների ձևավորած դիֆրակտային պատկերների մաքսիմումների անկյունային բաշխումները և հարաբերական ուժգնությունները համընկնում են, ուրեմն այդ

նմուշները նույն նյութերն են: Այս փաստը հնարավորություն է տալիս բազմաբյուրեղային կամ մանրափոշու եղանակը կիրառելու անձանոթ նյութի կառուցվածքը պարզաբանելու համար: Պարզաբանումը կատարվում է՝ նմուշի վրա ձևավորված դիֆրակտային պատկերը համեմատելով արդեն ուսումնասիրված՝ հայտնի բյուրեղային կառուցվածքով նմուշների վրա ձևավորված պատկերների հետ:

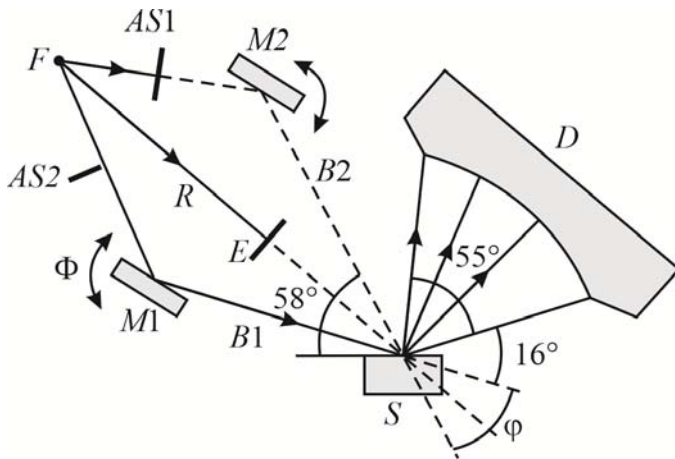
Բացառված չէ, որ հետազոտվող նմուշի վրա ձևավորված դիֆրակտային պատկերը չհամընկնի հայտնի բյուրեղային ոչ մի կառուցվածքի վրա ձևավորված դիֆրակտային պատկերի հետ: Այս դեպքում կարելի է պնդել, որ գործ ունենք մինչ այդ չուսումնասիրված բյուրեղային կառուցվածքի հետ: Հնարավոր է նաև, որ այդ բյուրեղային կառուցվածքը ստացվել է առաջին անգամ:

ՍԱՐՔԱՎՈՐՄԱՆ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ՆԱԽԱՊԱՏՐԱՍՏՈՒՄՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ՌԵԺԻՄԻՆ

1. Ռենտգենյան մանրադիֆրակտաչափ MД-10

Ռենտգենյան MД-10 մանրադիֆրակտաչափը նախատեսված է բազմաբյուրեղային կամ մանրահատիկ նյութերի (փոշիների) ռենտգենակառուցվածքային (որակական և քանակային) ֆազային վերլուծությունների համար: Հետազոտությունները կատարվում են Դեբայ-Շերերի եղանակով: Դիֆրակտաչափում առաջին անգամ օգտագործված է երկճառագայթ ռենտգենաօպտիկական յուրահատուկ սխեմա, որը զուգակցված է կորացված, դիրքագրայուն (ПЧД—И) դետեկտորի հետ:

MД-10 մանրադիֆրակտաչափի ռենտգենաօպտիկական սխեման բերված է նկ. 3-ում: Ռենտգենյան ճառագայթման խողովակի F կիզակետից առաքվող ճառագայթումից առանձնացվում է երեք փունջ: Երկու եզրային փնջերն ուղղվում են $M1$ և $M2$ բյուրեղ-մեներանգիչների վրա, որոնք շարված են այնպես, որ անդրադարձած մեներանգ $B1$ և $B2$ փնջերը տարբեր անկյունների տակ «լուսավորվում» են հետազոտվող նմուշի O կետի փոքր շրջակայքը: Երրորդ՝ ոչ մեներանգ արգելակային ճառագայթման փունջը դիֆրակտային պրոցեսներին չի մասնակցում և ընդհատվում է E միջնորմով:



Նկ. 3. Ռենտգենյան MZ-10 մանրադիֆրակտաչափի ռենտգենաօպտիկական սխեման. F. ռենտգենյան խողովակի կիզակետ, AS1, AS2. ինքնաշխատ միջնորմներ, M1, M2. մեներանգիչներ, B1, B2. մեներանգ փնջեր, R. ոչ մեներանգ փունջ, D. դիրքայազգայուն դետեկտոր, φ . աշխատանքային փնջերի միջև անկյունը, S. նմուշ, Φ . սարման պտույտ, E. ձեռքով կարգավորվող միջնորմ

Անհրաժեշտության դեպքում այդ փունջը կարելի է օգտագործել՝ հեռացնելով E միջնորմը: ՄԿԺ–Մ դետեկտորի միջոցով դիֆրակտային սպեկտրն արձանագրվում է անկյունային $15^\circ - 70^\circ$ տիրույթում, B2 փնջով ձևավորված սպեկտրը՝ $65^\circ - 120^\circ$ տիրույթում: $65^\circ - 70^\circ$ անկյունային տիրույթում այդ երկու դիֆրակտային պատկերներն իրար ծածկում են: Դա հնարավորություն է տալիս երկու պատկերները վերադրելու և կարելու իր հետ՝ ստանալով դիֆրակտային պատկեր $15^\circ - 120^\circ$ անկյունային տիրույթում (2θ անկյունային սանդղակ): Ճառագայթման աղբյուրի և դիրքազգայուն դետեկտորի սևեղված դիրքերում այս սխեման լրիվ փոխարինում է դասական անկյունաչափական սարքավորումներին:

MD-10 մանրադիֆրակտաչափը հնարավորություն է տալիս լուծելու ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության բազմապիսի խնդիրներ: Թվարկենք դրանցից մի քանիսը.

1. Ստանալ, մշակել և հետազոտել չափանմուշային (էտալոնային) կորունդի (Al_2O_3) մանրահատիկ (փոշենման) բյուրեղային կառուցվածքի ռենտգենադիֆրակտային պատկերը, համեմատել այն հայտնի պատկերների հետ, և գնահատել աշխատանքի ճշտությունը:

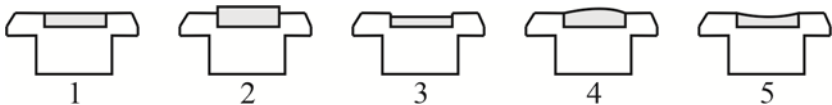
2. Հետազոտել կերակրի աղի բաղադրությունը, հայտնաբերել հնարավոր խառնուրդները:

3. Հետազոտել $Cu-Zn$ համակարգի բյուրեղային կառուցվածքը, α և β ֆազերի առկայությունը և մաքրությունը:

4. Հետազոտել Երևանի ալմաստի գործարանում աճեցված ալմաստի բյուրեղները:

2. Նմուշի նախապատրաստումը և տեղադրումը

Մանրահատիկ (փոշենման) նմուշի ռենտգենադիֆրակտային պատկերը ստանալու համար նմուշի որոշ քանակություն բարակ շերտով լցվում է հատուկ այդ նպատակի համար նախատեսված տաշտակի մեջ այնպես, որ շերտն ունենա հնարավորին չափ հարթ մակերևույթ, որը համընկնի տաշտակի եզրերով անցնող հորիզոնական հարթության հետ:

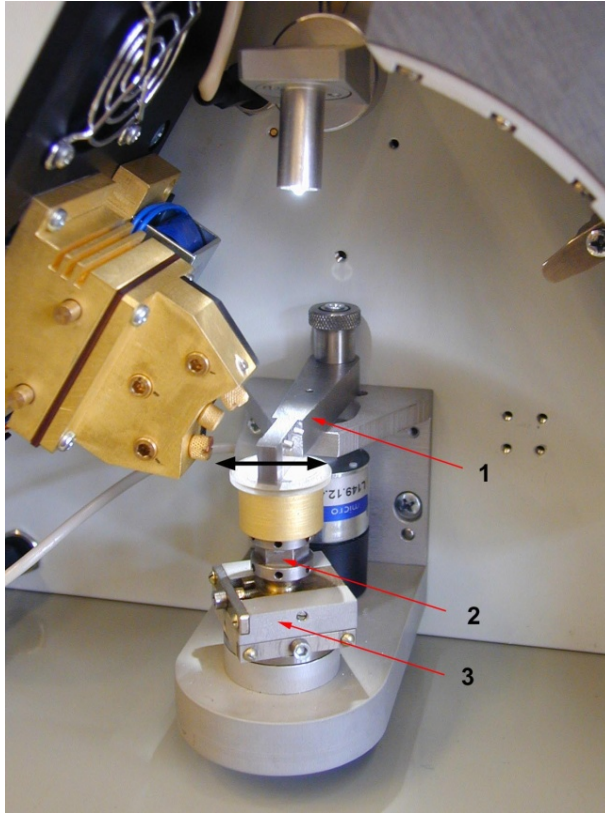


Նկ. 4. Տաշտակի լցումումը մանրափոշիով. մանրափոշու մակերևույթը.

(1) ճիշտ դիրքում է, (2) բարձր է տաշտակի եզրից, (3) ցածր է տաշտակի եզրից, (4) ուռուցիկ է, (5) գոգավոր է:

Այնուհետև բեռնավորված տաշտակը դրվում է նմուշաբռնիչի մեջ՝ բարձրացնելով դիֆրակտաչափի պաշտպանիչ դռնակը (նկ. 5): Նմուշաբռնիչը հնարավորություն է տալիս սարելու հետազոտվող նմուշը, այսինքն՝ բերելու այնպիսի դիրքի, որի դեպքում դիֆրակտային մաքսիմումների անկյունային բաշխումը մոտ է ստանդարտ դեպքի անկյունային բաշխմանը: Հետազոտվող նմուշը ճիշտ դիրքի բերելը՝ սարքի սա-

րումը, պահանջում է որոշակի հմտություն, ուստի ուսումնական աշխատանքներում այդ գործողությունը կատարվում է նախապես:



Նկ. 5. Տաշտակի տեղադրումն անհրաժեշտ դիրքում. 1. տեղակայման սահմանփակիչ, 2. տեղակայման պտուտակ, 3. սայլակ

Աշխատանքային ռեժիմի նախապատրաստում

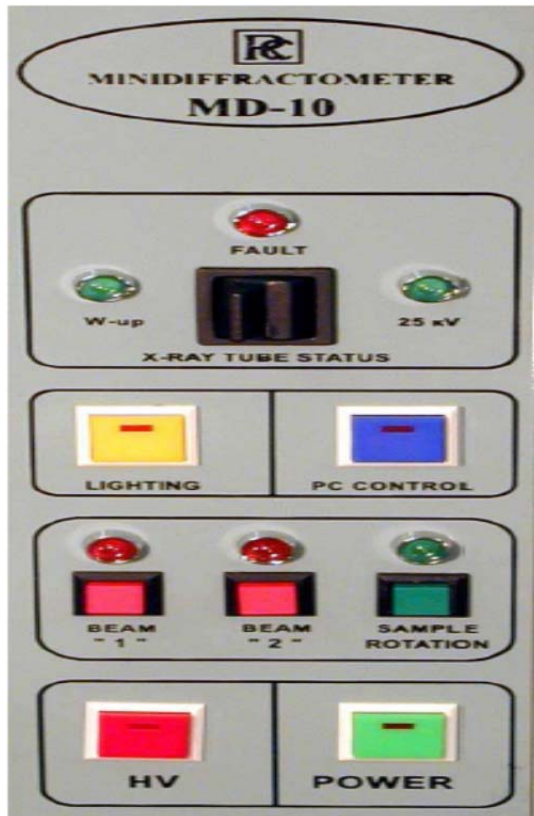
Աշխատանքը սկսելուց առաջ անհրաժեշտ է ստուգել ՄՃ-10 դիֆրակտաչափի անջատիչների ելակետային դիրքերը առաջնային վահանակի վրա (նկ. 6).

1. “CETB”/ “POWER”/ «ՑԱՆՑ» – անջատված

2. “РЕНГЕН” “HV”/ «ՌԵՆՏԳԵՆ» ԲԱՐՁՐ ԼԱՐՈՒՄ – անջատված
3. “ПОДСВЕТКА”/ “LIGHTING”/ԼՈՒՍԱՎՈՐՈՒՄ–անջատված
4. “АВТ. УПРАВ.”/ “PC. CONTROL”/ԱՎՏ.ՂԵԿ. – անջատված
5. “РЕЖИМ ИСТ. ИЗЛ.”/X-RAY TUBE STATUS

-ПРОГРЕВ/ W-up /ՃԱՌ. ԱՂԲ. ՌԵԺԻՄ – տաքացում հետին վահանակի վրա (նկ. 7)

1. “РА/АА” անջատիչը՝ РА դիրքում
2. USB մուտքով սարքի միացում համակարգչին
3. Դիֆրակտաչափական հատվածներում “LOCK” անջատիչը՝ “ON” դիրքում:



Նկ. 6. MD-10 մանրադիֆրակտաչափի առաջնային վահանակը



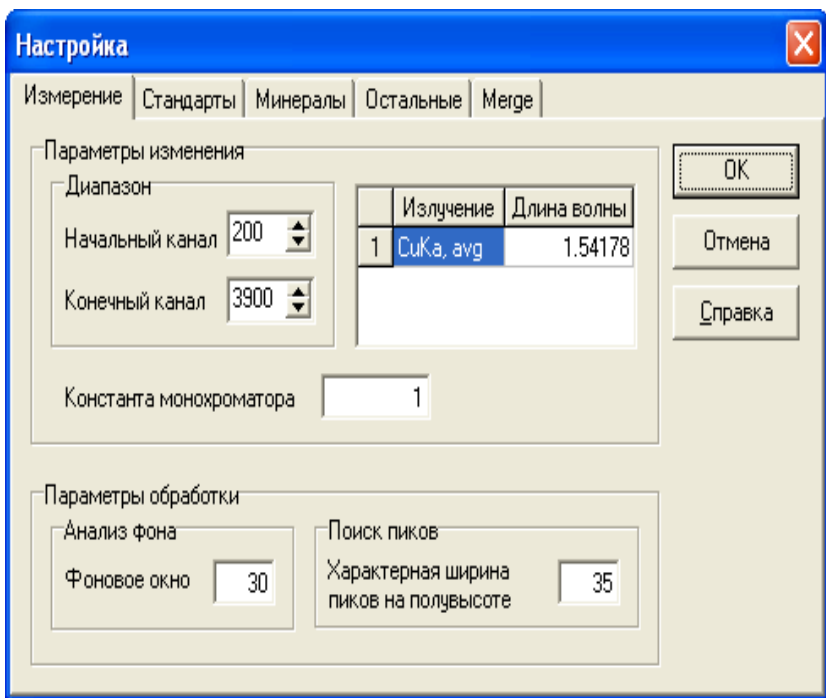
Նկ. 7. MD-10 մանրադիֆրակտաչափի հետին վահանակը

Սարքի միացումը և աշխատանքային ռեժիմի բերումը կատարվում է հետևյալ հաջորդականությամբ:

1. Սարքի միացում ցանցին “СЕТЬ” անջատիչով:
2. Դիֆրակտաչափի առաջնային վահանակի վրա կվառվի կոճակի կանաչ ցուցիչը: Միացնել համակարգիչը և բացել MD-10 բազային ծրագրային կոպլեքսը:
3. Միացնել ռենտգենյան խողովակի սնուցումը՝ սեղմելով “РЕЖЕН” “HV” կոճակը. առաջնային վահանակի վրա կվառվի կոճակի միացումը վկայող կարմիր ցուցիչը: Կինչի ձայնային միայնակ ազդանշան և կսկսի թարթել “W-up” տաքացում ռեժիմը գործելու կանաչ “W-up” լուսադիոդը: Եթե թարթելը տևում է 8 րոպեից ավելի, նշանակում է՝ ռենտգենյան խողովակի ցանցում հոսանք չկա:
4. Տաքացում “W-up” ռեժիմը հաստատվելուց հետո, երբ կանաչ լուսադիոդը դադարում է թարթել (վառվում է անընդհատ) “РЕЖИМ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ” անջատիչը բերել 25 կՎ (25 kV) դիրքին, որից հետո պետք է սկսի թարթել 25 կՎ (25 kV) լուսադիոդը: Երբ լարումը հասնի 25 կՎ-ի և ռենտգենյան խողովակում հոսանքը հասնի 400 ± 2 մկԱ-ի, կինչի կրկնակի ձայնային ազդանշան, և կանաչ 25 կՎ լուսադիոդը կվառվի անընդհատ:
5. Դիֆրակտաչափը պատրաստ է աշխատանքի ռենտգենյան խողովակին տրվող 25 կՎ աշխատանքային լարումը միացնելուց 30 րոպե անց:

1. Համակարգչային ծրագրի սարքաբերում

МД-10 համակարգչային ծրագրի աշխատանքային վահանակի վրա «Сервис» (սպասարկում) ընտրացուցակի միջոցով բացել «Настройка» (սարքաբերում) պատուհանը (նկ. 8), ստուգել տրված պարամետրերի առկայությունը կամ փոխել դրանք՝ ծրագիրը հարմարեցնելով սպեկտրի մշակման խնդրի լուծմանը: «Настройка» պատուհանն ունի 4 ներդիր՝ «Измерение» (չափում), «Стандарты» (ստանդարտներ), «Минералы» (միներալներ) և «Остальные» (մնացյալը):



Նկ. 8. «Настройка» պատուհանի «Измерение» ներդիրը

«Измерение» ներդիրը: «Настройка» պատուհանը բացելիս «Измерение» ներդիրը բացվում է ինքնաբերաբար (նկ. 8): «Измерение» ներդիրում ստուգել 4096 կապուղի պարունակող գրանցող սարքի աշխատանքային տիրույթի սկզբնական և վերջնական կապուղիների սահ-

մանումը: Որպես կանոն, ընտրվում է 200-ից մինչև 3900 կապուղով տիրույթը, որը ներառում է գրանցված սպեկտրի էական մասը: Աղյուսակում ընտրել աշխատանքային ճառագայթումը (ճառագայթումն առաքող ռենտգենյան խողովակի նյութը) և այդ ճառագայթման $K\alpha$ սպեկտրային գծի համար ալիքի միջին երկարությունը: Տվյալ լաբորատոր աշխատանքում օգտագործվում է ռենտգենյան $CuK\alpha$ ճառագայթմամբ դիֆրակտաչափ, ուստի աղյուսակում (նկ. 8) “Излучение” (ճառագայթում) և “Длина волны” (ալիքի երկարություն) պարամետրերի համար պետք է նշվեն “ $CuK\alpha$, avg” և “1.54178” (ալիքի երկարությունը՝ $\text{\AA}$ -ով) տվյալները: “Фоновое” (ֆոնային) պատուհանում մուտքագրել, օրինակ, 30 կապուղի: Մուտքագրել դիֆրակտային պիկերի ուժգնության կիսալայնության բնութագրական արժեքին համապատասխանող կապուղիների թիվը: Օրինակ՝ Al_2O_3 , SiO_2 և Si փոշիների սպեկտրերի մշակման դեպքում կապուղիների թիվը 35 է: Այլ տիպի նյութերի համար այդ արժեքը կարող է փոխվել: “Константа монохроматора” (մեներանգչի հաստատուն) պատուհանում նշվող հաստատունի արժեքը կապված է այն դիֆրակտային պիկերի ուժգնությունների հետ, որոնց անկյունային դիրքերն սպեկտրային 2 θ սանդղակի 2-րդ անկյունային տիրույթում են (տես էջ 6), և այդ հաստատունի արժեքի սահմանումն անհրաժեշտ է միայն այն դեպքում, երբ դիֆրակտային սպեկտրը նախատեսվում է գրանցել միաժամանակ 2 θ սանդղակի 1-ին և 2-րդ անկյունային տիրույթներում: Սակայն երբ սպեկտրը գրանցվելու է միայն 1-ին անկյունային տիրույթում, այդ հաստատունի արժեքն էական չէ և կարող է հավասարեցվել մեկի: Այս աշխատանքում կսահմանափակվենք սպեկտրի գրանցմամբ միայն 1-ին անկյունային տիրույթում:

“Стандарты” ներդիրը: “Настройка” պատուհանում բացել “Стандарты” ներդիրը (նկ. 9). “Стандарты” ներդիրի աղյուսակի “d” սյունակները նախատեսված են 1-ին և 2-րդ անկյունային տիրույթների դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող d միջհարթությունային հեռավորությունների տվյալների ($\text{\AA}$ -ով) մուտքագրման համար: d-ի արժեքները մուտքագրվում են ըստ դրանց նվազման: Աղյուսակի “Канал” (կապուղի) սյունակներում նշվում են դիֆրակտային պիկերին համա-

պատասխանող (այսինքն՝ այդ պիկերը գրանցող) դետեկտորի սանդղակի կապուղիների համարները: Ըստ համաձայնության՝ վերը նշված աղյուսակը լրացված է կորունդի (Al_2O_3) փոշու տվյալներով, որն օգտագործվում է որպես ստանդարտ նյութ դիֆրակտաչափի դետեկտորի սանդղակի տրամաչափման համար:

Դետեկտորի սանդղակի տրամաչափումը ըստ d պարամետրի միաժամանակ ապահովում է այդ սանդղակի տրամաչափումը նաև ըստ 2 θ սպեկտրային անկյունային պարամետրի, քանի որ d և 2 θ պարամետրերի արժեքները կապված են Բրեգի օրենքով: Տվյալ լաբորատոր աշխատանքում օգտագործվում է դիֆրակտաչափ, որի համար վերը նշված տրամաչափումը նախապես կատարված է, և «Стандарты» ներդիրի աղյուսակի տվյալները (նկ. 9) ենթակա չեն փոփոխության:

Настройка

Измерение | **Стандарты** | Минералы | Остальные

Текущее излучение: CuKa, avg

Первый диапазон		Второй диапазон			
	d	Канал		d	Канал
1	3,481	871	1	1,4041	450
2	2,552	1463	2	1,3736	547
3	2,380	1628	3	1,1897	1313
4	2,085	1980	4	1,1472	1543
5	1,740	2581	5	1,0990	1836
6	1,6011	2923	6	1,0426	2239
7	1,5107	3184	7	0,9976	2629
8	1,4041	3545	8	0,9347	3320

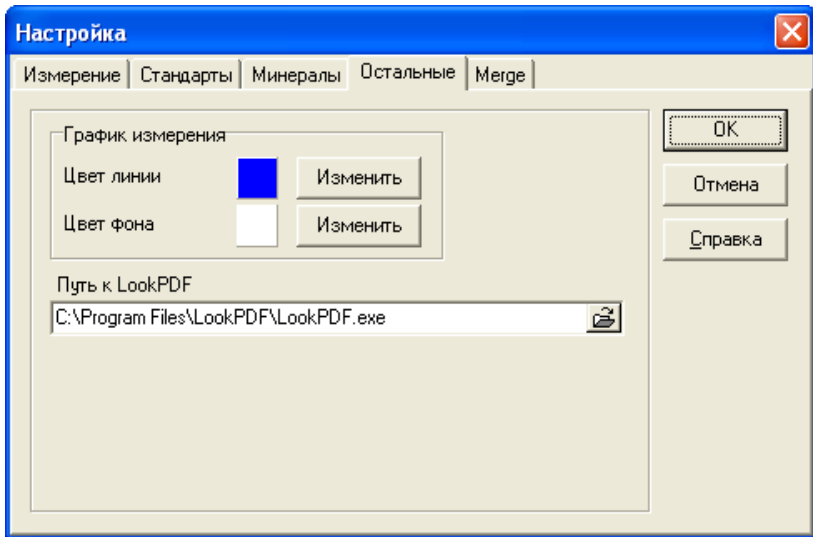
OK
Отмена
Справка

Նկ. 9. «Настройка» պատուհանի «Стандарты» ներդիրը

“Минералы” ներդիրը: “Минералы” ներդիրի տվյալներն օգտագործվում են բազմաֆազ նմուշների բաղադրության քանակական ֆազային վերլուծության անհրաժեշտության դեպքում, երբ խնդիր է դրվում որոշել բազմաֆազ նյութի բաղադրիչ ֆազերի հարաբերական ծավալային կամ զանգվածային պարունակությունը: Այս վերլուծական մեթո-

ըը հիմնված է բազմաֆազ նմուշից գրանցված դիֆրակտային սպեկտրի մշակման վրա՝ օգտագործելով հատուկ համակարգչային ծրագիր: Սույն լաբորատոր աշխատանքի շրջանակներում «Минералы» ներդիրի տվյալները չեն օգտագործվում:

«Остальные» ներդիրը: «Остальные» (մնացյալը) ներդիրում (նկ. 10) «Цвет линии» (գծի գույնը) և «Цвет фона» (ֆոնի գույնը) պատուհաններում ընտրվում են գրանցվելիք սպեկտրային գծի և դրա ֆոնի նախընտրելի գույները, որոնցով գրանցված սպեկտրը կդիտվի համակարգչի ցուցասարքի էկրանին: Այս ներդիրի «Путь к LookPDF» պատուհանում ցույց է տրվում LookPDF ֆազային վերլուծության համակարգչային ծրագրի ակտիվացման ճանապարհը (տես «3. Որակական ֆազային վերլուծություն» բաժինը):



Նկ. 10. «Настройка» պատուհանի «Остальные» ներդիրը

2. Համակարգչային ծրագրով սպեկտրի գրանցման և մշակման կարգ

Հետազոտվող նմուշից դիֆրակտային սպեկտրի գրանցումը և մշակումը МД-10 համակարգչային ծրագրով իրագործվում է հետևյալ հա-

ջորդականությամբ՝ սպեկտրի գրանցման պարամետրերի մուտքագրում, սպեկտրի գրանցում և գրանցված սպեկտրի մշակում:

2.1. Սպեկտրի գրանցման պարամետրերի մուտքագրումը

Համակարգչային ծրագրի աշխատանքային վահանակի «Файл» (Ֆայլ) ընտրացուցակում բացել «Новое измерение» (նոր չափում) պատուհանը (նկ. 11) և կատարել հետևյալ գործողությունները.

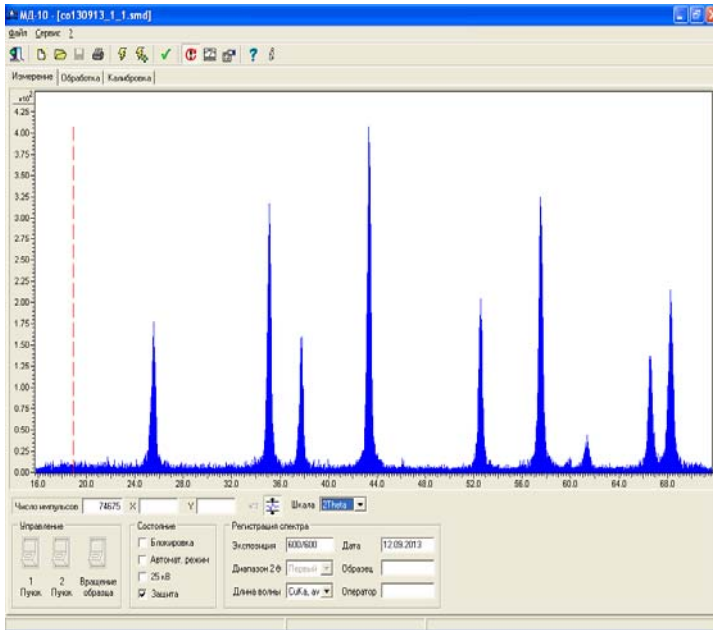
1. “Шкала” (սանդղակ) պատուհանում մտցնել “2 Theta” սանդղակը:

Դա նշանակում է, որ գրանցված սպեկտրը կարտահայտվի 2θ անկյունային սանդղակով (բացի 2θ սանդղակից, “Шкала” պատուհանը հնարավորություն է տալիս սպեկտրի սանդղակն արտահայտելու նաև ըստ d պարամետրի կամ ըստ դիֆրակտված ճառագայթման դետեկտորի կապուղիների համարների):

2. “Экспозиция” պատուհանը նախատեսված է սպեկտրի գրանցման տևողության ժամանակը սահմանելու համար: Կարևոր է նկատի ունենալ, որ պահաժամն ընտրվում է՝ կախված նմուշի՝ նյութի ռենտգենյան ճառագայթման ցրող ունակությունից և դրված խնդրի նպատակից: Սպեկտրի ավելի մեծ պահաժամը նվազեցնում է չափման սխալի վիճակագրական բաղադրիչը և մեծացնում փորձի ճշգրտությունը, տվյալ դեպքում՝ դիֆրակտային պիկերի մաքսիմումների անկյունային դիրքերի որոշման ճշգրտությունը: Լաբորատոր աշխատանքում հետազոտվող նմուշների դեպքում բավարար է պահաժամն ընտրել 600 վ: “Экспозиция” պատուհանում պահաժամը մտցվում է հետևյալ ձևով՝ 600/600 (նկ. 11): Երբ հետազոտվում է որևէ նմուշ, որի ցրող ունակությունը նախապես հայտնի չէ, սպեկտրի գրանցման համար լավագույն պահաժամը որոշելու համար խորհուրդ է տրվում կատարել մի քանի փորձնական չափումներ:

3. “Диапазон 2θ” (2θ անկյունային տիրույթ) պատուհանում ընտրել “Первый” տարբերակը, որը հրահանգում է սպեկտրի գրանցումը 1-ին անկյունային տիրույթում ըստ 2θ սանդղակի՝ $15^\circ < 2\theta < 70^\circ$ (տես 3.1).

4. Համոզվել, որ համաձայն համակարգչային ծրագրի համալարման տվյալների (տես Բաժին 5, «Измерение» ներդիրը), “Длина волны” պատուհանում նշված է “CuK α , avg” (նկ. 11):



Նկ. 11. МД-10 համակարգչային ծրագրի աշխատանքային պատուհանի «Измерение» ներդիրը

5. “Data” (ամսաթիվ) պատուհանում նշվում է սպեկտրի գրանցման ամսաթիվը: “Образец” (նմուշ) և “Оператор” (օպերատոր) պատուհաններում մուտքագրվում է համապատասխանաբար տվյալ նմուշը նույնականացնող համարակալումը (օրինակ՝ Si- No.1) և օպերատորի անունը: Սպեկտրի գրանցման համար վերը նշված “Образец” և “Оператор” պատուհաններում նշումները պարտադիր չեն և ունեն միայն օժանդակ նշանակություն:

2.2. Սպեկտրի գրանցում

1. Միացնել ավտոմատացված (համակարգչային) կառավարումը «PC CONTROL» կոճակով, որը տեղադրված է դիֆրակտաչափի դիմային

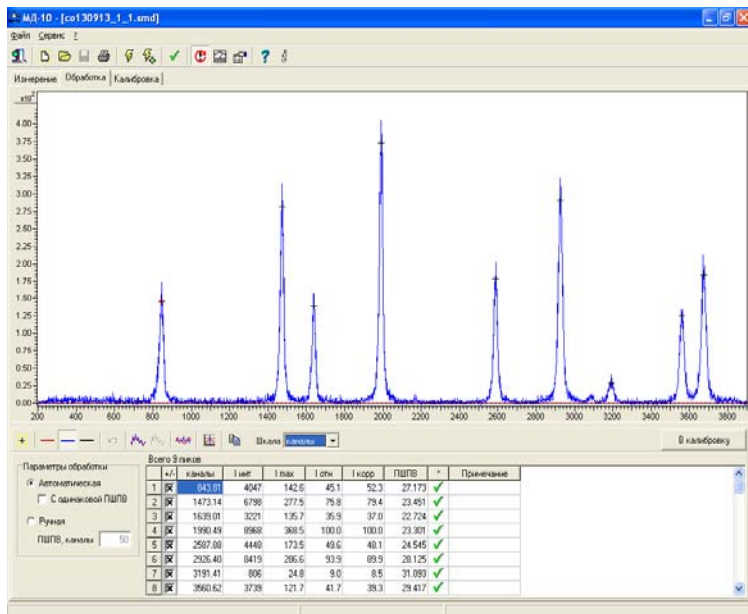
վահանակի վրա (նկ. 5): Այս հրահանգը ապահովում է դիֆրակտաչափի աշխատանքի կառավարելիությունը համակարգչային ծրագրով: Դիֆրակտաչափը պատրաստ է հետազոտվող նմուշի սպեկտրի գրանցման:

2. Մեղմել «Crapt» կոճակը, որը տեղադրված է համակարգչային ծրագրի աշխատանքային պատուհանում (նկ. 10) և նշված է դեղին կայծակի պատկերով: Այս հրահանգը մեկնարկում է սպեկտրի գրանցումը և միաժամանակ ապահովում նմուշի պտտական շարժումը: Սպեկտրի գրանցումն իրագործվում է B1 փնջին համապատասխանող ռենտգենաօպտիկական սխեմայով (նկ. 3):

3. Սպեկտրի գրանցման ավարտից հետո այն կարելի է արխիվավորել կամ մշակել: Որպես օրինակ, նկ. 10-ում բերված է սկզբնական (չմշակված) սպեկտրը, որը գրանցված է կոբոլտի (Al_2O_3) փոշու՝ 2.1 կետում մուտքագրված տվյալների համար:

2.3. Գրանցված սպեկտրի մշակում

1. Մեղմել «Обработка спектра» (մշակել սպեկտրը) կոճակը, որը տեղադրված է համակարգչային ծրագրի աշխատանքային պատուհանում (նկ. 10) և նշված է կանաչ «V» նշանով: Այս հրահանգն ակտիվացնում է MД-10 համակարգչային ծրագրի հատուկ մի ենթածրագիր, որը մաթեմատիկական մշակման է ենթարկում գրանցված սպեկտրային տվյալները: Սպեկտրային տվյալների մշակումը ենթադրում է սպեկտրային ֆոնի ներդրման հանում, դիֆրակտային պիկերի պրոֆիլների հարթեցում և այդ պիկերի սպեկտրային բնութագրական պարամետրերի (ուժգնության մաքսիմում, պիկի անկյունային լայնություն և դիրք) հաշվարկ: Մշակված սպեկտրը և այդ սպեկտրի դիֆրակտային պիկերի սպեկտրային բնութագրական տվյալները համակարգչային ծրագրով տրվում են աղյուսակի տեսքով «Обработка» ներդիրի պատուհանում (նկ. 12): Որպես օրինակ, նկ. 12-ում բերված է այն սպեկտրի մշակման արդյունքը, որը պատկերված է նկ. 11-ում (տես 2.2 կետի 3 ենթակետը):



Նկ. 12. МД-10 համակարգչային ծրագրի աշխատանքային պատուհանի «Обработка» ներդիրը

2. Անհրաժեշտության դեպքում սպեկտրի մշակման գործընթացից կարող են հեռացվել կեղծ դիֆրակտային պիկերը (կեղծ դիֆրակտային պիկը սպեկտրային ֆոնում ուժգնության ուժեղ ֆլուկտուացիա է, որը համակարգչային ծրագիրը սխալմամբ որակավորում է որպես դիֆրակտային պիկ): Մյուս կողմից, սպեկտրի մշակման գործընթաց կարող են ներառվել փոքր ուժգնությամբ այն իրական դիֆրակտային պիկերը, որոնք համակարգչային ծրագիրը սխալմամբ չի որակավորել որպես դիֆրակտային պիկ: «Обработка» ներդիրի պատուհանի աղյուսակից (նկ. 12) կեղծ դիֆրակտային պիկի սպեկտրային տվյալների հեռացման համար անհրաժեշտ է սևեռել այդ տվյալների աղյուսակային տողը՝ սեղմելով համակարգչի մկնիկի ձախակողմյան կոճակը, և առաջացած պատուհանում ակտիվացնել «Удалить пик» (հեռացնել պիկը) հրահանգը՝ սեղմելով համակարգչի մկնիկի աջակողմյան կոճակը: Չորակավորված դիֆրակտային պիկի սպեկտրային տվյալներն աղյուսակ

ներառելու համար անհրաժեշտ է սեղմել «+» կոճակը «Обработка» ներդիրի պատուհանում (նկ. 12) և դիֆրակտային սպեկտրի նկարում մկնիկի շարժագիծը սևեռել այդ չորակավորված դիֆրակտային պիկի ուժգնության մաքսիմումի անկյունային դիրքում՝ սեղմելով մկնիկի ձախակողմյան կոճակը: Աղյուսակում վերը նշված կեղծ պիկերի սպեկտրային տվյալները հեռացնելուց և չորակավորված դիֆրակտային պիկերի տվյալները ներառելուց հետո համակարգչային ծրագրով սպեկտրի մշակումն անհրաժեշտ է կրկնել:

3. Սպեկտրը և նրա մշակման արդյունքն արխիվավորել:

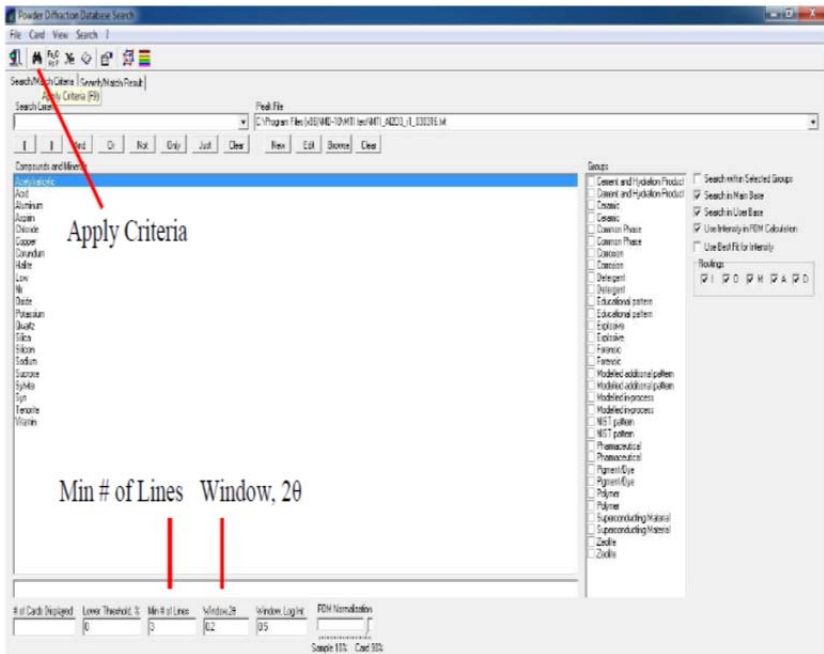
3.Որակական ֆազային վերլուծություն

Ռենտգենադիֆրակտային որակական ֆազային վերլուծության մեթոդը կիրառվում է միաֆազ և բազմաֆազ փոշիների (բազմաբյուրեղային նյութերի) բաղադրիչ ֆազերը որոշելու (նույնականացնելու) նպատակով: МД-10-ի օգտագործմամբ չափումներում վերը նշված մեթոդն իրագործվում է որակական ֆազային վերլուծության LookPDF համակարգչային ծրագրի օգնությամբ: LookPDF ծրագիրը ներառում է տարբեր նյութերի փոշիների ստանդարտ սպեկտրային տվյալների բանկ, որն այդ ծրագրում օգտագործվում է հետազոտվող նյութի որակական ֆազային վերլուծության նպատակով:

Հետազոտվող նյութի որակական ֆազային վերլուծության համար անհրաժեշտ է՝

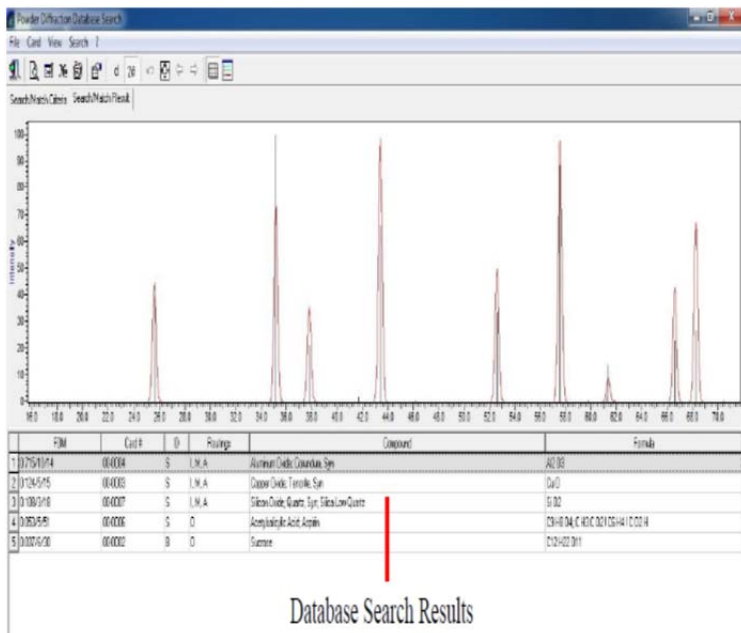
1. «Обработка» ներդիրում (նկ. 12) ակտիվացնել “Сервис – Фазовый анализ (LookPDF)” հրահանգը, որը «Обработка» ներդիրի աղյուսակային տվյալները (տվյալ դեպքում՝ կորունդի փոշու) մտցնում է LookPDF ծրագիր և բացում է այդ ծրագրի աշխատանքային պատուհանը (նկ. 13):

2. LookPDF ծրագրի աշխատանքային պատուհանում սեղմել «Apply Criteria» կոճակը (նկ. 13): Այս հրահանգը բացում է նոր պատուհան (նկ. 14), որտեղ ներկայացվում են ֆազային վերլուծության վերջնական տվյալները: Այս պատուհանի աղյուսակի առաջին տողի տվյալները հաստատում են, որ հետազոտվող նյութը կորունդ է: Պատուհանի վերին մասում բերված նկարը ցույց է տալիս կորունդի փոշու մշակված



Նկ.13. LookPDF ֆազային վերլուծության ծրագրի աշխատանքային պատուհանը

սպեկտրի և LookPDF ծրագրի տվյալների բանկից այդ նյութի ստանդարտ սպեկտրի վերադրումը 20 անկյունային սանդղակում: Ստանդարտ սպեկտրը ներկայացված է ուղղահայաց հատվածների տեսքով, որոնց երկարություններն արտահայտում են դիֆրակտային պիկերի հարաբերական ուժգնությունների մաքսիմումները, իսկ անկյունային դիրքերը՝ այդ պիկերի ուժգնության մաքսիմումներին համապատասխանող 20 անկյունները: Ինչպես երևում է նկ. 14-ից, տեղի ունի կորունդի գրանցված և ստանդարտ սպեկտրների դիֆրակտային պիկերի թե՛ անկյունային դիրքերի, թե՛ ուժգնությունների տվյալների բավարար համընկում: Ստանդարտ սպեկտրային տվյալները, ըստ 20 և d պարամետրերի, դառնում են հասանելի նկ-13-ում ներկայացված պատուհանում “Open Card” կոճակի սեղմմամբ:



Նկ.14. LookPDF ծրագրի կիրառմամբ ստացված ֆազային վերլուծության վերջնական արդյունքի տվյալները

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. Կորունդի ստանդարտ նմուշի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի գրանցում և որակական ֆազային վերլուծություն
 - 1.1. Կատարել կորունդի (Al_2O_3) փոշու ստանդարդ նմուշի նախապատրաստում, տեղադրում և սարում՝ համաձայն 2. բաժնում բերված կարգի:
 - 1.2. Դիֆրակտաչափի աշխատանքային ռեժիմի նախապատրաստում՝ համաձայն 3. բաժնում բերված կարգի:
 - 1.3. Ստուգել MД-10 համակարգչային ծրագրի սարքաբերման պարամետրերը և մուտքագրել սպեկտրի գրանցման պարամետրերը 1-ին անկյունային տիրույթի համար՝ համաձայն 1. և 2.1 բաժիններում բերված կարգի:

- 1.4. Կատարել սպեկտրի գրանցում, մշակում և որակական ֆագային վերլուծություն, համապատասխանաբար, ըստ 2.2, 2.3 կետերում և 3. բաժնում բերված կարգի:
- 1.5. Կատարել համեմատական վերլուծություն դիֆրակտային պիկերի d պարամետրի չափված և ստանդարտ տվյալների համար:
2. **Կերակրի աղի նմուշի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի գրանցում և որակական ֆագային վերլուծություն**
Կատարել կերակրի աղի (NaCl) նմուշի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի գրանցում և որակական ֆագային վերլուծություն համաձայն 1. բաժնում բերված կետերի:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ նպատակների համար է նախատեսված MД-10 մանրադիֆրակտաչափը:
2. Նշել դիֆրակտաչափի ռենտգենաօպտիկական սխեմայի հիմնական հանգույցները:
3. Ո՞րն է դիֆրակտաչափում կիրառված ռենտգենաօպտիկական սխեմայի առանձնահատկությունը:
4. Ի՞նչ անկյունային տիրույթներ են ընդգրկում B1 և B2 փնջերով ձևավորված սպեկտրային մասերը:
5. Ի՞նչ հաջորդականությամբ է կատարվում սարքի միացումը և աշխատանքային ռեժիմի բերումը:
6. Ինչպե՞ս է բացվում MД-10 համակարգչային ծրագրի “Настройка” (սարքաբերում) պատուհանը, այդ պատուհանի “Измерение” (չափումներ) ներդիրը և ի՞նչ տվյալներ են մուտքագրվում այդ ներդիրում:
7. Սպեկտրի գրանցումն իրագործելու նպատակով ո՞ր պարամետրերի համար և ինչպե՞ս է կատարվում համակարգչային ծրագրում տվյալների մուտքագրումը:
8. Ինչպե՞ս է կատարվում սպեկտրի գրանցումը:

9. Ինչպե՞ս է կատարվում գրանցված սպեկտրի մշակումը համակարգչային ծրագրով:
10. Ո՞ր դեպքում կեղծ և իրական դիֆրակտային պիկերը կարող են համակարգչային ծրագրով սխալ նույնականացվել (որակավորվել):
11. Ինչպե՞ս է կատարվում գրանցված սպեկտրի տվյալների հիման վրա որակական ֆազային վերլուծությունը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Хейкер Д. М.**, Зевин Л.С. Рентгеновская дифрактометрия. М., Физматгиз, 1963, 380с.
2. **Уманский Я. С.**, Рентгенография металлов и полупроводников. М., “Металлургия”, 1969, 496с.
3. Руководство по рентгеновскому исследованию минералов. Под ред. В. А. Франк-Каменецкого. Л., “Недра”, 1975, 399с.
4. **Скрышевский А. Ф.**, Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. Учеб. Пособие для студентов вузов. 2-е изд. М., Высш. Школа, 1980, 328с.
5. **Миркин Л. И.**, Справочник по рентденоструктурному анализу поликристалов. М., Физматгиз, 1961, 863с.
6. **Нахмансон М. С., Фекличев В. Г.**, Диагностика состава материалов рентгенодифракционными и спектральными методами. Л., Машиностроение. Ленингр. Отд., 1990, 357с.

ՀԱՎԵԼՎԱԾ

МД-10 համակարգչային ծրագրի հիմնական հրահանգները

Apply Criteria - կիրառել չափանիշները (ստանդարտ սպեկտրային տվյալների բանկը)

Дата - ամսաթիվ

Диапазон 2θ - 2θ անկյունային տիրույթ

Длина волны - ալիքի երկարություն

Излучение - ճառագայթում

Измерение - չափում

Канал - կապուղի

Константа монохроматора - մեներանգչի հաստատուն

Минералы - միներալներ

Настройка - սարքաբերում

Новое измерение - նոր չափում

Обработать спектр - մշակել սպեկտրը

Обработка - մշակում

Образец - նմուշ

Оператор - օպերատոր

Остальные - մնացյալը

Первый диапазон, Второй диапазон - սպեկտրային 2θ սանդղակի 1-ին և 2-րդ անկյունային տիրույթներ

Сервис - սպասարկում

Сервис - Фазовый анализ (LookPDF) սպասարկում - ֆազային վերլուծություն (LookPDF)

Стандарты - ստանդարտներ

Удалить пик - պիկը հեռացնել

Фоновое окно - ֆոնային պատուհան

Цвет фона - ֆոնի գույնը

Цвет линии - գծի գույնը

Шкала - սանդղակ

Экспозиция - պահածամ

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 18

ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՆՅՈՒԹԻ ԲՅՈՒՐԵՂԻԿՆԵՐԻ ԽՈՐԱՆԱՐԴԱՅԻՆ ՑԱՆՅԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆԱԴԻՖՐԱԿՏԱՅԻՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունը նյութի կարևոր բնութագրերից է: Այն կախված է նյութում առկա կետային արատների (մասնավորապես՝ թափուրքների և խառնուկային ատոմների) կոնցենտրացիայից, ջերմաստիճանից և կիրառված արտաքին ուժերից: Ցանցի հաստատունի ճշգրիտ չափումը հնարավորություն է տալիս գնահատելու պինդ լուծույթում լուծված տարրի հարաբերական բաղադրությունը: Մեծ ճշտությամբ չափելով ցանցի հաստատունի՝ ջերմաստիճանի փոփոխմամբ պայմանավորված փոփոխությունը, հնարավոր է որոշել նյութի ջերմային ընդհարձակման գծային գործակիցը: Ցանցի՝ տարբեր բյուրեղագրական առանցքներին համապատասխանող հաստատունների չափման տվյալները հնարավորություն են ընձեռում հաշվարկելու արտաքին ուժերի ազդեցությամբ նյութում առաջացած մեխանիկական դեֆորմացիաներն ու լարումները: Կարելի է բերել նյութի ցանցի հաստատունի և նրա ֆիզիկաքիմիական տարբեր բնութագրերի միջև գոյություն ունեցող ուղղակի կամ անուղղակի փոխադարձ կապերի նաև այլ օրինակներ, որոնք փաստում են ցանցի հաստատունի ճշգրիտ չափումների կարևորությունը:

Բյուրեղական կառուցվածք ունեցող նյութի ատոմների տարածական կանոնավոր դասավորությունն ընդհանուր դեպքում բնորոշվում է տարածական ցանցի երեք բյուրեղագրական առանցքներին համապատասխանող և իրարից տարբերվող հաստատուններով՝ $a \neq b \neq c$: Վերը նշված դեպքը վերաբերում է ուղղանկյուն (ռոմբական), միաթեք և եռաթեք բյուրեղային ցանցերին: Քառանկյուն և վեցանկյուն բյուրեղային ցանցերի դեպքում ցանցի հաստատունների միջև տեղի ունի $a = b \neq c$ առնչությունը: Այս առումով պարզագույնը խորանարդային

բյուրեղային ցանցն է, որի երեք հաստատունները հավասար են՝
 $a = b = c$:

Բյուրեղային նյութերի ցանցի հաստատունների չափման եղանակները դիֆրակտային են և հիմնականում ներառում են ռենտգենյան, էլեկտրոնային և նեյտրոնային մեթոդները, որոնցից ամենաճգրիտը ռենտգենադիֆրակտայինն է [1]: Մշակված են միաբյուրեղային և բազմաբյուրեղային նյութերի ցանցի հաստատունների ճշգրիտ չափման տարբեր ռենտգենադիֆրակտային մեթոդներ [1]: Բազմաբյուրեղային նյութերը փոշիների, մակերևութային ծածկույթների և էպիտաքսային թաղանթների ձևերով լայնորեն կիրառվում են ֆիզիկայի, քիմիայի և նյութագիտության տարբեր ոլորտներում՝ կարևորելով նմանատիպ նյութերի ցանցի հաստատունների ճշգրիտ չափումներում ռենտգենադիֆրակտային մեթոդների կիրառումը: Այդ մեթոդներից պարզագույնը ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման (Էքստրապոլացիա) մեթոդն է [1], որը մշակվել և լայնորեն կիրառվում է խորանարդային բյուրեղային նյութերի ցանցի հաստատունների չափումներում:

Այս աշխատանքում կծանոթանանք վերը նշված ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկումային մեթոդին՝ կիրառելով այն խորանարդային բյուրեղային ցանցով բազմաբյուրեղային սիլիցիումի (Si) և կալիումի քլորիդի (KCl) փոշիների հաստատունների ճշգրիտ արժեքների չափման համար:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

Բազմաբյուրեղային նյութից գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի դիֆրակտային պիկերի անկյունային դիրքերի մասին տվյալներից հնարավոր չէ ուղղակիորեն որոշել նյութի բյուրեղային ցանցի հաստատունների ճգրիտ արժեքները: Բանն այն է, որ գրանցված սպեկտրում դիֆրակտային պիկերի անկյունային դիրքերը $0,01^\circ$ կարգի մեծություններով շեղված են իրենց իրական դիրքերից երկու տիպի ֆիզիկական գործոնների՝ սարքային սխալի և ընկնող ռենտգենյան ալիքի ուժգնության ժամանակային ֆլուկտուացիաների ազդեցության հետևանքով: Իրական դիրքից դիֆրակտային պիկի անկյունային շեղումը,

որը պայմանավորված է կիրառվող դիֆրակտային սխեմայի երկրաչափությամբ և առանձնահատկություններով, սահմանվում է որպես սարքային սխալ: Կիրառվող հիմնական ռենտգենադիֆրակտային մեթոդներում (Դեբայ-Շերերի և Բրեգ-Բրենտանոյի երկրաչափական սխեմաներ) վերը նշված սարքային սխալն էապես պայմանավորված է հետազոտվող նմուշի՝ ճշգրիտ դիրքից շեղումով, նմուշի ծավալ ռենտգենյան ճառագայթման թափանցմամբ (այսինքն՝ նմուշի նյութի վերջավոր կլանմամբ) և ընկնող ռենտգենյան փնջի անկյունային տարամիտմամբ:

Իրական դիրքից դիֆրակտային պիկի անկյունային շեղումը, պայմանավորված վերը նշված երկու գործոններով, տրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\Delta(2\theta) = 2\theta_e - 2\theta = \Delta(2\theta)_{\text{sys}} + \Delta(2\theta)_f, \quad (1)$$

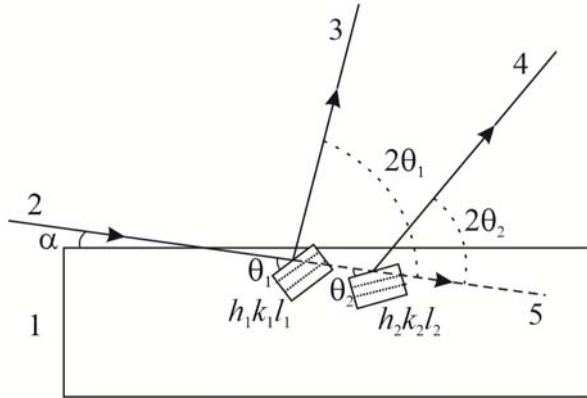
որտեղ 2θ -ն տվյալ դիֆրակտային պիկի դիրքի իրական արժեքն է, $2\theta_e$ -ն՝ փորձում գրանցված արժեքը, $\Delta(2\theta)$ -ն՝ դիֆրակտային պիկի անկյունային շեղումն իրական դիրքից, $\Delta(2\theta)_{\text{sys}}$ -ն՝ անկյունային շեղման սարքային սխալի ներդրումը, $\Delta(2\theta)_f$ -ն՝ անկյունային շեղման մեջ ընկնող ռենտգենյան ալիքի ուժգնության ժամանակային ֆլուկտուացիաների հետևանքով առաջացած ներդրումը: (1) հավասարումում $\Delta(2\theta)_{\text{sys}}$ սարքային սխալից հնարավոր չէ խուսափել (այսինքն՝ այն զրոյացնել), քանի որ դրա առաջացման բնույթը ֆիզիկական է, և այն կառաջանա տվյալ չափումը կրկնելիս: «Սարքային սխալ» եզրույթի փոխարեն գրականության մեջ հաճախ օգտագործվում է «սխտեմատիկ սխալ» եզրույթը: Ի տարբերություն սարքային սխալի, $\Delta(2\theta)_f$ ֆլուկտուացիոն սխալի բնույթը վիճակագրական է (այսինքն՝ պատահական), և այն կարելի է էապես նվազեցնել, ապահովելով $|\Delta(2\theta)_f| \ll |\Delta(2\theta)_{\text{sys}}|$ պայմանի կատարումը՝ ընտրելով ռենտգենյան դիֆրակտային սպեկտրի գրանցման համեմատաբար մեծ պահաժամ: Պահաժամի ընտրության շնորհիվ ընկնող ռենտգենյան ալիքի ուժգնության ժամանակային ֆլուկտուացիաները կտրուկ նվազում են և գործնականում չեն ազդում գրանցվող դիֆրակտային պիկերի անկյունային դիրքերի վրա: Հետևա-

բար՝ $|\Delta(2\theta)_f| \ll |\Delta(2\theta)_{\text{sys}}|$ պայմանի դեպքում (1) առնչությունից կստանանք՝

$$\Delta(2\theta) = 2\theta_e - 2\theta = \Delta(2\theta)_{\text{sys}} : \quad (2)$$

Ռենտգենյան ճառագայթման դիրքագրայուն դետեկտորների մշակումը հնարավորություն է ընձեռել կիրառելու այդ տիպի դետեկտորները ոչ միայն դիֆրակտված ալիքների գրանցման Դեբայ-Շերերի դասական ռենտգենադիֆրակտային սխեմայում (սկզբնական ռենտգենյան փունջն ընկնում է նմուշի մակերևույթին ուղղահայաց ուղղությամբ [2]), այլ նաև Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեմայում: Այն ունի մի շարք առավելություններ և կիրառվում է լաբորատոր [3] և սինքրոտրոնային [4] դիֆրակտաչափական սարքավորումներում (նկ. 1): Փոքրանկյունային տարամիտմամբ ռենտգենյան նեղ փունջն ընկնում է մուտքի հարթ մակերևույթով բազմաբյուրեղային նմուշի վրա սևեռված α անկյան տակ: Նմուշի այն բյուրեղիկները, որոնց hkl անդրադարձնող ատոմական հարթությունները դիրքորոշված են ընկնող փնջի նկատմամբ բրեզյան θ անկյան տակ, ռենտգենյան ճառագայթումն անդրադարձնում են 2θ անկյունով: Նկ. 1-ում պատկերված են տարածական տարբեր կողմնորոշումներով երկու բյուրեղիկներ, որոնք միաժամանակ անդրադարձման դիրքերում են. մի բյուրեղիկը՝ $h_1k_1l_1$, իսկ մյուսը՝ $h_2k_2l_2$ անդրադարձնող ատոմական հարթությունների նկատմամբ:

Քննարկենք նկ. 1-ում պատկերված Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեմային համապատասխանող այն ֆիզիկական գործոնները, որոնք գրանցված սպեկտրի դիֆրակտային պիկերի անկյունային դիրքերում առաջացնում են սարքային սխալ [4] (նկ. 2): Փոքր անկյունային տարամիտմամբ ռենտգենյան SO նեղ փունջը սևեռված α անկյան տակ ընկնում է հարթ մակերևույթով բազմաբյուրեղային նմուշի վրա: Նմուշից անդրադարձած բրեզյան տարբեր hkl անդրադարձումներին համապատասխանող դիֆրակտված ալիքների ուժգնության գրանցման համար օգտագործվում է դիրքագրայուն դետեկ-

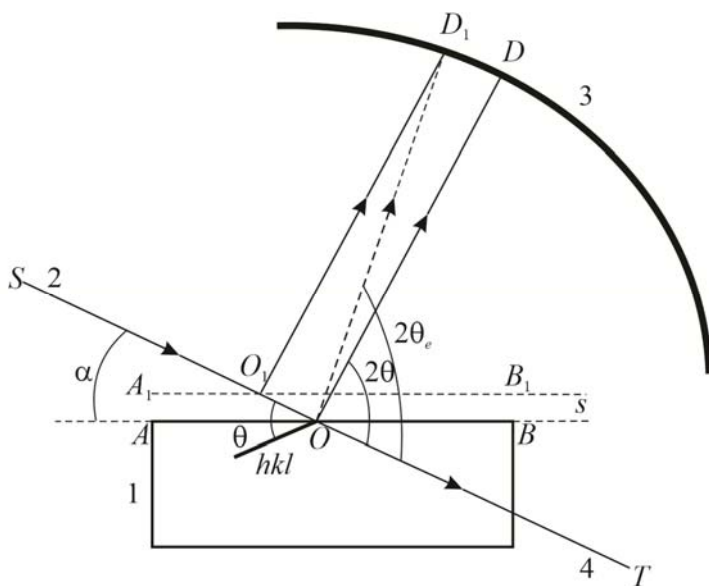


Նկ. 1. Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեման. 1. նմուշ, 2. ընկնող ռենտգենյան նեղ փունջ, 3. և 4. $h_1 k_1 l_1$ և $h_2 k_2 l_2$ անդրադարձնող ատոմական հարթություններից անդրադարձած փնջեր, 5. անցած փունջ:

տոր, որի ռենտգենազգայուն ընդունող պատուհանը դիֆրակցիայի հարթության մեջ ունի հաստատուն R շառավղով կորություն, որի O կենտրոնը նմուշի մուտքի մակերևույթի վրա է ($R = OD = OD_1$, նկ. 2):

Նկ. 2-ում պատկերված դիֆրակտաչափական սխեմայի կիրառման դեպքում (2) բանաձևով արտահայտված դիֆրակտային պիկի չափվող անկյունային դիրքի $\Delta(2\theta)_{\text{sys}}$ սարքային սխալը, ինչպես արդեն նշվել է, կարող է ունենալ երեք տիպի հիմնական ներդրումներ: Եթե SO փունջը (նկ. 2) նախապես ենթարկված է մեներանգման (մասնավորապես՝ Si կամ Ge բյուրեղ-մեներանգիչի կիրառմամբ), ապա ընկնող ռենտգենյան փնջի անկյունային տարամիտումն էապես ճնշվում է (դառնում է $10''$ անկյունային վայրկյանի կարգի մեծություն), և $\Delta(2\theta)_{\text{sys}}$ սարքային սխալում այս գործոնի ներդրումը գործնականում կարող է անտեսվել [1]: Հետևաբար, եթե ընկնող ռենտգենյան ալիքը նախապես մեներանգված է, ապա (2) հավասարման մեջ պետք է տեղադրել

$$\Delta(2\theta)_{\text{sys}} = 2\theta_e - 2\theta = \Delta(2\theta)_s + \Delta(2\theta)_t \quad (3)$$



Նկ. 2. Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման դիֆրակտաչափական սխեման. 1. նմուշ, 2. ընկնող ռենտգենյան նեղ փունջ, 3. կորաձև ընդունող պատուհանով դիրքազգայուն դետեկտոր, 4. անցած ռենտգենյան փունջ: AB -ն համապատասխանում է նմուշի մուտքի մակերևույթի ճշգրիտ դիրքին, A_1B_1 -ը՝ մակերևույթի $s=BB_1$ տեղաշարժով դեպի վեր շեղված դիրքին, OD -ն և O_1D_1 -ը նմուշի AB և A_1B_1 դիրքերին համապատասխանող hkl ատոմական հարթություններից անդրադարձած ճառագայթներն են, որոնք գրանցվում են դետեկտորի մուտքի պատուհանի D և D_1 կետերում [4]:

առնչությունը, որտեղ $\Delta(2\theta)_s$ -ը և $\Delta(2\theta)_t$ -ն սարքային սխալում այն նեղրումներն են, որոնք առաջանում են համապատասխանաբար նմուշի ճշգրիտ դիրքից շեղման և նմուշի ծավալ ռենտգենյան ճառագայթման թափանցման հետևանքով:

Հաշվարկենք (3) առնչության $\Delta(2\theta)_s$ ներդրումը՝ օգտվելով նկ. 2-ում պատկերված սխեմայից: Քանի որ AB -ն համապատասխանում է նմուշի մուտքի մակերևույթի ճշգրիտ դիրքին, երբ դետեկտորի ընդունող պատուհանի կորության O կենտրոնը մուտքի մակերևույթի

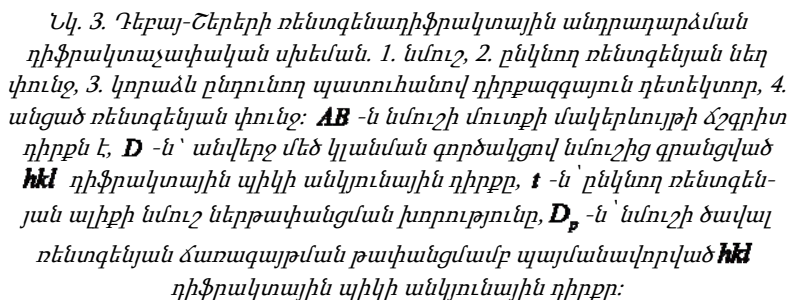
վրա է, ապա hkl անդրադարձնող ատոմական հարթություններից անդրադարձած OD ալիքը (այսինքն՝ hkl դիֆրակտային պիկի ճշգրիտ դիրքը) կգրանցվի հաշվիչի D կետում $\angle TOD = 2\theta$ անկյան տակ: Եթե նմուշի մուտքի մակերևույթը հնարավոր չի եղել ճշգրիտ դիրքավորել, և այն $s = BB_1$ -ով շեղված A_1B_1 դիրքում է, ապա ընկնող ռենտգենյան փնջի hkl անդրադարձումը տեղի կունենա մուտքի մակերևույթի մի այլ՝ O_1 կետից նույն $\angle TO_1D_1 = 2\theta$ անկյան տակ և կգրանցվի հաշվիչի D_1 կետում: Նկ. 2-ից ակնհայտ է, որ D_1 կետը չի համընկնի D կետի հետ, և hkl դիֆրակտային պիկի դիրքը սպեկտրում (այսինքն՝ հաշվիչի անկյունային սանդղակում) կգրանցվի $\angle TOD_1$ անկյան տակ, որը (3) հավասարման $2\theta_e$ անկյունն է ($\angle TOD_1 = 2\theta_e$): $\angle TOD_1$ սպեկտրային անկյունը տարբերվում է $\angle TOD$ իրական անկյունից $\angle DOD_1$ անկյունով ($\angle DOD_1 = \angle TOD_1 - \angle TOD$), որը նմուշի՝ ճշգրիտ դիրքից շեղումով պայմանավորված $\Delta(2\theta)_s$ ներդրումն է ($\angle DOD_1 = \Delta(2\theta)_s$): Նկատի ունենալով $\angle DOD_1 = \angle TOD_1 - \angle TOD$ հավասարումը և օգտվելով նկ. 2-ում պատկերված սխեմայից՝ պարզ երկրաչափական հաշվարկներից կստանանք հետևյալ առնչությունը՝

$$\Delta(2\theta)_s = \frac{s \sin 2\theta_e}{R \sin \alpha}, \quad (4)$$

որտեղ s -ը նմուշի շեղումն է ճշգրիտ դիրքից, $2\theta_e$ -ն՝ hkl դիֆրակտային պիկի անկյունային դիրքը գրանցված սպեկտրում, R -ը՝ հաշվիչի ընդունող պատուհանի կորության շառավիղը, α -ն՝ ռենգենյան փնջի անկման ուղղության և նմուշի մուտքի մակերևույթի միջև անկյունը: (4) հավասարումն արտաձելիս հաշվի է առնվել $s \ll R$ պայմանը (փորձում s -ը միկրոնների, իսկ R -ը սանտիմետրերի կարգի մեծություններ են): (4) հավասարման մեջ նմուշի մուտքի մակերևույթի ճշգրիտ դիրքից s շեղումն ընդունում է դրական արժեք, եթե այդ շեղումն ուղղված է դեպի վեր, ինչպես պատկերված է նկ. 2-ում: Այս դեպքում $\Delta(2\theta)_s$ անկյունային շեղումը (սարքային սխալը) նույնպես ընդունում է դրական արժեք, որը համապատասխանում է hkl դիֆրակտային պիկի սպեկտրային դիրքի շեղմանն իրական դիրքի նկատմամբ դեպի մեծ 2θ անկյունների

տիրույթ: Եթե նմուշի մուտքի մակերևույթը ճշգրիտ դիրքից շեղված է ուղղաձիգ դեպի ներքև, ապա (4) հավասարման մեջ s մեծությանը վերագրվում է բացասական արժեք: Այս դեպքում $\Delta(2\theta)$, անկյունային շեղումը (սարքային սխալը) նույնպես ընդունում է բացասական արժեք, որը համապատասխանում է hkl դիֆրակտային պիկի սպեկտրային դիրքի շեղմանն իրական դիրքի նկատմամբ դեպի փոքր 2θ անկյունների տիրույթ: (4) հավասարումից հետևում է, որ նմուշի ճշգրիտ դիրքի դեպքում, երբ $s = 0$, (3) հավասարման մեջ $\Delta(2\theta)$, ներդրումը զրոյանում է:

Հաշվարկենք (3) հավասարման մեջ նմուշի ծավալ ռենտգենյան ճառագայթման թափանցմամբ պայմանավորված $\Delta(2\theta)$, ներդրումը՝ ենթադրելով, որ նմուշի մուտքի AB մակերևույթը տեղադրված է ճշգրիտ դիրքում (նկ. 3-ում O կետը մուտքի AB մակերևույթի վրա է): Եթե նմուշի նյութի ռենտգենյան ճառագայթման կլանման գործակիցն անվերջ մեծ է, ապա SO փունջը նմուշի ծավալ ներթափանցելիս գործնականում ամբողջությամբ կկլանվի, անդրադառնալով միայն AB մակերևույթային շերտից: Այս դեպքում որոշակի hkl անդրադարձնող ատոմական հարթություններից անդրադարձած OD ալիքը (այսինքն՝ hkl դիֆրակտային պիկի ճշգրիտ դիրքը) կգրանցվի հաշվիչի D կետում, $\angle TOD = 2\theta$ անկյան տակ: Սակայն փորձում դա չի իրագործվում, քանի որ բոլոր նյութերն ունեն ռենտգենյան ճառագայթման կլանման վերջավոր գործակիցներ, որի հետևանքով ռենտգենյան SO փունջը մինչև լրիվ կլանվելը անկման ուղղությամբ OO' հետագծով ներթափանցում է նմուշի ծավալ որոշակի t խորությամբ ($t = AA' = BB'$): Դրանով պայմանավորված, բազմաբյուրեղային նյութի բոլոր այն բյուրեղիկները, որոնք ընկնող ռենտգենյան փնջի տարածման OO' հետագծի վրա են և ներդրում ունեն hkl անդրադարձման ուժգնության մեջ, ռենտգենյան հաշվիչի մուտքի պատուհանի DD' տեղամասում կձևավորեն համապատասխան բրեգյան դիֆրակտային պիկը, որի D_p անկյունային դիրքը (ծանրության կենտրոնը) մոտավորապես տեղակայված կլինի վերը նշված DD' տեղամասի կենտրոնում:



139

պատկերված սխեմայից՝ սարքային սխալում $\Delta(2\theta)_t$ ներդրման համար երկրաչափական հաշվարկներից կստանանք հետևյալ առնչությունը՝

$$\Delta(2\theta)_t = 2\theta_e - 2\theta = -\frac{t \sin 2\theta_e}{2R \sin \alpha}, \quad (5)$$

որտեղ t -ն ընկնող ռենտգենյան փնջի նմուշի ծավալ ներթափանցման խորությունն է: Իր հերթին, t -ն արտահայտվում է

$$t = \frac{2}{\mu [\operatorname{cosec} \alpha + \operatorname{cosec} (2\theta_e - \alpha)]} \quad (6)$$

բանաձևով [5], որտեղ μ -ն նմուշի ռենտգենյան ճառագայթման գծային կլանման գործակիցն է: Անհրաժեշտ է նշել, որ (6) բանաձևը կիրառելի է կլանման առումով անվերջ հաստ նմուշի համար (նմուշի հաստությունը τ 0,5 մմ): (5) և (6) բանաձևերից կստանանք՝

$$\Delta(2\theta)_t = -\frac{\sin 2\theta_e}{R\mu \sin \alpha [\operatorname{cosec} \alpha + \operatorname{cosec} (2\theta_e - \alpha)]}: \quad (7)$$

Կարևոր է նշել, որ սարքային սխալում (7) առնչությամբ արտահայտված $\Delta(2\theta)_t$ ներդրումը միշտ փոքր է զրոյից, որը հետևում է $\alpha < 90^\circ$ պայմանից (տես նկ. 2):

Երկու գործոնների՝ ճշգրիտ դիրքից նմուշի շեղման և նմուշի ծավալ ռենտգենյան ճառագայթման թափանցման առկայության դեպքում (3), (4) և (7) առնչություններից կստանանք սարքային սխալի հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\Delta(2\theta)_{\text{sys}} = 2\theta_e - 2\theta = \frac{s \sin 2\theta_e}{R \sin \alpha} - \frac{\sin 2\theta_e}{R\mu \sin \alpha [\operatorname{cosec} \alpha + \operatorname{cosec} (2\theta_e - \alpha)]}: \quad (8)$$

hkl անդրադարձմանը (դիֆրակտային պիկին) համապատասխանող անդրադարձնող ատոմական հարթությունների d_{hkl} միջհարթությունային հեռավորությունը և Բրեգի θ անկյունը կապված են Բրեգի հավասարումով՝

$$2d_{hkl} \sin \theta = \lambda, \quad (9)$$

որտեղ λ -ն ռենտգենյան ճառագայթման ալիքի երկարությունն է: Հետագոտվող բազմաբյուրեղային նյութի խորանարդային բյուրեղային

ցանցի դեպքում d_{hkl} պարամետրը և ցանցի a հաստատունը կապված են

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (10)$$

առնչությամբ, որտեղ h , k և l միլերյան ցուցիչներն ընդունում են ամբողջ արժեքներ:

Եթե դիֆրակտային սպեկտրում hkl դիֆրակտային պիկի 2θ անկյունային դիրքը (այսինքն՝ Բրեգի θ անկյունը) գրանցվել է առանց սարքային սխալի, ապա (9) և (10) հավասարումներից հետևում է, որ ցանցի a հաստատունի ճշգրիտ արժեքը կորոշվի

$$a = \frac{\lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \sin \theta} \quad (11)$$

առնչությամբ: Իսկ եթե hkl դիֆրակտային պիկի Բրեգի θ_e անկյունը գրանցվել է $\Delta\theta = \theta_e - \theta$ սարքային սխալով, ապա (11) հավասարումից ցանցի հաստատունի

$$a_e = \frac{\lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \sin \theta_e} \quad (12)$$

արժեքը կորոշվի $\Delta a = a_e - a$ սխալով: $\Delta\theta$ -ն և Δa -ն կապված են հետևյալ առնչությամբ՝

$$\frac{\Delta a}{a} = -\operatorname{ctg} \theta_e \Delta\theta : \quad (13)$$

Կապ հաստատենք (8) և (13) հավասարումների միջև: Այդ նպատակով (8) հավասարման մեջ սպեկտրային 2θ անկյունային սանդղակից անցնենք Բրեգի θ անկյան սանդղակին՝

$$\Delta\theta = \theta_e - \theta = \frac{s \sin 2\theta_e}{2R \sin \alpha} - \frac{\sin 2\theta_e}{2R\mu \sin \alpha [\operatorname{cosec} \alpha + \operatorname{cosec} (2\theta_e - \alpha)]} : \quad (14)$$

Որոշ ձևափոխություններից հետո, (13) և (14) հավասարումներից կստանանք՝

$$a_e = a - \left(\frac{as}{R \sin \alpha} \right) \cos^2 \theta_e + \left(\frac{a}{2\mu R} \right) \frac{\cos^2 \theta_e \sin(2\theta_e - \alpha)}{\sin \theta_e \cos(\theta_e - \alpha)} : \quad (15)$$

(15) առնչության աջ մասի երկրորդ և երրորդ անդամներն արտահայտում են ցանցի հաստատունի չափման սխալները՝ պայմանավորված ճշգրիտ դիրքից նմուշի շեղմամբ և նմուշի ծավալ ռենտգենյան ճառագայթման թափանցմամբ: (15) առնչությունից հետևում է, որ եթե հնարավոր լիներ սպեկտրում գրանցել Բրեգի $\theta_e = 90^\circ$ անկյունով դիֆրակտային պիկ, ապա չափման սխալը կհավասարվեր զրոյի, և այդ առնչությունից ուղղակիորեն կորոշվեր ցանցի հաստատունի a իրական արժեքը: Սակայն Բրեգի $\theta_e = 90^\circ$ անկյանը սպեկտրային անկյունային սանդղակում համապատասխանում է $2\theta_e = 180^\circ$ անկյունը (նկ. 2-ից ակնհայտ է, որ այս դեպքում ընկնող SO և դիֆրակտված OD փնջերը տարածականորեն վերադրվում են), որը տեխնիկապես հնարավորություն չի տալիս ռենտգենադիֆրակտաչափական լաբորատոր սարքերի կիրառմամբ գրանցել $\theta_e = 90^\circ$ բրեգյան անկյունով դիֆրակտային պիկ:

(15) առնչության երրորդ անդամը կարելի է բավարար ճշտությամբ մոտարկել $\cos^2 \theta_e$ ֆունկցիայով, եթե տեղի ունեն հետևյալ պայմանները.

$$40^\circ < \alpha < 60^\circ \quad \text{և} \quad \theta_e \approx 40^\circ : \quad (16)$$

Նշված մոտարկումն էապես պարզեցնում է (15) առնչությունը, այն է՝

$$a_e = a + K \cos^2 \theta_e , \quad (17)$$

որտեղ

$$K = \frac{a}{2\mu R} - \frac{a s}{R \sin \alpha} : \quad (18)$$

K -ն հաստատուն գործակից է և արտահայտվում է նմուշը բնորոշող a , μ , s և ռենտգենյան դիֆրակտաչափական սխեման բնորոշող α և R երկրաչափական պարամետրերով: (17) բանաձևը զծային կապ է հաստատում (12) բանաձևով որոշվող ցանցի հաստատունի a_e արժեքի և $\cos^2 \theta_e$ պարամետրի միջև: (17) առնչությունից հետևում է, որ երբ θ_e անկյունը ձգտում է 90° -ի, $\Delta a = K \cos^2 \theta_e$ սարքային սխալը ձգտում է զրոյի, և $a_e \rightarrow a$: Այսինքն՝ փորձից (դիֆրակտային սպեկտրից) որոշվող ցանցի հաստատունի a_e արժեքը ձգտում է այդ հաստատունի a իրա-

կան արժեքին: Այս սահմանային անցումն ընկած է ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդի հիմքում [1]:

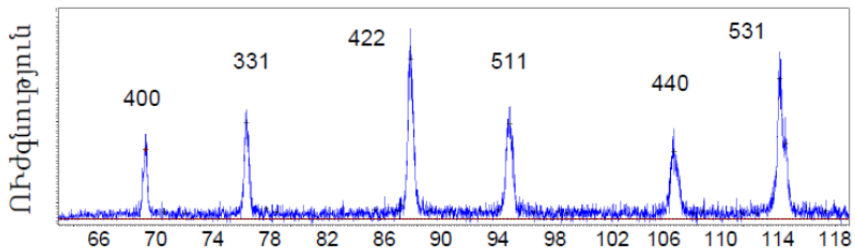
ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Այս աշխատանքում օգտագործվում է ռենտգենյան $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափը, որը նախատեսված է բազմաբյուրեղային և մանրահատիկ նյութերի (փոշիների) ռենտգենակառուցվածքային հետազոտությունների համար: $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ հետազոտվող նմուշի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրը գրանցվում է Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման նկ. 2-ում պատկերված սխեմայով՝ օգտագործելով $\theta - 2\theta$ անկյունային տեսածրման եղանակը: Հետևաբար (17) և (18) բանաձևերը կարող են օգտագործվել $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրներից նյութի ցանցի հաստատունը որոշելու նպատակով: ($M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափի աշխատանքային հանգույցների և օգտագործման ուղեցույցի մանրամասնությունների նկարագրությունը բերված է Աշխատանք 16-ում):

Այս աշխատանքում բյուրեղական ցանցի հաստատունի որոշման ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդը գրաֆիկական է և իրագործվում է հետևյալ քայլերով: Նախ՝ գրանցվում է հետազոտվող նյութի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրը: Նկատի ունենալով (17) առնչությամբ արտահայտված $a_e = f(\cos^2 \theta_e)$ գծային կախումը՝ գրաֆիկորեն կառուցվում են գրանցված սպեկտրի դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող $(\cos^2 \theta_e, a_e)$ կետերը: Այնուհետև նվազագույն քառակուսիների մեթոդի կիրառմամբ կառուցվում է $(\cos^2 \theta_e, a_e)$ կետերի գծային միջարկումային ուղիղը, որի հավասարումը նույնակա-նացվում է (17) հավասարումով տրված գծային կախման հետ: Համա-ձայն (17) հավասարման՝ միջարկումային ուղիղը հատում է օրդինատ-ների a_e առանցքը ($\cos^2 \theta_e = 0, a_e = a$) կետում, որի $a_e = a$ օրդինատը

ցանցի հաստատունի իրական արժեքն է: Այսինքն՝ իրական ցանցի հաստատունը որոշվում է $\cos^2 \theta_e = 0$, այսինքն՝ $\theta_e = 90^\circ$ պայմանից:

Նկարագրենք ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդի կիրառումը, երբ Si փոշու մասնիկների խորանարդային ցանցի հաստատունը որոշվում է MД-10 դիֆրակտաչափով գրանցված սպեկտրից: Հաշվի առնելով α և θ_e անկյունների մեծությունները սահմանափակող (16) պայմանները, Si փոշու նմուշից դիֆրակտային սպեկտրը գրանցվում է 2-րդ՝ $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ անկյունային տիրույթում MД-10 դիֆրակտաչափի այնպիսի երկրաչափական սխեմայի կիրառմամբ, երբ սկզբնական ռենտգենյան ալիքն ընկնում է նմուշի մուտքի մակերևույթին $\alpha = 58^\circ$ անկյունով (տես նկ. 2): Նկ. 4-ում բերված է $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ անկյունային տիրույթում Si բազմաբյուրեղային նմուշից գրանցված դիֆրակտային սպեկտրը, որն ընդգրկում է լավ արտահայտ-



Նկ. 4. $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ անկյունային տիրույթում Si բազմաբյուրեղային նմուշից գրանցված դիֆրակտային սպեկտրը (ռենտգենյան ճառագայթման ուժգնությունն արտահայտված է կամայական միավորներով)

ված դիֆրակտային վեց պիկ: Դրանցից $2\theta_e = 69,26^\circ$ անկյունային դիրքով գրանցված 400 դիֆրակտային պիկի Բրեգի $\theta_e = 34,63^\circ$ անկյունը չի բավարարում (16) պայմաններից երկրորդին, ուստի 400 դիֆրակտային պիկը չի ներառվում ցանցի հաստատունի որոշման համար կիրառվող ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդում: Սպեկտրում գրանցված մնացած հինգ դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող նույնականացված hkl անդրադարձման ցուցիչների, $2\theta_e$ անկյու-

նային դիրքի և Բրեգի θ_e անկյան սպեկտրային տվյալները բերված են Աղյուսակ 1-ում:

Աղյուսակ 1

Անդրադարձում hkl	$2\theta_e$ (աստ.)	θ_e (աստ.)	$\cos^2 \theta_e$	a_e (Å)
331	76,46	38,230	0,617	5,430
422	88,11	44,055	0,517	5,431
511	95,14	47,570	0,455	5,427
440	106,82	53,410	0,355	5,431
531	114,25	57,125	0,295	5,430

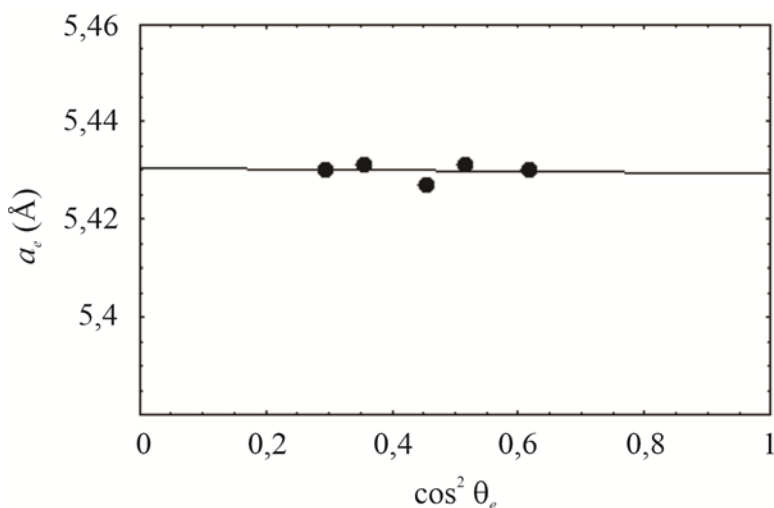
Նույն աղյուսակում տրված են նաև արտամոտարկման մեթոդի կիրառման համար անհրաժեշտ $\cos^2 \theta_e$ և a_e պարամետրերի արժեքները: Նշենք, որ Աղյուսակ 1-ում բյուրեղային ցանցի a_e հաստատունի արժեքները հաշվարկվել են (12) բանաձևով՝ տեղադրելով θ_e անկյան և hkl ցուցիչների արժեքները և փորձում կիրառված $\text{CuK}\alpha$ բնութագրական ճառագայթման $\lambda = 1,54178$ Å ալիքի երկարությունը: Աղյուսակ 1-ում բերված տվյալների օգտագործմամբ՝ նկ. 5-ում կառուցվել են $(\cos^2 \theta_e, a_e)$ կետերը և այդ կետերի գծային միջարկման ուղիղը, որի հավասարումը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$a_e = 5,43052 - 0,00115713 \cos^2 \theta_e : \quad (19)$$

(17) և (19) հավասարումների նույնականացումից որոշվում են անկյունային գործակցը՝ $K = -0,00115713$ և Si բյուրեղային ցանցի հաստատունի իրական մեծությունը՝ $a = 5,43052$ Å, որը մեծ ճշտությամբ համընկնում է գրականությունից հայտնի $a = 5,43053 \pm 0,00005$ Å [6] արժեքի հետ: K անկյունային գործակցի որոշված մեծությունը հնարավորություն է տալիս (18) առնչության միջոցով գնահատելու փորձում նմուշի մուտքի մակերևույթի s շեղումը ճշգրիտ դիրքից: (18) առնչությունից s պարամետրի համար ստացվում է

$$s = \frac{(a - 2K\mu R)\sin\alpha}{2a\mu} \quad (20)$$

արտահայտությունը, որի մեջ տեղադրելով պարամետրերի $R=10$ սմ, $K=-0,00115713$, $a=5,43052 \text{ \AA}$, $\mu=144$ սմ⁻¹ և $\alpha=58^\circ$ արժեքները, s շեղման համար կստանանք $s \approx 48$ մկմ գնահատականը: s պարամետրի դրական արժեքը նշանակում է, որ փորձում նմուշի մուտքի մակերևույթը ճշգրիտ դիրքից շեղված է եղել մոտավորապես 48 մկմ-ով դեպի վեր, ինչպես պատկերված է նկ. 2-ում: Նկ. 5-ում բերված գրաֆիկական տվյալները ստացվել են “Mathematica”-5 համակարգչային ծրագրի կիրառմամբ, որը բերված է «Հավելված» բաժնում:



Նկ. 5. Աղյուսակ 1-ում բերված տվյալներին համապատասխանող ($\cos^2 \theta_e$, a_e) կետերի և այդ կետերի գծային միջարկումային ուղղի գրաֆիկական պատկերը

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. Si փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունի որոշումը ռենտգենադիֆրակտաչափական մեթոդով

MԺ-10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ կրկնել Si փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունի որոշման «Չափող սարքի և մեթոդի նկարագրություն» բաժնում նկարագրված փորձը՝ առաջնորդվելով հետևյալ ուղեցույցով:

1.1. Կատարել Si փոշու նմուշի նախապատրաստումը, տեղադրումը և սարումը MԺ-10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ դիֆրակտային սպեկտրի գրանցման համար՝ համաձայն Աշխատանք 16-ում պարզաբանված կարգի:

1.2. Կատարել սպեկտրի գրանցում սպեկտրային 2-րդ անկյունային տիրույթում ($65^\circ < 2\theta < 120^\circ$):

1.3. Գրանցված դիֆրակտային պիկերից ընտրել (16) պայմաններին բավարարող դիֆրակտային պիկերը և դրանց վերաբերող տվյալներն ամփոփել Աղյուսակ 1-ի օրինակով:

1.4. Ստացված աղյուսակային տվյալների օգտագործմամբ կիրառել ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդը և որոշել սիլիցիումի ցանցի հաստատունը:

2. KCl փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունի որոշումը ռենտգենադիֆրակտաչափական մեթոդով

MԺ-10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ դիֆրակտային չափումներից որոշել KCl փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունը՝ առաջնորդվելով խնդիր 1-ում նշված կետերով: KCl-ի՝ փորձից որոշված ցանցի հաստատունը համեմատել գրականությունից հայտնի $a = 6,291 \text{ \AA}$ մեծության հետ:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ֆիզիկական վերլուծության ի՞նչ հնարավորություններ են տալիս բյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունի և նրա փոփոխության ճշգրիտ չափումները:

2. Բյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունի չափման դիֆրակտային մեթոդներից ո՞րն է ամենաճշգրիտը:
3. Ի՞նչ ֆիզիկական գործոններով է պայմանավորված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում գրանցված դիֆրակտային պիկի շեղումը ճշգրիտ անկյունային դիրքից:
4. Ի՞նչ ռենտգենադիֆրակտաչափական սխեմա է կիրառվում լաբորատոր աշխատանքում հետազոտվող նմուշներից ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի գրանցման համար:
5. Ի՞նչ տիպի սարքային սխալներով է պայմանավորված գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրներում դիֆրակտային պիկի շեղումն իր իրական անկյունային դիրքից:
6. Ի՞նչ ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական մեթոդ է կիրառվում լաբորատոր աշխատանքում բյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունի որոշման նպատակով: Նկարագրել այդ մեթոդը:
7. Թվարկել ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի գրանցմանն առնչվող այն ֆիզիկական պարամետրերը, որոնց միջոցով հնարավոր է փորձում գնահատել նմուշի մուտքի մակերևույթի շեղումը ճշգրիտ դիրքից:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Л. С. Зевин, Д. М. Хейкер**, Рентгеновские методы исследования строительных материалов, Изд. литер. стр., Москва, 1965.
2. **T. Straaso, J. Becker, B. B. Iversen, J. Als-Nielsen**, The Debye-Scherrer camera at synchrotron sources: a revisit, J. Synchrotron Rad. 20, 98–104 (2013).
3. **Z. Gevorkian, L. Matevosyan, K. Avjyan , V. Harutyunyan, E. Aleksanyan, Kh. Manukyan**, Determination of the complete set of optical parameters of micronsized polycrystalline $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_{3-x}\text{Cl}_x$ films from the oscillating transmittance and reflectance spectra, Mater. Res. Express 7, 016408 (2020).

4. **R. P. Haggerty, P. Sarin, J.-F. Berar, Z. D. Apostolova, W. M. Krivena**, Powder diffraction by fixed incident angle reflection using a curved position-sensitive detector, *J. Appl. Cryst.* 43, 560–569 (2010).
5. **T. Mitsunaga**, X-ray thin-film measurement techniques II. Out-of-plane diffraction measurements, *The Rigaku Journal* 25, 7-12 (2009).
6. **Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов, Л. Н. Расторгуев**, Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия, Москва, “Металлургия”, 1982, стр. 274.

ՀԱՎԵԼՎԱԾ

Ստորև բերված է “Mathematica”-5 համակարգչային ծրագրի շրջանակներում գրված այն օժանդակ ծրագիրը, որով ստացվել են նկ. 5-ում բերված գրաֆիկական կախումները: Ծրագրում օգտագործվել են Աղյուսակ 1-ում նշված պարամետրերը հետևյալ նշանակումներով՝ $2\theta_e \equiv t$, $\theta_e \equiv \theta$, $\cos^2 \theta_e \equiv p$ և $a_e \equiv a$: Ծրագրային պարամետրերի $i=1$ -ից մինչև $i=5$ ցուցիչները համապատասխանում են Աղյուսակ 1-ում բերված 331-ից մինչև 531 hkl անդրադարձումներին: ydots և yfit ֆունկցիաներով տրված են համապատասխանաբար $\{p_i, a_i\}$ կետերի բազմությունը և այդ կետերի գծային միջարկումը:

$\lambda = 1.54178$

$h1=3$

$k1=3$

$l1=1$

$h2=4$

$k2=2$

$l2=2$

$h3=5$

$k3=1$

$l3=1$

$h4=4$

$k4=4$

$l4=0$

$h5=5$

$k5=3$

$l5=1$

$t1= 76.46$

$t2= 88.11$

$$t3= 95.14$$

$$t4= 106.82$$

$$t5= 114.25$$

$$\theta1 = t1/2$$

$$\theta2 = t2/2$$

$$\theta3 = t3/2$$

$$\theta4 = t4/2$$

$$\theta5 = t5/2$$

$$p1= \text{Cos}[\theta1 \ 0.017453]^2$$

$$p2= \text{Cos}[\theta2 \ 0.017453]^2$$

$$p3= \text{Cos}[\theta3 \ 0.017453]^2$$

$$p4= \text{Cos}[\theta4 \ 0.017453]^2$$

$$p5= \text{Cos}[\theta5 \ 0.017453]^2$$

$$a1= ((h1^2+k1^2+l1^2)^{0.5} \ \lambda)/(2 \text{Sin}[\theta1 \ 0.017453])$$

$$a2= ((h2^2+k2^2+l2^2)^{0.5} \ \lambda)/(2 \text{Sin}[\theta2 \ 0.017453])$$

$$a3= ((h3^2+k3^2+l3^2)^{0.5} \ \lambda)/(2 \text{Sin}[\theta3 \ 0.017453])$$

$$a4= ((h4^2+k4^2+l4^2)^{0.5} \ \lambda)/(2 \text{Sin}[\theta4 \ 0.017453])$$

$$a5= ((h5^2+k5^2+l5^2)^{0.5} \ \lambda)/(2 \text{Sin}[\theta5 \ 0.017453])$$

$$\text{ydots}=\text{ListPlot}[\{\{p1,a1\},\{p2,a2\},\{p3,a3\},\{p4,a4\},\{p5,a5\}\},$$

$$\text{PlotStyle} \rightarrow \text{PointSize}[0.026], \text{PlotRange} \rightarrow \{5.38, 5.48\},$$

$$\text{AxesOrigin} \rightarrow \{0, 5.38\}, \text{TextStyle} \rightarrow \{\text{FontFamily} \rightarrow \text{"Times"}, \text{FontSize} \rightarrow 15\},$$

$$\text{Frame} \rightarrow \text{True}]$$

$$\text{yfit}=\text{Fit}[\{\{p1,a1\},\{p2,a2\},\{p3,a3\},\{p4,a4\},\{p5,a5\}\},\{1,x\}, x]$$

$$y=\text{Plot}[\text{yfit},\{x,0,1.2\}, \text{PlotRange} \rightarrow \{5.38, 5.48\},$$

$$\text{AxesOrigin} \rightarrow \{0, 5.38\}, \text{TextStyle} \rightarrow \{\text{FontFamily} \rightarrow \text{"Times"}, \text{FontSize} \rightarrow 15\},$$

$$\text{Frame} \rightarrow \text{True}]$$

Show[ydots, y]

1.54178

3

3

1

4

2

2

5

1

1

4

4

0

5

3

1

76.46

88.11

95.14

106.82

114.25

38.23

44.055

47.57

53.41

57.125

0.617073

0.516503

0.455219

0.355332

0.294656

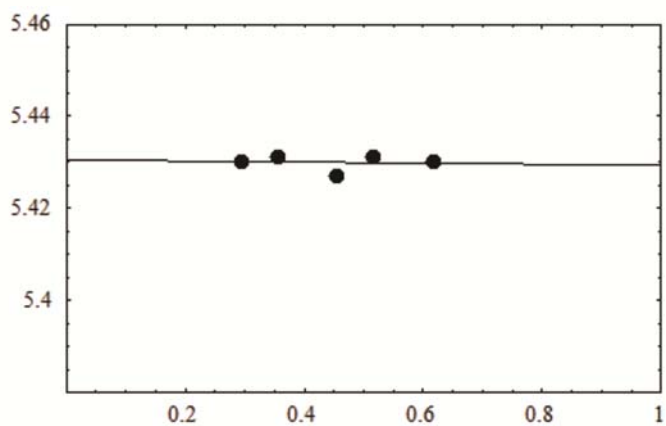
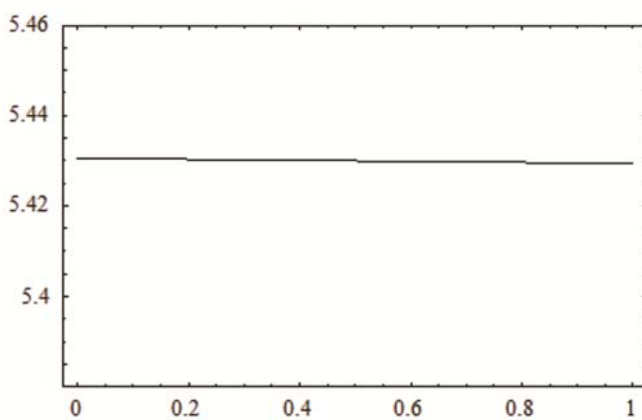
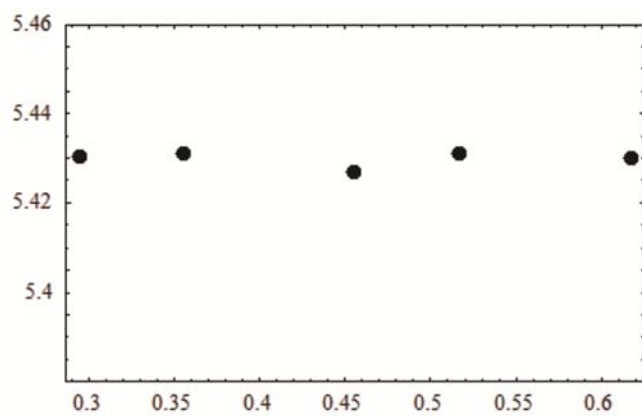
5.43014

5.43127

5.42704

5.43124

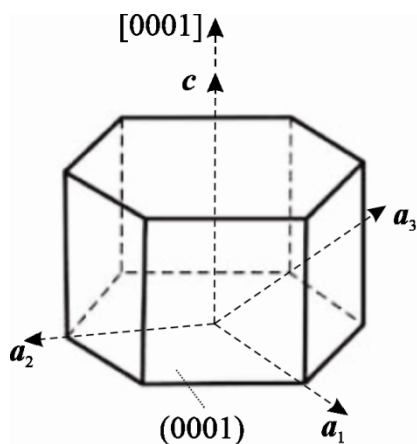
5.43033



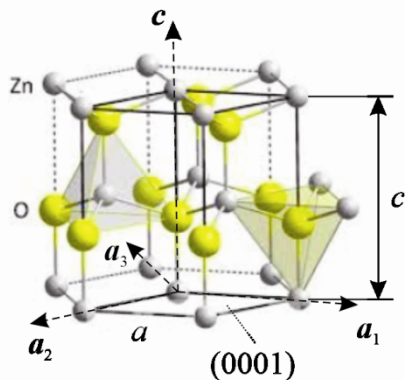
ԱՇԽԱՏԱՆՔ 19

ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՆՅՈՒԹԻ ԲՅՈՒՐԵՂԻԿՆԵՐԻ ՎԵՑԱՆԿՅՈՒՆ ՑԱՆՑԻ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆԱՐԴԻՖՐԱԿՏԱՅԻՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես հայտնի է, խորանարդային բյուրեղային կառուցվածքը բնութագրվում է տարածական երեք առանցքների ուղղությամբ ցանցի միևնույն հաստատունով ($a = b = c$) և այդ առանցքների փոխուղղահայացությամբ ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$): Վեցանկյուն (հեքագոնալ) բյուրեղային ցանցում ցանցի հաստատունների միջև տեղի ունի $a = b \neq c$ առնչությունը, իսկ ցանցում ատոմային հարթությունները բնութագրելու համար երեքի փոխարեն օգտագործում են չորս թիվ՝ ($hkil$) (Միլեր-Բրավեի ցուցիչներ), ընդ որում՝ $i = -(h+k)$: Ցուցիչներից առաջին երեքը (hki) համապատասխանում են վեցանիստ հիմքի հարթության մեջ ընկած և իրար հետ 120° անկյուն կազմող, a_1 , a_2 և a_3 վեկտորներով ուղղված առանցքներից կտրած հատվածներին ($|a_1| = |a_2| = |a_3|$), իսկ չորրորդը՝ l -ը՝ c -առանցքի վրա կտրված հատվածին՝ արտահայտված այդ ուղղությամբ ցանցի հաստատունով: Նկ. 1. ա-ում սխեմատիկորեն պատկերված են վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի բյուրեղագրական առանցքները՝ a_1 -ը, a_2 -ը և a_3 համագոր առանցքը, որոնք ընկած են (0001) բյուրեղագրական հարթության մեջ, ինչպես նաև c առանցքը, որը զուգահեռ է [0001] բյուրեղագրական ուղղությանը: a_1 , a_2 և a_3 առանցքների միջև անկյունների հավասարությունը (120°), պայմանավորում է c առանցքի նկատմամբ a_1 , a_2 և a_3 առանցքների դրական և բացասական ողղությունների կողմնորոշման 6-րդ կարգի համաչափությունը: Նկ. 1. բ-ում սխեմատիկորեն պատկերված է վեցանկյուն բյուրեղային ցանց ունեցող ZnO միացության մեջ ցինկի և թթվածնի ատոմների տարածական դասավորությունը բյուրեղագրական առանցքների



ա



բ

Նկ. 1. ա. Վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի բյուրեղագրական առանցքները. բ. ZnO միացության ցինկի և թթվածնի ատոմների տարածական դասավորությունը a_1 ,

a_2 , a_3 և c բյուրեղագրական առանցքների նկատմամբ

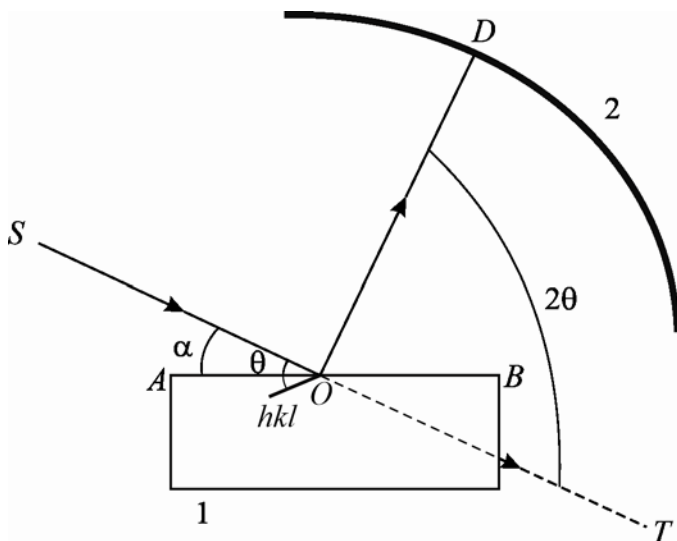
նկատմամբ, ինչպես նաև a_1 , a_2 և a_3 առանցքների երկայնքով ցանցի a հաստատունը և c -առանցքի երկայնքով՝ ցանցի c հաստատունը: Նկ. 1-ում պատկերված վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի առանցքներով կարող է արտահայտվել նաև եռանկյուն բյուրեղային ցանց ունեցող միացությունների (օրինակ՝ $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\text{Ca}(\text{OH})_2$ և $\text{Mg}(\text{OH})_2$) ատոմների տարածական դասավորությունը [1]: Դա հնարավորություն է ընձեռում արտահայտելու և նույնականացնելու եռանկյուն բյուրեղային ցանցի ատոմական հարթությունները՝ օգտագործելով վեցանկյուն ցանցի Միլեր-Բրավեի ցուցիչների քառյակը, որը մասնավորապես նպատակահարմար է, երբ նույնականացվում և համեմատվում են վեցանկյուն և եռանկյուն բյուրեղային ցանց ունեցող միացություններից գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի դիֆրակտային պիկերը: Այդպիսի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի օրինակ կարող է ծառայել եռանկյուն բյուրեղային ցանց ունեցող $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ տակդիրից և այդ տակդիրի վրա աճեցված վեցանկյուն բյուրեղային ցանց ունեցող GaN էպիտաքսալին թաղանթից գրանցված սպեկտրը:

Բազմաբյուրեղային նյութի (փոշի, մակերևութային ծածկույթ, էպիտաքսային թաղանթ) բյուրեղային ցանցի հաստատունների փորձառարական որոշումն անհրաժեշտ է առաջին հերթին դրա բյուրեղային կառուցվածքի հուսալի նույնականացման համար, ինչպես նաև ցանցում առկա դեֆորմացիաների և կետային արատների խտության որոշման նպատակով: Տարբեր տիպի ցանցերի, մասնավորապես վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի հաստատունները հնարավոր է որոշել գրաֆիկական արտամոտարկման [2], Կոհենի [3] և Ռիետվելդի [4] ռենտգենադիֆրակտային մեթոդներով: Նշված մեթոդներից գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդը պարզագույնն է և լայնորեն կիրառվում է նյութագիտական ռենտգենադիֆրակտային հետազոտություններում: Հայտնի է [5,6], որ ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդի կիրառմամբ հնարավոր է մեծ ճշտությամբ որոշել բազմաբյուրեղային նյութի բյուրեղիկների վեցանկյուն ցանցի հաստատունները:

Այս աշխատանքում կծանոթանանք վեցանկյուն բյուրեղային ցանցով բազմաբյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունների որոշման նպատակով ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական արտամոտարկումային մեթոդի կիրառմանը: Որպես հետազոտվող նմուշներ աշխատանքում օգտագործվում են կորունդի ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) և ցինկի օքսիդի (ZnO) փոշիներ:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Աշխատանք 19-ում նկարագրված է բազմաբյուրեղային նյութի բյուրեղների խորանարդային ցանցի հաստատունի որոշումը ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդի կիրառմամբ: Այդ աշխատանքի փորձառարական չափումներում կիրառվել է Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեման՝ օգտագործելով MД-10 դիֆրակտաչափը (նկ. 2):



Նկ.2. Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման դիֆրակտաչափական սխեման, որն օգտագործվում է ՄՃ-10 դիֆրակտաչափում:

1. նմուշ, SO. նմուշի AB մուտքի մակերևույթին α անկյունով ընկնող ռենտգենյան նեղ փունջ, OT. անցած ռենտգենյան ալիք, OD. **hkl** ատոմական հարթություններից Բրեգի θ անկյունով անդրադարձած ալիք, 2. Կորածն ընդունող պատուհանով դիրքագրայուն դետեկտոր, **D**. **hkl** անդրադարձման դիֆրակտային պիկի դետեկտորով գրանցված 2θ սպեկտրային անկյունային դիրքը: O կետը դետեկտորի ընդունող պատուհանի կորույթյան կենտրոնն է AB մակերևույթի վրա:

Դեբայ-Շերերի ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեման և գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդը կարող են կիրառվել նաև վեցանկյուն բյուրեղային ցանցով բազմաբյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունների ռենտգենադիֆրակտաչափական որոշման նպատակով: Նկարագրենք բազմաբյուրեղային նյութի բյուրեղիկների վեցանկյուն ցանցի հաստատունների որոշման նպատակով գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդի կիրառման տեսական մոտեցումը նկ. 2-ում պատկերված ռենտգենադիֆրակտաչափական սխեմայի դեպքում:

1. Բյուրեղային ցանցի a հաստատունի որոշումը

hkl անդրադարձմանը (դիֆրակտային պիկին) համապատասխանող անդրադարձնող ատոմական հարթությունների d_{hkl} միջհարթությունային հեռավորությունը և Բրեգի θ անկյունը կապված են Բրեգի հավասարումով՝

$$2d_{hkl} \sin \theta = \lambda, \quad (1)$$

որտեղ λ -ն ռենտգենյան ճառագայթման ալիքի երկարությունն է: Եթե գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում դիֆրակտային պիկի θ անկյունը գրանցված է $\Delta\theta = \theta_e - \theta$ սարքային սխալով, ապա (1) հավասարումից հաշվարկվող d_{hkl} պարամետրը նույնպես կորոշվի որոշակի $\Delta d_{hkl} = d_{hkl,e} - d_{hkl}$ սարքային սխալով, որը $\Delta\theta$ մեծության հետ կապված է

$$\frac{\Delta d_{hkl}}{d_{hkl}} = -\operatorname{ctg} \theta_e \Delta\theta \quad (2)$$

առնչությամբ, որտեղ θ -ն և d_{hkl} -ն դիֆրակտային պիկի Բրեգի անկյան և անդրադարձնող ատոմական հարթությունների միջհարթությունային հեռավորության ճշգրիտ արժեքներն են, իսկ θ_e -ն և $d_{hkl,e}$ -ն՝ փորձում (այսինքն՝ դիֆրակտային սպեկտրից) այդ պարամետրերի համար ստացված արժեքները:

Հետագուստվող բազմաբյուրեղային նյութի բյուրեղիկների վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի դեպքում d_{hkl} պարամետրը և ցանցի a և c հաստատունները կապված են

$$d_{hkl} = \left(\frac{(4/3)m}{a^2} + \frac{l^2}{c^2} \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

առնչությամբ, որտեղ

$$m = h^2 + hk + k^2, \quad (4)$$

h -ը, k -ն և l -ը միլեյան ցուցիչներն են: (3) հավասարումից հետևում է

$$\frac{\Delta d_{hkl}}{d_{hkl}} = \frac{(4/3)m}{a^3 c^{-2} l^2 + (4/3) a m} \Delta a + \frac{l^2}{c l^2 + (4/3) a^{-2} c^3 m} \Delta c \quad (5)$$

առնչությունը, որը Δd_{hkl} սարքային սխալը կապում է ցանցի a և c հաստատունների որոշման $\Delta a = a_e - a$ և $\Delta c = c_e - c$ սարքային սխալների հետ. a -ն և c -ն այդ հաստատունների իրական, իսկ a_e -ն և c_e -ն՝ փորձում չափված արժեքներն են:

Դիտարկենք սպեկտրում գրանցված $hk0$ տիպի (այսինքն՝ $l=0$ ցուցիչով) դիֆրակտային պիկերը, որոնց սպեկտրային տվյալներից հնարավոր է ուղղակիորեն որոշել վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի a հաստատունի իրական արժեքը՝ կիրառելով գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդը: $l=0$ ցուցիչով դիֆրակտային պիկերի դեպքում (3) հավասարումից հետևում է, որ

$$d_{hk0} = \frac{a}{\sqrt{(4/3)m}}, \quad (6)$$

համաձայն որի՝ $hk0$ տիպի դիֆրակտային պիկերի համար d_{hk0} պարամետրը կախված է միայն ցանցի a հաստատունից: (1) և (6) առնչություններից ստացվում է

$$a_e = \frac{(m/3)^{1/2} \lambda}{\sin \theta_e} \quad (7)$$

Բանաձևը, որտեղ ցանցի a հաստատունի և θ անկյան “ e ” ցուցիչը ցույց է տալիս, որ ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում գրանցված Բրեգի θ_e անկյան միջոցով հնարավոր է որոշել ցանցի a հաստատունի a_e փորձարարական արժեքը: $hk0$ տիպի դիֆրակտային պիկերի դեպքում (5) հավասարումից $l=0$ դեպքում հետևում է մի այլ կարևոր առնչություն՝

$$\frac{\Delta d_{hk0}}{d_{hk0}} = \frac{\Delta a}{a} : \quad (8)$$

(2), (8) և $\Delta a_e = a_e - a$ առնչություններից հետևում է, որ

$$a_e = a - a \operatorname{ctg} \theta_e \Delta \theta : \quad (9)$$

Աշխատանք 19-ում հիմնավորված է, որ նկ. 2-ում պատկերված ռենտգենադիֆրակտաչափական սխեմայի դեպքում Բրեգի անկյան $\Delta \theta$ սարքային սխալը պայմանավորված է երկու գործոններով՝ ճշգրիտ դիրքից

նմուշի շեղմամբ և նմուշի ծավալ ռենտգենյան ճառագայթման թափանցմամբ: Յույց է տրված նաև, որ եթե

$$40^\circ < \alpha < 60^\circ \quad \text{և} \quad \theta_e \approx 40^\circ, \quad (10)$$

ապա (9) առնչությունը բավարար ճշտությամբ կարել է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$a_e = a + K \cos^2 \theta_e, \quad (11)$$

որտեղ

$$K = \frac{a}{2\mu R} - \frac{as}{R \sin \alpha}, \quad (12)$$

s -ը նմուշի AB մուտքի մակերևույթի շեղումն է ճշգրիտ դիրքից (նկ. 2), R -ը՝ հաշվիչի ընդունող պատուհանի կորության շառավիղը (նկ. 2-ում $R = OD$), α -ն՝ ռենգենյան փնջի անկման ուղղության և նմուշի մուտքի մակերևույթի միջև անկյունը (նկ. 2), μ -ն՝ նմուշի ռենտգենյան ճառագայթման գծային կլանման գործակիցը: (11) առնչությունում K -ն հաստատուն գործակից է և (12) առնչության համաձայն՝ արտահայտվում է նմուշի a , μ , s և ռենտգենյան դիֆրակտաչափական սխեման բնորոշող α և R պարամետրերով: (11) առնչությունը գծային կապ է հաստատում (7) բանաձևից որոշվող ցանցի հաստատունի a_e արժեքի և $\cos^2 \theta_e$ պարամետրի միջև: (11) առնչությունից հետևում է, որ երբ θ_e անկյունը ձգտում է 90° -ի, $\Delta a = K \cos^2 \theta_e$ սարքային սխալը ձգտում է զրոյի, և $a_e \rightarrow a$: Այսինքն՝ փորձից (դիֆրակտային սպեկտրից) որոշվող ցանցի հաստատունի a_e արժեքը ձգտում է այդ հաստատունի a իրական արժեքին: Այս սահմանային անցումն ընկած է ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդի հիմքում [1]: Այդ մեթոդը գրաֆիկական է և տվյալ դեպքում իրագործվում է հետևյալ քայլերով: Նախ՝ գրանցվում է հետազոտվող նյութի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրը: Նկատի ունենալով (11) առնչությամբ արտահայտված $a_e = f(\cos^2 \theta_e)$ գծային կախումը՝ գրաֆիկորեն կառուցվում են գրանցված սպեկտրի hko դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող $(\cos^2 \theta_e, a_e)$ կետերը: Այնուհետև նվազագույն քառակուսիների մեթոդի կիրառմամբ կառուցվում է

$(\cos^2 \theta_e, a_e)$ կետերի գծային միջարկումային ուղիղը, որի հավասարումը նույնականացվում է (11) հավասարումով տրված գծային կախման հետ: Համաձայն (11) հավասարման՝ միջարկումային ուղիղը հատում է օրդինատների a_e առանցքը ($\cos^2 \theta_e = 0, a_e = a$) կետում, որի $a_e = a$ օրդինատը ցանցի հաստատունի իրական արժեքն է: Այսինքն՝ իրական ցանցի հաստատունը որոշվում է $\cos^2 \theta_e = 0$, այն է՝ $\theta_e = 90^\circ$ պայմանից:

2. Բյուրեղային ցանցի c հաստատունի որոշումը

Դիտարկենք սպեկտրում գրանցված $00l$ տիպի դիֆրակտային պիկերը: (3) և (4) հավասարումներից $h = 0$ և $k = 0$ դեպքում ստացվում է հետևյալ առնչությունը՝

$$d_{00l} = \frac{c}{l}, \quad (13)$$

համաձայն որի $00l$ տիպի դիֆրակտային պիկերի համար անդրադարձնող ատոմական հարթությունների d_{00l} միջհարթությունային հեռավորությունը կախված է միայն ցանցի c հաստատունից: (1) և (13) առնչություններից ստացվում է

$$c_e = \frac{l \lambda}{2 \sin \theta_e} \quad (14)$$

Բանաձևը, որտեղ ցանցի c հաստատունի և θ անկյան “ e ” ցուցիչը ցույց է տալիս, որ ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում գրանցված Բրեգի θ_e անկյան միջոցով հնարավոր է որոշել ցանցի c հաստատունի c_e փորձարարական արժեքը: $00l$ տիպի դիֆրակտային պիկերի դեպքում (5) հավասարումից հետևում է

$$\frac{\Delta d_{00l}}{d_{00l}} = \frac{\Delta c}{c} \quad (15)$$

առնչությունը: (2), (15) և $\Delta c_e = c_e - c$ առնչություններից հետևում է

$$c_e = c - c \operatorname{ctg} \theta_e \Delta \theta \quad (16)$$

արտահայտությունը, որն իր հերթին հանգում է

$$c_e = c + K \cos^2 \theta_e \quad (17)$$

առնչությանը, որտեղ

$$K = \frac{c}{2\mu R} - \frac{cs}{R \sin \alpha} : \quad (18)$$

(17) առնչությունը հետևում է (16) առնչությունից նույն հիմնավորմամբ, ինչ հիմնավորմամբ որ (9) առնչությունից բխում է (11) առնչությունը: Ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդի կիրառումը (17) առնչության և ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում գրանցված $00l$ տիպի դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող $(\cos^2 \theta_e, c_e)$ տվյալների օգտագործմամբ (c_e -ն հաշվարկվում է (14) բանաձևից) հնարավորություն է ընձեռում որոշելու վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի c հաստատունի իրական արժեքը:

Սակայն շատ դեպքերում բազմաբյուրեղային նյութից գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում $00l$ տիպի դիֆրակտային պիկերի փոքր ուժգնությունը հնարավորություն չի ընձեռում բավարար ճշտությամբ որոշելու այդ դիֆրակտային պիկերի սպեկտրային անկյունային դիրքերը և c հաստատունի արժեքը: Վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ այս դեպքում c հաստատունի որոշումը ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդի կիրառմամբ նպատակահարմար է իրագործել այն hkl դիֆրակտային պիկերի օգտագործմամբ, որոնց միլերյան ցուցիչները բավարարում են

$$l^2 \gg m \quad (19)$$

պայմանին, որտեղ m -ը տրված է (4) առնչությամբ: Ենթադրելով, որ a հաստատունի իրական արժեքը որոշված է, (5) առնչությունից և (19) պայմանից հետևում է բավարար ճշտությամբ կատարվող

$$\frac{\Delta d_{hkl}}{d_{hkl}} \approx \frac{\Delta c}{c} \quad (20)$$

մոտարկումը: (1) և (3) առնչություններից ստացվում է

$$c_e = \frac{0,5 l}{(\lambda^{-2} \sin^2 \theta_e - (m/3)a^{-2})^{1/2}} \quad (21)$$

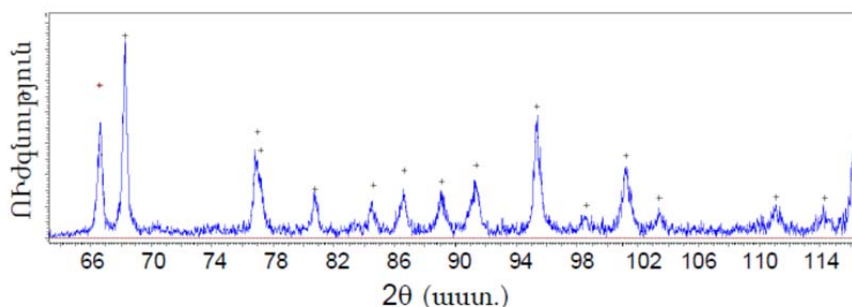
արտահայտությունը: (2) և (20) առնչություններից հետևում է, որ քննարկվող դեպքում նույնպես (17) և (18) արտահայտությունները մնում են ուժի մեջ: Ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդի կիրառումը (17) առնչության և ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրում գրանցված (19) պայմանին բավարարող hkl դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող ($\cos^2 \theta_e, c_e$) տվյալների օգտագործմամբ (c_e -ն հաշվարկվում է (21) արտահայտությունից), հնարավորություն է ընձեռում որոշելու վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի c հաստատունի իրական արժեքը:

ՉԱՓՈՂ ՄԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Այս աշխատանքում օգտագործվում է ռենտգենյան $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափը, որը նախատեսված է բազմաբյուրեղային և մանրահատիկ նյութերի (փոշիների) ռենտգենակառուցվածքային հետազոտությունների համար: $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ հետազոտվող նմուշի ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրը գրանցվում է Դեբայ-Շերերի՝ նկ. 2-ում պատկերված ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեմայով ($M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափի աշխատանքային հանգույցների և օգտագործման ուղեցույցի մանրամասնությունների նկարագրությունը բերված է Աշխատանք 16-ում):

Նկարագրենք ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդի կիրառումը, երբ կորունդի ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) փոշու մասնիկների ցանցի հաստատունները որոշվում են $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափով գրանցված սպեկտրից: Հաշվի առնելով α և θ_e անկյունների մեծությունները սահմանափակող (10) պայմանները, $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ փոշու նմուշից դիֆրակտային սպեկտրը գրանցված է 2-րդ՝ $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ անկյունային տիրույթում: Այդ անկյունային տիրույթում ընդգրկված դիֆրակտային սպեկտրը գրանցվում է $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափի այնպիսի երկրաչափական սխեմայի կիրառմամբ, երբ սկզբնական ռենտգենյան ալիքն ընկնում է նմուշի մուտքի մակերևույթին $\alpha = 58^\circ$ անկյունով (նկ. 2): Նկ.

3-ում բերված է $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ անկյունային տիրույթում $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ բազմաբյուրեղային նմուշից գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրը, որն ունի լավ արտահայտված դիֆրակտային պիկեր: Դրանց $2\theta_e$ սպեկտրային անկյունային դիրքերը և նույնականացված hkl միլերյան ցուցիչները տրված են Հավելված 1-ում, որտեղ աղյուսակում նշված hkl միլերյան ցուցիչները նույնականացվել են սպեկտրում Հավելված 2-ում բերված գրականությունից հայտնի աղյուսակային տվյալների [7] հետ համեմատության արդյունքում:



Նկ. 3. $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ անկյունային տիրույթում $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ բազմաբյուրեղային նմուշից գրանցված դիֆրակտային սպեկտրը (ռենտգենյան ճառագայթման ուժգնությունն արտահայտված է կամայական միավորներով)

$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ փոշու բյուրեղային ցանցի հաստատունների որոշումը ռենտգենադիֆրակտային արտամոտարկման մեթոդի կիրառմամբ սկսենք ցանցի a հաստատունի որոշումից: Այդ նպատակով կարող են օգտագործվել սպեկտրում գրանցված $hk0$ տիպի (այսինքն՝ $l=0$ ցուցիչով) դիֆրակտային պիկերի սպեկտրային տվյալները: Օգտվելով Հավելված 1-ի աղյուսակային տվյալներից՝ Աղյուսակ 1-ում բերված են (10) պայմաններից երկրորդին բավարարող $hk0$ տիպի դիֆրակտային պիկերի (տես խումբ 1) սպեկտրային տվյալները՝ նույնականացված $hk0$ միլերյան ցուցիչները և $2\theta_e$ անկյունային դիրքերը:

Աղյուսակ 1

Անդրադարձում hkl	$2\theta_e$ (աստ.)	θ_e (աստ.)	$\cos^2 \theta_e$	Ցանցի հաստատուն ($\text{\AA}$)
Խումբ 1				a_e
300	68,28	34,140	0,685	4,75856
220	80,78	40,390	0,580	4,75893
410	118,01	59,005	0,265	4,75888
Խումբ 2				c_e
10.10	76,99	38,495	0,613	12,986
119	77,21	38,605	0,611	13,012
02.10	89,10	44,550	0,508	12,991
21.10	101,20	50,600	0,403	12,991
229	114,31	57,155	0,294	12,975
01.14	116,70	58,350	0,275	12,996

Աղյուսակ 1-ում ամփոփված են նաև արտամոտարկման մեթոդի կիրառման համար անհրաժեշտ θ_e , $\cos^2 \theta_e$ և a_e պարամետրերի համապատասխան արժեքները: Նշենք, որ բյուրեղային ցանցի a_e հաստատունի արժեքները հաշվարկվել են (7) բանաձևով՝ տեղադրելով θ_e անկյան և $hk0$ ցուցիչների արժեքները և փորձում կիրառված $\text{CuK}\alpha$ բնութագրական ճառագայթման $\lambda = 1,54178 \text{ \AA}$ ալիքի երկարությունը:

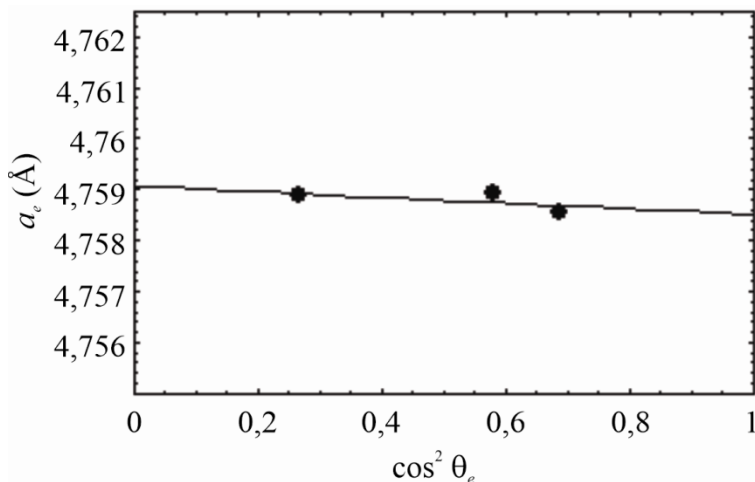
Նկ. 4-ում Աղյուսակ 1-ում բերված $hk0$ դիֆրակտային պիկերի տվյալների օգտագործմամբ կառուցվել են ($\cos^2 \theta_e$, a_e) կետերը և այդ կետերի գծային միջարկման ուղիղը, որի հավասարումն է՝

$$a_e = 4,75907 - 0,000543557 \cos^2 \theta_e : \quad (22)$$

(11) և (22) հավասարումների նույնականացումից որոշվում են անկյունային գործակիցը՝ $K \approx -0,000544$ և $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ բյուրեղային ցանցի a հաստատունի իրական մեծությունը՝ $a = 4,759 \text{ \AA}$, որը համընկնում է գրականությունից հայտնի արժեքի հետ (Հավելված 2):

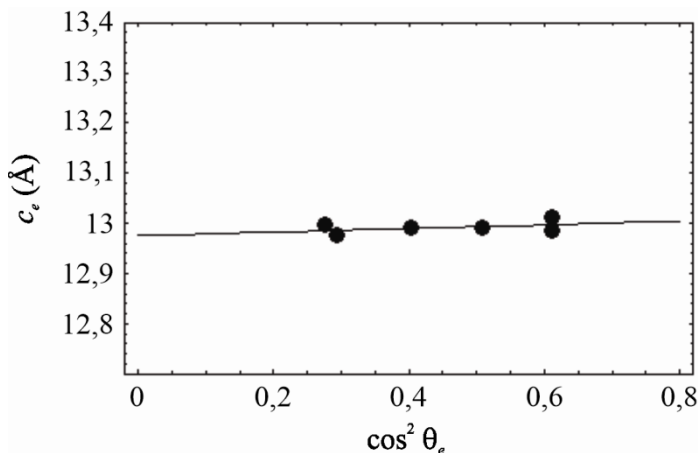
Նկ. 4-ում բերված գրաֆիկական տվյալներն ստացվել են “Mathematica-5” համակարգչային ծրագրի կիրառմամբ (Հավելված 3):

Այժմ սպեկտրային տվյալներից որոշենք c հաստատունի իրական մեծությունը: Գրանցված սպեկտրում $00l$ տիպի դիֆրակտային պիկերը բացակայում են, ուստի c հաստատունի որոշման համար օգտագործվում են (19) պայմանին բավարարող hkl միլերյան ցուցիչներով դիֆրակտային պիկերի սպեկտրային տվյալները: Օգտվելով Հավելված 1-ի



Նկ. 4. **hkl** դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող **$(\cos^2 \theta_e, a_c)$** կետերի և այդ կետերի գծային միջարկումային ուղղի գրաֆիկական պատկերը

աղյուսակային տվյալներից՝ Աղյուսակ 1-ում բերված են այդ դիֆրակտային պիկերի hkl միլերյան ցուցիչները (դիֆրակտային պիկերի խումբ 2) և $2\theta_e$, θ_e , $\cos^2 \theta_e$, c_e պարամետրերի արժեքները, ընդ որում, ցանցի c հաստատունի c_e փորձարարական արժեքները հաշվարկված են (21) բանաձևով, օգտագործելով a հաստատունի որոշված $a = 4,759$ Å իրական մեծությունը: Աղյուսակ 1-ի խումբ 2-ի դիֆրակտային պիկերի տվյալների օգտագործմամբ նկ. 5-ում կառուցվել են $(\cos^2 \theta_e, c_e)$ կետերը և այդ կետերի գծային միջարկման ուղիղը, որի հավասարումն է՝



Նկ. 5. $(\cos^2 \theta_e, c_e)$ կետերի և այդ կետերի զծային միջարկումային ուղղի գրաֆիկական պատկերը

$$c_e = 12,9753 + 0,0362119 \cos^2 \theta_e : \quad (23)$$

(17) և (23) հավասարումների նույնականացումից որոշվում են անկյունային գործակիցը՝ $K \approx -0,036212$ և $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ բյուրեղային ցանցի c հաստատունի իրական մեծությունը՝ $c = 12,975 \text{ \AA}$, որը $-0,13\%$ հարաբերական սխալով տարբերվում է այդ հաստատունի՝ զրականությունից հայտնի $c = 12,992 \text{ \AA}$ արժեքից (Հավելված 2): Նկ. 5-ում բերված գրաֆիկական տվյալները նույնպես ստացվել են “Mathematica-5” համակարգչային ծրագրի կիրառմամբ, որը ցանցի a հաստատունի որոշման Հավելված 3-ում բերված ծրագրի նմանակն է:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳ

1. $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ փոշու մասնիկների բյուրեղական ցանցի հաստատունների ռենտգենադիֆրակտաչափական որոշում

MD-10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ կրկնել $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունների որոշման «Չափող սար-

քի և մեթոդի նկարագրություն» բաժնում նկարագրված փորձը, առաջնորդվելով հետևյալ ուղեցույցով:

1.1. Կատարել $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ փոշու նմուշի նախապատրաստումը, տեղադրումը և սարումը՝ MD-10 դիֆրակտաչափի կիրառմամբ դիֆրակտային սպեկտրի գրանցման Աշխատանք 16-ում պարզաբանված կարգի համաձայն:

1.2. Կատարել սպեկտրի գրանցում սպեկտրային 2-րդ անկյունային տիրություն ($65^\circ < 2\theta < 120^\circ$), սպեկտրում գրանցված դիֆրակտային պիկերին համապատասխանող hkl միլերյան ցուցիչների նույնականացում և սպեկտրային տվյալների աղյուսակային ամփոփում Հավելված 1-ի աղյուսակի օրինակով:

1.3. Աղյուսակ 1-ի օրինակով կատարել գրանցված դիֆրակտային պիկերից այն պիկերի ընտրությունը և խմբավորումը, որոնք օգտագործվում են $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ բյուրեղային ցանցի a և c հաստատունների որոշման համար:

1.4. Ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական արտամոտարկման մեթոդի կիրառմամբ որոշել ցանցի հաստատունները՝ առաջնորդվելով տեսական մասում շարադրված պարզաբանումներով:

2. ZnO փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունների ռենտգենադիֆրակտաչափական որոշում

MD-10 դիֆրակտաչափով կատարված ռենտգենադիֆրակտային չափումներից որոշել ZnO փոշու մասնիկների բյուրեղային ցանցի հաստատունները՝ առաջնորդվելով «Աշխատանքի կատարման կարգ» բաժնում նշված կետերով: ZnO -ի ցանցի՝ փորձից որոշված ցանցի հաստատունները համեմատել գրականությունից հայտնի [7] արժեքների հետ (Հավելված 4):

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ կարգի համաչափություն ունի վեցանկյուն բյուրեղային ցանցը:

2. Ի՞նչ հաստատուններով է բնորոշվում վեցանկյուն բյուրեղային ցանցի ատոմների տարածական պարբերական դասավորությունը:
3. Ո՞ր ռենտգենադիֆրակտային անդրադարձման սխեման է օգտագործվում $M\bar{D}$ -10 դիֆրակտաչափում:
4. Ի՞նչ տիպի սարքային սխալներով է պայմանավորված լաբորատոր աշխատանքում գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրներում դիֆրակտային պիկի շեղումն իրական անկյունային դիրքից:
5. Ի՞նչ ռենտգենադիֆրակտային գրաֆիկական մեթոդ է կիրառվում լաբորատոր աշխատանքում բյուրեղային նյութի ցանցի հաստատունի որոշման համար: Նկարագրել այդ մեթոդը:
6. Ի՞նչ սահմանափակումներ են դրվում ցանցի հաստատունների որոշման համար օգտագործվող դիֆրակտային պիկերի θ_c անկյան և hkl միլերյան ցուցիչների արժեքների վրա:
7. Ո՞ր տիպի hkl միլերյան ցուցիչներով դիֆրակտային պիկերն են օգտագործվում վեցանկյուն բյուրեղային ցանցով նյութի ցանցի a հաստատունը որոշելու համար:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов, Л. Н. Расторгуев**, Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия, Москва, “Металлургия”, 1982, стр. 274.
2. **J. B. Nelson, D. P. Riley**, An experimental investigation of extrapolation methods in the derivation of accurate unit-cell dimensions of crystals, Proc. Phys. Soc. 57, 160 (1945).
3. **B. D. Cullity, S. R. Stock**, Elements of X-Ray Diffraction”, Prentice Hall, Upper Sadle River, NJ, USA, 2001.
4. **M. Tsubota, B. Paik, J. Kitagawa**, Inter-comparison of lattice parameters and evaluation of peak-shift obtained by Rietveld refinements, Results Phys. 15, 102640 (2019)

5. **V. S. Harutyunyan, A. P. Aivazyan, E. R. Weber, Y. Kim, Y. Park, and S. G. Subramanya**, High Resolution X-Ray Diffraction Strain-Stress Analysis of GaN/Sapphire Heterostructures, *J. Phys. D: Applied Physics* 34, A1-A5 (2001).
6. **V. S. Harutyunyan, P. Specht, J. Ho, E. R. Weber**, Anisotropy of the Elastic Properties of Wurtzite InN Epitaxial Films, *Defect and Diffusion Forum* 226-228, 79-89 (2004).
7. JCPDS, International Center for Diffraction Data, PC-PDF WIN V. 1.30, Swarthmore, 1997.

ՀԱՎԵԼՎԱԾ 1

Մտորև բերված են $65^\circ < 2\theta < 120^\circ$ սպեկտրային անկյունային տիրույթում $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ փոշուց գրանցված դիֆրակտային պիկերի $2\theta_e$ անկյունային դիրքերը և նույնականացված hkl միլերյան ցուցիչները:

$2\theta_e$ (աստ.)	Անդրադարձում՝ hkl
66.60	214
68.28	300
76.99	10.10
77.21	119
80.78	220
84.62	223
86.62	128
89.10	02.10
91.37	134
95.36	226
98.62	042
101.20	21.10
103.42	404
111.13	318
114.31	229
116.36	324
116.70	01.14
118.01	410

ՀԱՎԵԼՎԱԾ 2

α - Al_2O_3 փոշուց գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրի դիֆրակտային պիկերի $2\theta_e$ անկյունային դիրքերը, հարաբերական ուժգնությունները, hkl միլերյան ցուցիչները և այդ տվյալներով որոշված a և c հաստատունները [7]:

PDF # 43-1484,					Al ₂ O ₃ , Aluminum Oxide, Corundum				
Sys.: Rhombohedral,					$a = 4.759 \text{ \AA}$,		$c = 12.992 \text{ \AA}$		
Wavelength = 1.54184 \AA									
2θ	Int	h	k	l	2θ	Int	h	k	l
25.598	72	0	1	2	103.421	3	4	0	4
35.180	98	1	0	4	104.758	<1	1	3	7
37.80	44	1	1	0	109.657	1	3	2	1
41.720	1	0	0	6	109.986	<1	1	2	11
43.378	100	1	1	3	110.954	<1	2	3	2
46.216	2	2	0	2	111.114	4	3	1	8
52.595	48	0	2	4	114.215	3	2	2	9
57.550	96	1	1	6	116.233	13	3	2	4
59.792	3	2	1	1	116.764	10	0	1	14
61.180	4	1	2	2	117.996	8	4	1	0
61.360	9	0	1	8					
66.577	38	2	1	4					
68.266	57	3	0	0					
70.479	1	1	2	5					
74.372	1	2	0	8					
76.948	17	1	0	10					
77.310	10	1	1	9					
80.496	1	2	1	7					
80.773	7	2	2	0					
83.292	1	3	0	6					
84.434	5	2	2	3					
85.222	<1	1	3	1					
86.436	4	3	1	2					
86.589	4	1	2	8					
89.091	8	0	2	10					
90.801	2	0	0	12					
91.277	10	1	3	4					
94.920	<1	3	1	5					
95.340	19	2	2	6					
98.491	2	0	4	2					
101.179	14	2	1	10					
102.936	<1	1	1	12					

 . 1997 JCPDS-International Centre for Diffraction Data. All rights reserved
PCPDFWIN v. 1.30

ՀԱՎԵԼՎԱԾ 3

Ներկայացված է “Mathematica-5” համակարգչային ծրագրի շրջանակներում գրված օժանդակ ծրագիր, որի օգնությամբ ստացվել են նկ. 4-ում պատկերված գրաֆիկական կախումները: Ծրագրում օգտագործվել են Աղյուսակ 1-ում նշված պարամետրերը հետևյալ նշանակումներով՝ $2\theta_e \equiv t$, $\theta_e \equiv \theta$, $\cos^2 \theta_e \equiv p$ և $a_e \equiv a$: Վերը նշված t , θ , p և a ծրագրային պարամետրերի ցուցիչները համապատասխանում են Աղյուսակ 1-ում բերված $hk0$ տիպի դիֆրակտային պիկերի 300, 220 և 410 միլերյան ցուցիչներին: ydots և yfit ֆունկցիաներով տրված են համապատասխանաբար $\{phk0, ahk0\}$ կետերի բազմությունը և այդ կետերի գծային միջարկումը:

$$\lambda = 1.54184$$

$$t300 = 68.28$$

$$t220 = 80.78$$

$$t410 = 118.01$$

$$\theta 300 = t300/2$$

$$\theta 220 = t220/2$$

$$\theta 410 = t410/2$$

$$m300 = 9$$

$$m220 = 12$$

$$m410 = 21$$

$$a300 = m300^{0.5} \lambda / (3^{0.5} \sin[\pi 300 0.017453])$$

$$a220 = m220^{0.5} \lambda / (3^{0.5} \sin[\pi 220 0.017453])$$

$$a410 = m410^{0.5} \lambda / (3^{0.5} \sin[\pi 410 0.017453])$$

$$p300 = \cos[\theta 300 0.017453]^2$$

$$p220 = \cos[\theta 220 0.017453]^2$$

$$p410 = \cos[\theta 410 0.017453]^2$$

```

ydots= ListPlot[{{p300, a300},{p220, a220},{p410,a410}}, PlotStyle-
>PointSize[0.03],PlotRange → {4.755,4.7625},
AxesOrigin → {0,4.755},TextStyle → {FontFamily["Times",FontSize → 15},
Frame → True]

```

```

yfit= Fit[{{p300, a300},{p220, a220},{p410, a410}},{1,x},x]

```

```

y=Plot[yfit,{x,0,1.25},PlotRange → {4.755,4.7625},Frame->True]

```

```

Show[ydots, y]

```

1.54184

68.28

80.78

118.01

34.14

40.39

59.005

9

12

21

4.75856

4.75893

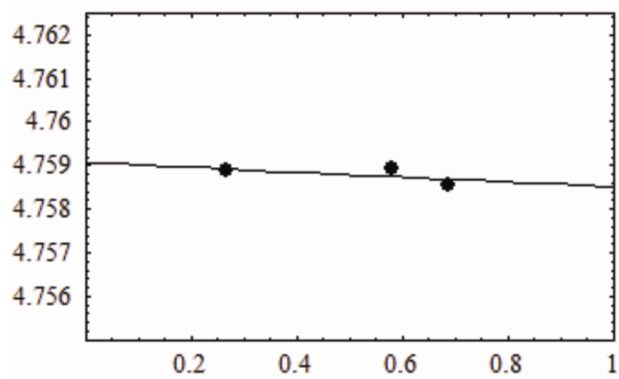
4.75888

0.685045

0.580125

0.265202

4.75907 - 0.000543557 x



ՀԱՎԵԼՎԱԾ 4

ZnO փոշուց գրանցված ռենտգենադիֆրակտային սպեկտրային տվյալները [7]

PDF # 36-1451, ZnO, Zinc Oxide, Zincite

Sys.: Hexagonal, $a = 3.2498 \text{ \AA}$, $c = 5.2066 \text{ \AA}$

Wavelength = $1.54184 \text{ \AA}$

2θ	Int	h	k	l
31.796	57	1	0	0
34.451	44	0	0	2
36.283	100	1	0	1
47.580	23	1	0	2
56.653	32	1	1	0
62.921	29	1	0	3
66.441	4	2	0	0
68.025	23	1	1	2
69.164	11	2	0	1
72.630	2	0	0	4
77.028	4	2	0	2
81.450	1	1	0	4
89.699	7	2	0	3
92.881	3	2	1	0
95.405	6	2	1	1
98.720	4	1	1	4
103.062	2	2	1	2
104.253	5	1	0	5
107.556	1	2	0	4
110.525	3	3	0	0
116.428	8	2	1	3
121.737	4	3	0	2
125.367	1	0	0	6
134.150	3	2	0	5
136.752	1	1	0	6
138.758	2	2	1	4
143.195	3	2	2	0

 © 1997 JCPDS-International Centre for Diffraction Data. All rights reserved
PCPDFWIN v. 1.30

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 20
ԲՈՐՄԱՆԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության հայտնի մեթոդները, որոնք հնարավորություն են տալիս որոշելու պինդ մարմինների կարևոր բնութագրեր (օրինակ՝ ատոմների կոորդինատները, բյուրեղի կառուցվածքի արատները), հիմնված են բյուրեղում էլեկտրոնների ցրած ռենտգենյան ալիքների ինտերֆերենցի երևույթի վրա: Ըստ որում, քանի որ էլեկտրոնների ցրած ռենտգենյան ալիքների լայնությունները փոքր են, ապա ցրման հետևանքով ընկնող ճառագայթման էներգիայի կորուստն անտեսվում է՝ ենթադրելով, որ բյուրեղի ամեն մի էլեկտրոնի վրա ընկնող ալիքի լայնությամբ նույնն է:

Այս, այսպես կոչված, կինեմատիկ մոտավորության շրջանակներում դիֆրակտային փնջերի ուղղությունները և ուժգնությունները պարզ ձևով կապված են բյուրեղում ատոմների դասավորության հետ, որն էլ հնարավորություն է տալիս լուծելու հակադարձ խնդիրը, այն է՝ ցրված փնջերի ուղղությունների և ուժգնությունների համախմբի միջոցով գտնելու բյուրեղի տարբեր բնութագրեր:

Սակայն եթե բյուրեղը մեծ է, և նրանում բոլոր ատոմները կատարյալ բյուրեղային կառուցվածքին համապատասխանող դիրքերում են, ապա ցրված ճառագայթման գումարային լայնությամբ որոշ ուղղություններով կարող է դառնալ համեմատելի ռենտգենյան ճառագայթների ընկնող փնջի լայնության հետ:

Այս դեպքում բյուրեղի կառուցվածքը որոշելու համար ցրված ուժգնության արտահայտություններում անհրաժեշտ է նաև (լրացուցիչ) հաշվի առնել ռենտգենյան ցրված և ընկնող փնջերի փոխազդեցությունը: Այս փոխազդեցությունը հաշվի առնող ցրման տեսությունը հայտնի է որպես դինամիկ տեսություն:

Դինամիկ տեսության շրջանակներում դիտարկված խնդրի ուսումնասիրությունը ցույց է տալիս, որ ընկնող և ցրված ալիքների փոխազդեցությունը բյուրեղում գրեթե չի փոխում ռենտգենյան փնջերի ուղղու-

թյունները, սակայն էապես փոխում է դրանց ուժգնությունները: Ավելին՝ այս փոխադեցությունը հանգեցնում է բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների տարածման պրոցեսում դիտվող նոր երևույթների: Դրանցից մեկն էլ Բորմանի երևույթն է՝ բարձր կատարելությամբ բյուրեղներում տարածվելիս ռենտգենյան ճառագայթման կլանման գործակցի՝ ընկնող փնջի նկատմամբ բյուրեղի կողմնորոշումից կախման ի հայտ գալը:

Հարկ է մեկ անգամ ևս նշել, որ այս երևույթը շատ զգայուն է բյուրեղի կատարելության նկատմամբ:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

(Բորմանի երևույթի տարրական տեսություն)

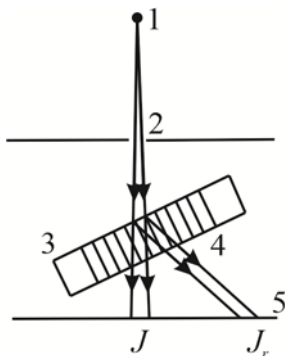
Ենթադրենք՝ բյուրեղի վրա ընկնում է հարթ բևեռացած մենեբրանգ ալիք, որի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \sim \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r})],$$

որտեղ ω -ն ալիքի հաճախությունն է, $\mathbf{k}_0$ -ն՝ ալիքային վեկտորը, որի մոդուլը՝ $|\mathbf{k}_0| = 2\pi / \lambda$, λ -ն ռենտգենյան ճառագայթման ալիքի երկարությունն է, $\mathbf{r}$ -ը՝ տարածության տվյալ կետի շառավիղ-վեկտորը: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ դաշտի ազդեցությամբ տատանվելով՝ բյուրեղի էլեկտրոններն արձակում են երկրորդային (ցրված) էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնք նույնպես ազդում են բյուրեղի էլեկտրոնների վրա: Այս երկու դաշտերի ազդեցությամբ շեղված էլեկտրոնները ճառագայթումը ցրում են սկզբնականից տարբերվող փուլերով: Հասկանալի է, որ ընկնող և ցրված դաշտերի, ինպես նաև էլեկտրոնների շեղումների համաժամանակային կամ բավականաչափ համաձայնեցված տատանումների դեպքում բյուրեղի ցրած ալիքի լայնույթը կարող է դառնալ զգալի:

Դինամիկ տեսության համեմատաբար պարզ տարբերակ է առաջարկել Չ. Դարվինը: Նա արտածել և լուծել է հավասարումներ, որոնք կատարյալ բյուրեղում իրար հետ են կապում ընկնող և ցրված ալիքների լայնույթները և փուլերն այն դեպքում, երբ անդրադարձումները կա-

տարվում են բյուրեղի արտաքին մակերևույթին զուգահեռ ատոմային հարթություններից (ռենտգենյան դիֆրակցիայի Բրեգի երկրաչափություն): Այս տեսության մեջ ցույց է տրված, որ բրեգյան անդրադարձման դիրքին մոտ գոյություն ունի նեղ՝ 10–40 անկյունային վայրկյանի կարգի տիրույթ (այսպես կոչված, Դարվինի սեղան), որին պատկանող անկյունների դեպքում ընկնող ալիքային էներգիան ամբողջությամբ անդրադարձնում է: Եթե անդրադարձնող հարթություններն ուղղահայաց են բյուրեղի մակերևույթին (ռենտգենյան դիֆրակցիայի Լաուեի երկրաչափություն), ապա ատոմային հարթություններից նույն անկյունով անդրադարձած ամբողջ էներգիան կընկնի հարևան զուգահեռ հարթությունների վրա, նորից կանդրադառնա և այդպես բազմակի անգամ: Ի վերջո, ամբողջ էներգիան կանցնի բյուրեղով և նրանից դուրս կգա ինչպես անկման ուղղությամբ, այնպես էլ այդ ուղղության նկատմամբ 2θ անկյունով (նկ. 1): Բյուրեղով ռենտգենյան ճառագայթների այսպիսի անցման հետևանքներից մեկը հենց Բորմանի երևույթն է, որը ճառագայթման յուրահատուկ խողակավորման (каналирование) երևույթ է բյուրեղում: Հասկանալի է, որ այն կարող է դիտվել միայն բավականաչափ կատարյալ բյուրեղում:

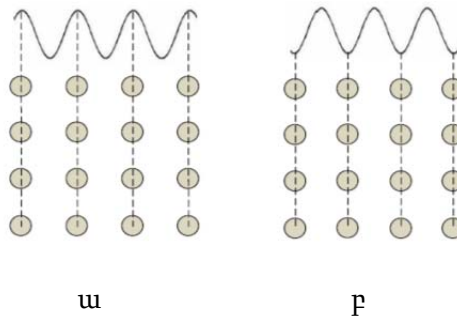


Նկ. 1. Բորմանի երևույթի դիտման սկզբունքային սխեման.

1. ռենտգենյան ճառագայթման աղբյուր, 2. կոլիմատոր, 3. բյուրեղ,
4. անդրադարձնող հարթություններ, 5. ֆոտոթաղանթ

Բորմանի երևույթը բացատրվում է ռենտգենյան ալիքների դինամիկ տեսությամբ [1,2], որի համաձայն՝ Բրեգի անկյան տակ բյուրեղի վրա ընկնող ռենտգենյան ալիքը բյուրեղում առաջացնում է երկու կանգուն ալիքային դաշտեր: Դրանցից յուրաքանչյուրը ձևավորվում է անցնող և դիֆրակտված ալիքների վերադրման հետևանքով: Ալիքային դաշտերից մեկի ինտերֆերենցային մաքսիմումներն ընկած են անդրադարձնող ատոմային հարթություններում, ուստի այդ դաշտն ուժգին կլանվում է (անոմալ կլանում, նկ. 2, ա): Մյուս ալիքային դաշտի ինտերֆերենցային մաքսիմումներն ընկած են նշված անդրադարձնող հարթությունների միջև, ուստի այդ դաշտը շատ թույլ է կլանվում՝ հանգեցնելով բյուրեղում ճառագայթման անոմալ անցման (նկ. 2, բ):

Բորմանի երևույթը վկայում է ընկնող ռենտգենյան փնջի նկատմամբ կատարյալ բյուրեղի որոշակի կողմնորոշման դեպքում նրա կլանման գործակցի փոքրացման մասին:



Նկ. 2. Բորմանի երևույթի որակական բացատրությունը. կանգուն ալիքների (ալիքային դաշտի) մաքսիմումները համընկնում են՝ ա. ատոմային հարթությունների հետ (անոմալ կլանում), բ. ընկած են ատոմային հարթությունների միջև (անոմալ անցում):

Բորմանի երևույթի տեսության համաձայն [1]՝ բորմանյան ինտերֆերենցային կլանման μ_i գործակիցը սովորական (ֆոտոէլեկտրական) կլանման μ գործակցի հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\mu_i = \mu \left[1 - C \frac{\chi_{hi}}{\chi_{oi}} \exp(-M) \right], \quad (1)$$

որտեղ C -ն ռենտգենյան ճառագայթման բևեռացման գործոնն է և հավասար է 1-ի անումալ անցնող ճառագայթման համար, χ_{oi} -ին և χ_{hi} -ին համապատասխանաբար անկման և ցրման ողորություններով բյուրեղի բևեռացվելիության ֆուրիե-գործակիցների կեղծ մասերն են, $\exp(-M)$ անդամը՝ Դեբայ-Ուոլերի գործոնը: Վերջինս հետևանք է բյուրեղային ցանցի ատոմների ջերմային տատանումների և կապված է դրանց միջին քառակուսային շեղման՝ $\langle u^2 \rangle$ մեծության հետ հետևյալ բանաձևով՝

$$M = \frac{8\pi^2}{3} \langle u^2 \rangle > \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}, \quad (2)$$

որտեղ θ -ն Բրեգի անկյունն է:

t հաստությամբ բյուրեղով անցած ռենտգենյան ճառագայթման ուժգնությունը կախված է բյուրեղի հաստությունից

$$J \sim \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left(\frac{\mu_i t}{\cos \theta}\right) \quad (3)$$

առնչությամբ, որի միջոցով կարելի է որոշել ինտերֆերենցային կլանման μ_i գործակիցը՝ փորձում չափելով բյուրեղի տարբեր՝ t_1 և t_2 հաստությամբ շերտերով անցած ռենտգենյան փնջերի J_1 և J_2 ուժգնությունները՝

$$\mu_i = \frac{\cos \theta}{t_2 - t_1} \ln \left[\frac{J_1 \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{1/2}}{J_2 \left(\frac{t_1}{t_2} \right)} \right]: \quad (4)$$

Եթե բյուրեղում կան պարբերականության խախտումներ, ապա կլանման գործակցի փոքրացմանը նպաստող պայմանները տեղի կունենան մասնակիորեն (թույլ խախտումների դեպքում) կամ լրիվ կխախտվեն: Արդյունքում μ գործակիցը չի փոխվի կամ կփոխվի մասնակիորեն: Դա կհանգեցնի բյուրեղով անցած փնջի ուժգնության թուլացման և բորմանյան հետքի վրա լուսավոր շերտերի ի հայտ գալուն, եթե բյուրեղի արատավոր տիրույթը ձգված տեսք ունի:

Հայտնի է, որ ատոմների ջերմային տատանումներն արատների մի տեսակ են ներկայացնում: (1) Բանաձևից երևում է, որ ատոմների ջերմային տատանումների լայնության (կամ որ նույնն է՝ M -ի, տես (2) բանաձևը) փոքրացումը հանգեցնում է μ_i գործակցի փոքրացման: Ուստի, չափելով μ_i -ն, կարելի է որոշել $\langle u^2 \rangle$ մեծությունը կատարյալ բյուրեղներում:

ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

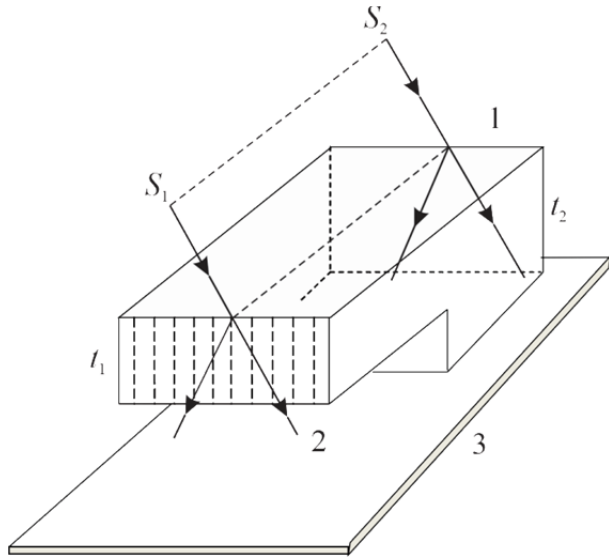
Փորձի նպատակն է որոշել բյուրեղի կլանման գործակիցը և բյուրեղային ցանցի ատոմների ջերմային տատանումների միջին քառակուսային շեղման մեծությունը սենյակային ջերմաստիճանում, երբ ռենտգենյան ճառագայթները բյուրեղով անցնում են Բորմանի երևույթի իրականացման պայմաններում:

Աշխատանքում կիրառվում է ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի սխեմա, որը համապատասխանում է Լաուեի դիֆրակցիայի համաչափ անդրադարձման երկրաչափությանը, երբ անդրադարձնող ատոմային հարթություններն ուղղահայաց են բյուրեղի մուտքի մակերևույթին (նկ. 1): Որպես նմուշ օգտագործվում է սիլիցիումի կատարյալ միաբյուրեղ, որի մուտքի մակերևույթը զուգահեռ է (111) ատոմային հարթություններին, իսկ անդրադարձնող հարթությունները բյուրեղի մուտքի մակերևույթին ուղղահայաց ($\bar{2}20$) ատոմային հարթություններն են:

Համաձայն (4) բանաձևի՝ μ_i կլանման գործակիցը որոշելու համար անհրաժեշտ է գրանցել բյուրեղի t_1 և t_2 հաստությամբ շերտերով անցած ռենտգենյան փնջերի J_1 և J_2 ուժգնությունները: Այս նպատակին կարելի է հասնել՝ չափումներում օգտագործելով տարբեր՝ t_1 և t_2 հաստություններով թիթեղաձև նմուշներ, կամ էլ օգտագործել աստիճանաձև նմուշ՝ t_1 և t_2 հաստություններով մասերից (նկ. 3): Հասկանալի է, որ գերադասելի է երկրորդ մոտեցումը, քանի որ անհրաժեշտ փորձա-

բարակաճան ստացվում են մեկ ռենտգենագրի գրանցման արդյունքում:

Աստիճանաձև նմուշի մասերի t_1 և t_2 հաստությունները պետք է ընտրված լինեն այնպես, որ t_1 և t_2 հաստությունների համար բավարարվի Բորմանի երևույթի իրականացման հիմնական պայմանը [1]՝



Նկ. 3. Աստիճանաձև նմուշից ռենտգենագրի ստացման սխեման.

1. S_1, S_2 ռենտգենյան ճառագայթների զծային աղբյուրից արձակված փունջ,
2. անդրադարձնող ատոմային հարթություններ,
3. ֆոտոթաղանթ

$$6 < \mu t_i \leq 10, \quad i = 1, 2 \quad (5)$$

որտեղ μ -ն (1) բանաձևում սահմանված սովորական կլանման գործակիցն է: Բանն այն է, որ μt_i -ի մեծ արժեքների (այսինքն՝ մեծ հաստությունների) դեպքում բյուրեղում ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը կտրուկ աճում է, որն էապես մեծացնում է ռենտգենագրում գրանցվող պատկերի անհրաժեշտ պահաժամը, իսկ երկրորդ՝ $\mu t_i \leq 10$ սահմանափակումը հետևում է խելամիտ պահաժամ ունենալու պայմանից:

Փորձի կատարման համար օգտագործվում է սիլիցիումի աստիճանաձև նմուշ: Ռենտգենագիրը գրանցվում է համաձայն նկ. 3-ում պատկերված սխեմայի՝ կիրառելով $\text{CuK}\alpha$ կամ $\text{MoK}\alpha$ ռենտգենյան ճառագայթման աղբյուր: $\text{CuK}\alpha$ և ռենտգենյան ճառագայթներին համապատասխանող λ ալիքի երկարության, $(2\bar{2}0)$ անդրադարձման θ Բրեգի անկյան, χ_{oi} և χ_{hi} ֆուրիե-գործակիցների կեղծ մասերի և μ սովորական կլանման գործակցի մեծությունները բերված են Աղյուսակ 1-ում:

Աղյուսակ 1

Ճառագայթում	λ , Å	θ , °	$\chi_{oi} \times 10^7$	$\chi_{hi} \times 10^7$	μ , սմ ⁻¹	t_1 , սմ	t_2 , սմ
CuKα	1,54 1	23,66	3,523	3,398	144,00	0,05	0,08
MoKα	0,70 9	10,64	0,165	0,159	14,64	0,5	0,8

Համաձայն Աղյուսակ 1-ում բերված տվյալների՝ $\text{CuK}\alpha$ և $\text{MoK}\alpha$ ռենտգենյան ճառագայթների սովորական կլանման գործակիցները տարբերվում են շուրջ մեկ կարգով, ուստի փորձում օգտագործվող աստիճանաձև նմուշի՝ (5) պայմանին բավարարող t_1 և t_2 հաստությունները նույնպես էապես տարբերվում են (Աղյուսակ 1):

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Ռենտգենյան ճառագայթման μ_i կլանման ինտերֆերենցային գործակցի որոշում

1.1. Մանրալուսաչափի օգնությամբ ստացված ռենտգենագրից չափել հետազոտվող աստիճանաձև բյուրեղի t_1 և t_2 հաստությամբ մասերով անցած ռենտգենյան փնջերի ուժգնությունները:

1.2. (4) բանաձևով որոշել ռենտգենյան ճառագայթման ինտերֆերենցային կլանման գործակիցը՝ օգտագործելով J_1 և J_2 ուժգնություն-

ների՝ փորձում չափված արժեքները և Աղյուսակ 1-ում բերված անհրաժեշտ տվյալները: Համեմատել ստացված արդյունքն Աղյուսակ 2-ում բերված արժեքի հետ:

Աղյուսակ 2

Ճառագայթում	μ_i , սմ ⁻¹	$\langle u^2 \rangle$, Å ²
CuK α	9,4	0,0174
MoK α	1,0	0,0174

2. Ատոմների ջերմային տատանումների լայնության որոշում

(1) և (2) բանաձևերից գտնել $\langle u^2 \rangle$ մեծությունը՝ օգտագործելով 1. առաջադրանքում μ_i -ի համար ստացված արժեքները և համեմատել այն Աղյուսակ 2-ում տրված արժեքի հետ:

1. և 2. առաջադրանքների միջանկյալ և վերջնական արդյունքները ձևավորել աղյուսակի տեսքով:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ մոտավորություն է ընկած ռենտգենյան ճառագայթների ցրման կինեմատիկ տեսության հիմքում:
2. Ինչո՞վ է ռենտգենյան ճառագայթների ցրման դինամիկ տեսությունը տարբերվում կինեմատիկ տեսությունից:
3. Ո՞րն է ռենտգենյան ճառագայթների ցրման տեսությունների հակադարձ խնդիրը:
4. Ո՞րն է Բորմանի երևույթի էությունը:
5. Ինչպե՞ս է բացատրվում անդրադարձած ռենտգենյան փնջի անոմալ անցումը (խուլակավորումը) բյուրեղով:
6. Ինչպե՞ս են կապված սովորական (μ) և ինտերֆերանցային (μ_i) կլանման գործակիցները:
7. Ի՞նչ է ցույց տալիս Դեբայ-Ուոլերի գործոնը:

8. Ինչպե՞ս կարելի է փորձնական ճանապարհով որոշել ինտերֆերենցային կլանման գործակիցը:
9. Ինչպե՞ս կարելի է փորձնական ճանապարհով որոշել ատոմների ջերմային տատանումների միջին քառակուսային շեղումը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич**, Теория рассеяния рентгеновских лучей, М., Изд. Моск. Ун-та., 1978.
2. **З. Г. Пинскер**, Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, М., Наука, 1974.
3. Современная кристаллография, т. I, М., Наука, 1979.

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ԱՂՅՈՒՍԱԿ

Մեծություն	Նշանակում	Թվային արժեք և միավոր (CGSE)
Էլեկտրոնի հանգստի զանգված	m	$9,10956 \cdot 10^{-28}$ գ
Տարրական լիցք	e	$4,80325 \cdot 10^{-10}$ CGSE _q
Պրոտոնի հանգստի զանգված	M_p	$1,67261 \cdot 10^{-24}$ գ
Լույսի արագություն	c	$2,997925 \cdot 10^{10}$ սմ/վ
Պլանկի հաստատուն	h $\hbar = h/2\pi$	$6,62620 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ $1,05459 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ
Ավոգադրոյի թիվ	N_A	$6,02217 \cdot 10^{23}$ մոլ ⁻¹
Բոլցմանի հաստատուն	k_B	$1,3806 \cdot 10^{-16}$ էրգ/Կ
Պրոտոնի և էլեկտրոնի զանգվածների հարաբերությունը	M_p/m	1836,11
Նուրբ կառուցվածքի հաստատուն	$\alpha = e^2/\hbar c$	$7,2973 \cdot 10^{-3}$
Բորի շառավիղ	$a_B = \hbar^2/me^2$	$0,52918 \cdot 10^{-8}$ սմ
Ռիդբերգի հաստատուն	$Ry = me^4/2\hbar^2$	13,6058 (էՎ)
Բորի մագնետոն	$\mu = e\hbar/2mc$	$0,92741 \cdot 10^{-20}$ էրգ/Գս
Էլեկտրոնի դասական շառավիղ	$r_e = e^2/mc^2$	$2,81794 \cdot 10^{-13}$ սմ
Էլեկտրոնի քոմփթոնյան ալիքի երկարություն	$\lambda_e = \hbar/mc$	$3,86159 \cdot 10^{-11}$ սմ
1 էլեկտրոն-Վոլտ	1 էՎ	$1,60219 \cdot 10^{-12}$ էրգ $2,41797 \cdot 10^{14}$ Հգ $8,06546 \cdot 10^3$ սմ ⁻¹ $1,16048 \cdot 10^4$ Կ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԱԼԲԵՐՏ ԱՎԵՏԻՍԻ ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, ԱՐՇԱԿ ԼՅՈՒԴՎԻԳԻ ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ,
ԱՆՆԱ ԼՅՈՒԴՎԻԳԻ ԱՍՍԱՏՐՅԱՆ, ԱՐԱՄ ԽԱԶԻԿԻ ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ,
ՎԱԼԵՐԻ ՍՈՍԻ ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ

Մաս II

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

Տպագրված է «ՎԱՌՄ» ՍՊԸ-ում:
Ք. Երևան, Տիգրան Մեծի 48, բն. 43

Ստորագրված է տպագրության՝ 07.09.2021:
Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը՝ 11.875:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.y-su.am