

Ա.Ա.ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

**ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՒ ՖԻԶԻԿԱՅԻ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ
ՄԱՍ II**

ՀԱՅԻՆՖՈ ԳՈՐԾԱԿԱԼՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ 1999

ԴՏՀ 53 (07)
ԳՄԴ 22.3 Ե73
Կ-530

Խմբագիր՝ ակադեմիկոս Է.Մ.Ղազարյան

Ա.Ա. Կիրակոսյան

Կ-530 Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Սաս II:Ուս. Ճնշնարկեր., Արտագերս, էջ 350, 1999թ.:

Գրքում հանգամանորեն շարադրված է դասական էլեկտրոնային տեսարարությունը (Պ.Դրույե, Հ.Լորենց) և ազատ էլեկտրոնային գազի բվանսային տեսարարությունը (Ա.Չոմերժելյան): Տրված են նախնական տեղեկություններ պինդ բյուրեղական մարմնում էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի գոտիական կառուցվածքի մասին: Առանձին գրուխներ են նվիրված գերեադրդականության երևոյթի, պինդ մարմնի մագնիսական հատկությունների և արատների ուսումնասիրաբերյանը: Տրված են նաև նախնական, ընդիանուր բնույթի տեղեկություններ ամորֆ պինդ մարմինների և ենդուկ բյուրեղների մասին:

Նախատեսված է ԵՊՀ-ի ֆիզիկայի և ուսումնական ֆակուլտետների Արցախի պետական համալսարանի բնագիտական ֆակուլտետի, ՀՊՃՀ-ի կիբեռնետիկայի, կիսահադրդային սարքերի ֆիզիկայի, նյութաբանության և հարակից բնագավառներում մասնագիտացող ուսանողների, ինչպես նաև մագիստրոսների և ասպիրանտների համար:

Գիրքը կարող է օգտակար լինել նաև պինդ մարմնի ֆիզիկամ ինքնուրույն ուսումնասիրել ցանկացած գիտախսառողների և ճարտարագետների համար:

186 523

Կ 1604010000 99
0038 (01)-99

2000866475

ԳՄԴ 22.3 Ե73

© Կիրակոսյան
© Արտագերս հրատ. 1999

**Նախաձեռնությամբ Ամերիկահայ ճարտարագետների
և Գիտնականների Ընկերակցության
դոկտոր ԱԼԵՔՍ, ԴԵԲՈՒԱ և ՄԻՔԱՅԵԼ
ԳՐԻԳՈՐՅԱՆՆԵՐԸ
ի հիշատակ իրենց շատ սիրելի
դոկտոր ՄԻՔԱՅԵԼ ԳՐԻԳՈՐՅԱՆԻ
հովանավորել են սույն զրքի հրատարակությունը**

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Գլուխ VI. Դասական էլեկտրոնային տեսություն

§1. Դրույի էլեկտրոնային տեսությունը.....	7
§2. Մետաղի էլեկտրահաղորդականությունը.....	9
§3. Մետաղի դիմամիկական հաղորդականությունը.....	14
§4. Մազմնայինմաղորթյուն: Հոլի երևույթը.....	20
§5. Զերմահաղորդականություն: Վիշեման-Ֆրանցի օրենքը. Զերենկի երևույթը.....	26
§6. Լորենցի կվարտունային տեսությունը.....	30
§7. Կինետիկ հավասարման լուծումը: Կինեատիկական գործակիցների հաշվարկը.....	35

Գլուխ VII. Մետաղների տեսությունն ըստ Զոմերֆելդի

§1. Ֆերմի-Դիրակի բաշխումը.....	41
§2. Էլեկտրոնային գազը հիմնական վիճակում.....	43
§3. Էլեկտրոնային գազը զույից տարբեր չերմասահճաններում.....	50
§4. Էլեկտրոնային գազի չերմունակությունը.....	56
§5. Էլեկտրոնային գազի կենարահաղորդականությունը և չերմահաղորդականությունը.....	61
§6. Դասական տեսության մեջ Ֆերմի-Դիրակի քվանտային բաշխման օգտագործման հիմնավորումը.....	68
§7. Դասական էլեկտրոնային տեսության բերությունները.....	70

Գլուխ VIII. Գոտիական տեսության հիմունքները

§1. Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան պարբերական դաշտում: Բոլյսի թեսքը.....	74
§2. Կրոնհզ-Պեննիի մոդելը.....	81
§3. Քվագիմպուլս: Արտաքին դաշտի ազդեցությունը բյուրեղում գանվազ կենարունի վրա: Էլույտնարար գանգվածի գաղափարը.....	93
§4. Հաղորդիչներ և մեկուսիչներ: Խոռոչի գաղափարը.....	100

Գլուխ IХ. Պինդ մարմինների մազնիսական հատկությունները

§1. Պինդ մարմինների դասակարգումն ըստ մազնիսական հատկությունների.....	111
§2. Աստոմական դիամագնիսականությունն: Բորի, Վան-Լեննի թեորեմը	115
§3. Աստոմական բնկալունակության ընդհանուր հաշվարկը.....	122
§4. Ազատ էլեկտրոնների ուժեղության դիամագնիսականությունը....	129
§5. Աստոմների և իոնների պարամագնիսականությունը: Կյուրիի օրենքը.....	140
§6. Սպինային պարամագնիսականություն.....	150
§7. Մազնիսական կարգավորվածություն.....	158
§8. Ֆենոմագնիսականություն.....	164
§9. Հակաֆիոռոմագնիսականություն.....	173
§10. Ֆենիմագնիսականություն.....	180
§11. Փոխանակային փոխազդեցություն: Հայզենբերգի մոդելը.....	188
§12. Սպինային ալիքները ֆեռոմագնիսներում.....	195
§13. Մազնիսական անիզոտրոպություն.....	203
§14. Ֆեռոմագնիսական դոմեններ.....	208

Գլուխ X. Գերհաղորդականությունն

§1. Գերհաղորդականության հայտնագործումը.....	219
§2. Եղեալսական դիամագնիսականություն: Մայսների երևույթը.....	225
§3. Միջանկալ վիճակ: I և II սեղի գերհաղորդիչներ.....	231
§4. Գերհաղորդիչ վիճակի թերմոդինամիկան: Զերմունակության բոլիչը.....	238
§5. Լոնդոնների անսուրյունը.....	244
§6. Հոարի քվանտացումը: Կուպերյան զույգեր.....	251
§7. Գերհաղորդականության միկրոսկոպական տեսության ֆիզիկական հիմունքները.....	256
§8. Գաղափար գերհաղորդականության ԲԿԸ տեսության մասին... <td>265</td>	265
§9. Չողեֆատնի երևույթները.....	273

§10. Գաղափար բարձրգերմաստիճանային գերհաղորդականության մասին.....	281	
Գլուխ XI. Արատները բյուրեղներում		
§1. Բյուրեղական արատների դասակարգումը.....	288	
§2. Կետային արատներ.....	294	
§3. Դիպոլկացիաներ.....	303	
Գլուխ XII. Ամորֆ մարմիններ և հեղուկ բյուրեղներ		
§1. Ամորֆ մարմիններ.....	315	
§2. Գաղափար հեղուկ բյուրեղների մասին.....	325	
Հավելված 1. Ֆիզիկական մեծությունների աղյուսակ.....		336
Հավելված 2. Որոշ մետաղների տեսակաբար դիմադրությունները և էլեկտրոնային կոնցենտրացիաները.....		337
Հավելված 3. VIII.1.11 առնչության ապացույցը.....		338
Հավելված 4. Տարրերի կրիակական ջերմաստիճանների և կրիտիկական մազնիսական դաշտերի արժեքները.....		339
Գրականություն.....		340

ԴԱՍԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

§1. Դրույղեի էլեկտրօնային տեսությունը

1897թ. Զ.Զ. Թոմսոնը հայտնագործեց էլեկտրոնը: Երեք տարի անց Պ. Դրույղեն ստեղծեց էլեկտրօնային տեսություն, որը բացատրում էր մետաղների էլեկտրա- և ջերմահաղորդականությունը:

Մետաղում գտնվող էլեկտրոնների համախտմբը Դրույղեն դիտեց որպես էլեկտրօնային զագ և նրա նկատմամբ կիրառեց զագերի կինետիկ տեսությունը: Այս տեսության պարզագույն տարրերակում մղելիունները են կոչու, միատևսակ զններ, որոնք փոխազդում են միայն կարճատև բախումների ժամանակ: Քանի որ մետաղն էլեկտրաշեղոր է, ապա էլեկտրոնների հետ մեկանա մետաղում պետք է լինեն նաև դրական լիցքավորված մասնիկներ (իոններ), որոնք, համաձայն Դրույղեի, անշարժ են և համաշշում են էլեկտրոնների բացասական լիցքը:

Էլեկտրօնային զագի կարևորագույն բնութագիրը նրա կոնցենտրացիան է՝ լսմ³-ում առկա էլեկտրոնների թիվը՝

$$n = \frac{N}{V} = N_A \frac{Z \cdot \rho}{A}, \quad (1.1)$$

որտեղ N_A -ն Ավոգադրոյի թիվն է, ρ -ն՝ նյութի զանգվածային խտությունը, A -ն՝ հարաբերական աստմային զանգվածը, Z -ը՝ ատոմի արժեքականությունը, այսինքն՝ այն էլեկտրոնների թիվը, որոնք հեռանում են ատոմից, երբ առանձին ատոմներից կազմվում է մետաղը: Մետաղներում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան 10^{22} սմ⁻³ կազի մեծություն է և փոփոխվում է $0,91 \cdot 10^{22}$ սմ⁻³-ից (Cs) մինչև $24,7 \cdot 10^{22}$ սմ⁻³ (Be) (Հավելված 2):

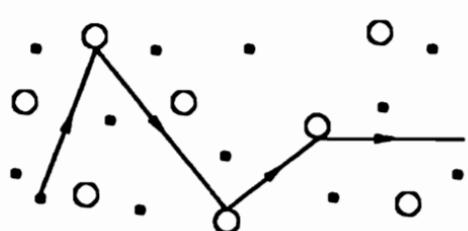
Մետաղներում էլեկտրօնային զագի կոնցենտրացիան մոտ 1000 անգամ մեծ է նորմալ պայմաններում դասական զագի խտությունից՝ Լոշմիդտական թվից՝ $n_L \approx 2,7 \cdot 10^{19}$ սմ⁻³. Չնայած այս հանգամանքին, ինչպես նաև ուժեղ էլեկտրոն-էլեկտրոն և էլեկտրոն-իոն փոխազդեցությունների առկա-

յուրյանը, Դրուդի տեսության մեջ կեկտրոնային գազի ուսումնասիրության համար կիրառվում են չեղոք, նոսր գազերի կինեափկ տեսության մերդները:

Դրուդի էլեկտրոնային տեսության մեջ արվում են հևտկալ հիմնական ենթադրությունները.

1. Բախումների միջև ընկած ժամանակամիջոցում հաշվի չի առնվում էլեկտրոնի փոխազդեցությունը մյուս էլեկտրոնների և իոնների հետ, այլ կերպ ասած՝ արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտերի բացակայությամբ յուրաքանչյուր էլեկտրոն շարժվում է ողղագիծ և հավասարաչափ: Արտաքին դաշտերի առկայությամբ էլեկտրոնը շարժվում է Նյուտոնի օրենքներին համապատասխան, ընդունի հաշվի են առնվում միայն այդ դաշտերը, իսկ մյուս էլեկտրոնների և իոնների լրացուցիչ բարդ ազդեցությունը հաշվի չի առնված: Այս մոտավորությունը, որի դևաքում արհամարիկում է բախումների միջև ընկած ժամանակամիջոցում էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցությունը, հայտնի է որպես անկախ էլեկտրոնների մոտավորություն, իսկ եթե արհամարենք է էլեկտրոն-իոն փոխազդեցությունը, ապա զործ ունենք ազատ էլեկտրոնների մոտավորության հետ:

2. Բախումն ակնքարքային պատահար է, որը հանկարծակիտրեն վույամ է էլեկտրոնի արագությունը: Էլեկտրոնները ետ են քոչում դրական իոններից, ինչպես կոչու գնդերից, իսկ էլեկտրոնի բախումները մյուս էլեկտրոնների հետ ընդհանրապես հաշվի չեն առնված (նկ. VI.1):



Նկ. VI.1

Իրականում այս պատկերը շատ հեռու է ճշմարտացի լինելուց: Բարեբախտաբար, շատ խնդիրներամ բոլորավիճ կարևոր

չե բախսան մեխանիզմի մանրամասն իմացությունը. բավական է միայն ենթադրել, որ գործում է ցրման որևէ մեխանիզմ: Կարելի է օգտագործել ցրման արդյունքի մի քանի ընդհանուր հասկություններ, առանց սահմանափակվելու այս կամ այն մեխանիզմով: Այդ ընդհանուր հատկությունները տրվում են հևտկալ երկու ենթադրություններով.

3. Միավոր ժամանակում էլեկտրոնի ցրման հավանականությունը $1/\tau$ է: $d\tau$ ժամանակամիջոցում ցրման հավանականությունը հավասար է $d\tau/\tau$: τ -ն կոչվում է ռեզարսագիտայի ժամանակ կամ ազատ վագրի ժամանակ և կախված չէ Էլեկտրոնի տարածական դիրքից և նրա արագությունից:

4. Էլեկտրոնները գալիս են շրջապատի հետ չերմային հավասարակշռության բացառապես բախտումների շնորհիվ: Բախտումները պահպանում են տևղային ցերմային հավասարակշռությունը հետևյալ կերպ: Բախտումից անմիջապես հետո Էլեկտրոնի արագությունը կասպված չէ, բախտումից առաջ նրա տնեցած արագության հետ, բնդ որում արագությունն ուղղված է պատահական ձևով, իսկ մեծությունը համապատասխանում է այն տիրույթի չերմասամբանին. որսեղ որ անդի և ունեցել բախտումը:

Հիմնվերս արված ենք արագությունների վրա, տասեւմնը արագակայականություններ մետաղների որոշ ֆիզիկական բնութագրերի համար և համեմատենար դրանք փորձից հայտնի տվյալների հետ:

§2. Մետաղի էլեկտրահաղորդականությունը

Օհմի օրենքի համաձայն, հոսանքը հաղորդվում համեմատական 1. նրա ծայրերին կիրառված լարմանը՝

$$I = \frac{U}{R}, \quad (2.1)$$

որտեղ եադորդի R դիմադրությունը կախված է նմուշի ձևից, չափերից, ինչպես նաև նյութի տեսակից: Դրույթի տևառությունը հնարավորություն է տալիս բացատրելու (2.1) կապը և զնականությունը:

Ինչպես զիգունք, v , արագությամբ շարժվող էլեկտրոններ համարժեք է $j_i = -\frac{e}{V} v$, լսությամբ հոսանքի: Գումարելով բոլոր N էլեկտրոնների կողմից սանդղված եռանքների խառնությունները, կստանանք՝

$$\mathbf{j} = \sum_{i=1}^N \mathbf{j}_i = -\frac{e}{V} \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i = -en\mathbf{v} \quad (2.2)$$

որտեղ

$$\mathbf{v} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i \quad (2.3)$$

Վեկտորը էլեկտրոնների միջին արագությունն է, որն անվանում են նաև հոսընթացի (դրեյֆի) արագություն: Այն կազմությունների համակարգի՝ որպես ամրողություն շարժման («ձանրարարացնելու») արագությունն է:

Մետաղի ցանկացած կետում էլեկտրոնները շարժվում են բոլոր հնարավոր ուղղություններով և ունեն տարրեր արագություններ: Արագությունների բացակայության դեպքում էլեկտրոնների շարժման բոլոր ուղղությունները հավասարահարավոր են, ուստի $v = 0$:

Այժմ ստանանք v -ն որոշելու համար հավասարում, երբ կազմությունների վրա ազդում է f արագությունը: Էլեկտրոնի միջին իմպուլսը t պահին նշանակենք $p(t)$ -ով: Հաշվենք էլեկտրոնի միջին իմպուլսը dt ժամանականց՝ $p(t+dt)$ -ու: Հավանականությունն այն բանի, որ պատահական t պահին վերցված էլեկտրոնը կրախալի մինչև $t+dt$ պահը, այսինքն՝ dt ժամանակահատվածի ընթացքում, կլինի հավասար dt/τ , ուստի dt -ում չբավարար է հավանականությունը կլինի հավասար $1 - dt/\tau$: Բախման բացակայության դեպքում էլեկտրոնը շարժվում է արագությունում տակ և ծեռու լ բերում լրացուցիչ $f(t)dt + O(dt)^2$ իմպուլս ($O(dt)^2$ -ն նշանակում է $(dt)^2$ -ու կարգի մեծություն): Այսպիսի էլեկտրոնների ներդրումը $t+dt$ պահին ունեցած իմպուլսի մեջ հավասար է

$$\left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) [p(t) + f(t)dt + O(dt)^2]: \quad (2.4)$$

Հաշվենք այժմ dt -ում բախված էլեկտրոնների ներդրումը: Այսպիսի էլեկտրոնների թիվը համեմատական է dt/τ -ին: Քանի որ բախումից անմիջապես ենառ էլեկտրոնի արագությունը (և իմպուլսը) ուղղված է պատահական ծեռվ, ապա յուրաքանչյուր բախված էլեկտրոնի ներդրումը միջին իմպուլսի մեջ $t+dt$ պահին պայմանավորված կլինի dt -ի ընթացքում տևող ունեցած բախումից հետո $f(t)$ ուժի շնորհիվ ծեռու բերած որոշակի իմպուլսով, որը $f(t)dt$ կարգի է: Այսպիսով, բախված էլեկտրոնների ներդրումը կլինի

$$(dt/\tau)f(t)dt \sim O(dt)^2 \quad (2.5)$$

Կարգի: Արդյունքում $p(t + dt)$ -ի համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} p(t + dt) &= \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) \left[p(t) + f(t)dt + O(dt)^2\right] + \frac{dt}{\tau} f(t)dt = \\ &= p(t) + f(t)dt - \frac{dt}{\tau} p(t) + O(dt)^2. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Կատարենով սահմանային անցում՝ $dt \rightarrow 0$, կստանանք՝

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} + f(t) : \quad (2.7)$$

Այս հավասարումից հետևում է, որ էլեկտրոնների խոնների հետ բախումների շնորհիվ ծազում է էլեկտրոնների շարժումն արգելակող, արդյունարար «շփման» ուժ՝ $-p/\tau$ անդամը:

Այժմ (2.7) հավասարման օգնությամբ ստանանք էլեկտրոնի հոսքներացի արագության արտահայտությունը հաստատուն, համասնու էլեկտրական դաշտում, որի E լարվածությունը գրույից տարբեր է $(0, T)$ ժամանակամիջոցում (նկ. VI.2, ա): Էլեկտրոնի վրա ազդող

$$f = -eE \quad (2.8)$$

ուժի ազդեցության տակ երկու հաջորդական բաժանմների միջև յորպանցյուր էլեկտրոն կատարում է արագացող շարժում (նկ. VI.2, բ): (2.7) հավասարումից հոսքներացի արագության համար կստանանք (նկ. VI.2, զ՝)

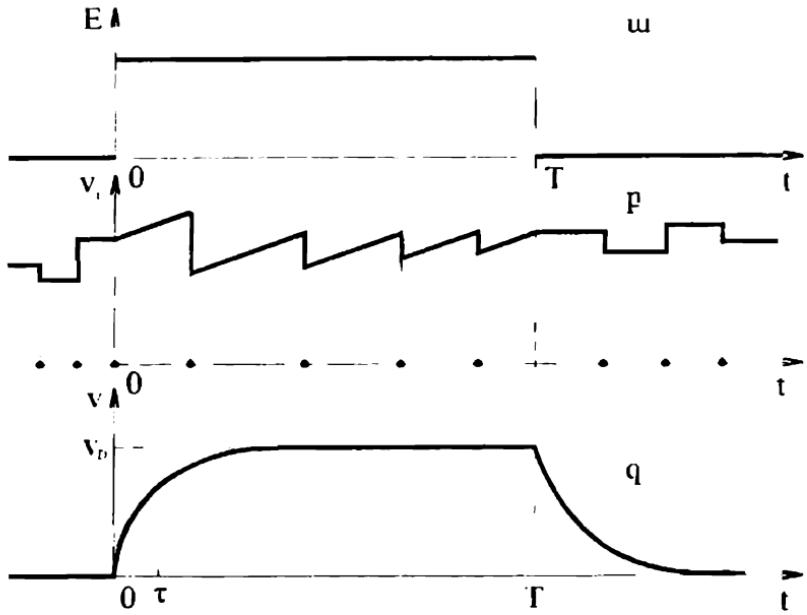
$$v = \frac{p}{m} = -\frac{e\tau E}{m} \left(1 - e^{-t/\tau}\right) : \quad (2.9)$$

Այս արտահայտությունից հետևում է, որ էլեկտրական դաշտը միացնելուց $t \gg \tau$ (սակայն $t \leq T$) ժամանակ անց էլեկտրոնները ձեռք են բերում հոսքներացի հաստատված (ստացիոնար) արագություն՝

$$v \equiv v_D = -\frac{e\tau E}{m}, \quad (2.10)$$

որին, ըստ (2.2) առնչության, համապատասխանում է հոսանքի հաստատուն խտություն՝

$$j = \frac{ne^2\tau}{m} E = \sigma E, \quad (2.11)$$



Նկ. VI.2

որտեղ

$$\sigma = \frac{n e^2 \tau}{m} \quad (2.12)$$

մեծությունը մետաղի էլեկտրահաղորդականության գործակիցն է: (2.11) արտահայտությունն Օհմի օրենքն է դիֆերենցիալ տեսրով: Եթե σ -ից անց- նենք նյութի աևսակարար դիմադրությանը՝

$$\rho = \frac{1}{\sigma}, \quad (2.13)$$

ապա, օգտվելով նրա վարժնականորեն չափված արժեքներից, (2.12) բա- նածնից կարենի է գնահատել ուղարսացիայի τ ժամանակը՝

$$\tau = \frac{m}{\rho n e^2} \quad (2.14)$$

Տեսակարար դիմադրության մեծությունը կախված է ջերմասալիճա- նից: Սենյակային ջերմասալիճաններում ρ -ն մի բանի մկ Օհմ·սմ կարգի

մեծություն 1. (Հավելված 2): Եթե ρ_μ -ով նշանակենք սևակարար դիմաց դրույթը, արտահայտված մկան-սմ-երով, ապա (2.14) առնչությունը կարելի է արտագրել հետևյալ հարմար սևագով՝

$$\tau \approx \left(\frac{35}{\rho_\mu} \right) \cdot \frac{n_0}{n} \cdot 10^{-14} \text{ վ}, \quad (2.15)$$

որտեղ $n_0 = 10^{22}$ սմ⁻³: Ըստ վորձնական ավլյալների, սենյակային ջերմաստիճաններում $\tau \sim 10^{-14} \div 10^{-15}$ վ կարգի մեծություն է: Նույն պայմաններում Լենկարունի միջին ջերմային արագությունը $v_0 = (3k_B T/m)^{1/2} \sim \sim 10^7$ սմ/վ: Ազատ վազքի $l = \tau \cdot v_0$ միջին երկարության համար ստանում ենք արժեքներ, որոնք զտնվում են $1 \div 10$ Ա տիրույթում: Քանի որ $l \sim a$ -ին՝ միջատոնական ենոավորությանը, ապա ստացված արդյունքը զտնվում է էլեկտրոնների՝ իոնների հետ բախման Դ-բուդեի նմբաղության հետ լինելու արագության մեջ:

Հարկ է նշել, որ Օհմի օրենքը՝ (2.11) հավասարությունը, սևողի ունի «քոյլ» դաշտություն, եթե $v_D \ll v_0$ (աևս նաև (6.5) պայմանը): $T = 300\text{K}$ -ում կարելի է «քոյլ» համարել 10^4 Վ/սմ-ի չվերապանցող դաշտերը:

Եթե արտաքին լենկարական դաշտն անցան ավտոմատ $E = 0$, եթե $t \geq T$, նկ. VI.2, ա), ապա, ըստ (2.7) հավասարման, անջասնելուց հետո t վ անց կուրսքացի արագությունը տրվում է (նկ. VI.2, զ)

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_D \exp(-t/\tau) \quad (2.16)$$

արտահայտությամբ, որի համաձայն ուղղորդված շարժման արագությունը ծգություն է գրոյի: Այսինքն՝ դաշտն անցան ավտոմատ հետո $t \sim \tau$ ժամանակ անց $\mathbf{v} \approx 0$, և համակարգը զայխ է ջերմային հավասարակշռության վիճակի:

Օգտելով \mathbf{v}_D -ի և E -ի միջև (2.10) կապից, ներմուծենք մի նոր բնութագրի՝ շարժունության (μ) զաղափարը: Շարժունությունը սահմանվում է որպես կուրսքացի արագության և դաշտի լարվածության միջև գործակից՝

$$\mathbf{v}_D \equiv \mu E = -\frac{e\tau}{m} E, \quad (2.17)$$

այսինքն, էլեկտրոնի շարժունությունը՝

$$\mu = -\frac{e}{m} \tau \quad (2.18)$$

և ունի նույն նշանը, ինչ որ լիցքը: Էլեկտրահաղորդականության գործակիցը կարևոր է արտահայտել հետևյալ բանաձևով՝

$$\sigma = -e\eta\mu : \quad (2.19)$$

Ընդհանուր դեպքում էլեկտրահաղորդականության, աևսակարար դիմադրության և շարժունության գործակիցները սորվում են երկրորդ կարգի տեսնողուներով:

§3. Մնացած դիմամիկական հաղորդականությունը

Ենթադրենք այսմ, որ էլեկտրոնային զազը գտնվում է ժամանակի ընթացքում վուկուլսով կեկտրական դաշտում: Սահմանափակվենք ներդաշնակորնեն վուկուլսով դաշտերով, եթե

$$E(t) = E(\omega)e^{-i\omega t} : \quad (3.1)$$

Այս դեպքում (2.7) հավասարման լուծումը կփնտրենք

$$p(t) = p(\omega)e^{-i\omega t} \quad (3.2)$$

տեսքով: Տեղադրելով (3.1) և (3.2) առնչությունները (2.7) հավասարման մեջ, անհայտ $p(\omega)$ գործակցի համար կստանանք՝

$$p(\omega) = \frac{-e\tau E(\omega)}{1 - i\omega\tau} : \quad (3.3)$$

Մյուս կողմից, (2.2) արտահայտության համաձայն

$$j(t) = -env(t) = j(\omega)e^{-i\omega t} \quad (3.4)$$

որտեղ

$$j(\omega) = -\frac{enp(\omega)}{m} = \frac{ne^2\tau \cdot E(\omega)}{m(1 - i\omega\tau)} = \sigma(\omega)E(\omega) : \quad (3.5)$$

$\sigma(\omega)$ մեծությունը կոչվում է դիմամիկական կամ բարձրհաճախային հաղորդականություն և տրվում է

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma}{1 - i\omega\tau} \quad (3.6)$$

բանաձևով, որտեղ σ -ն ստատիկ հաղորդականության գործակիցն է և տրվում է (2.12) առնչությամբ: Եթե $\omega\tau \ll 1$, ապա, ըստ (3.6) բանաձևի, $\sigma(\omega) \approx \sigma$: Այսպիսով, $\omega \ll \omega_0 = 1/\tau$ (եթե $\tau \sim 10^{-14}$ վ, $\omega_0 \sim 10^{14}$ ռադ/վ) հաճախությամբ փոփոխվող դաշտում էլեկտրոնի վարքը գործնականորեն չի տարրերվում էլեկտրաստատիկ դաշտում նրա վարքից:

Եթե (3.1) առնչության վորհարեն վերցնենք $E(t) = E(\omega)\exp(i\omega t)$, ապա (3.6) բանաձևի փոխարեն կստանանք՝

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma}{1+i\omega\tau} : \quad (3.7)$$

Դաշտի լարվածության

$$E(t) = E(\omega)e^{i\omega t} \quad \text{և} \quad E(t) = E(\omega)e^{-i\omega t} \quad (3.8)$$

ներկայացումները համարժեք են, քանի որ ֆիզիկական իմաստ ունեցող իրական $E(t) = \frac{1}{2}E(\omega)(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) = E(\omega)\cos(\pm\omega t)$ մեծությունը կախված չէ \exp -ի նշանից: Նույն դասուլությունն իրավացի է նաև j -ի համար.

$$j = \frac{1}{2}(j + j^*) = \frac{1}{2}(\sigma E + \sigma^* E^*) : \quad (3.9)$$

Վերցնելով $\sigma = |\sigma(\omega)|\exp(\pm i\delta)$ տեսքով, (3.9) կապից կստանանք՝

$$j = |\sigma(\omega)|E(\omega)\cos(\omega t - \delta) : \quad (3.10)$$

Դիմանիկական հաղորդականության կոմպլեքս լինելը, եամաձայն (3.10) բանաձևի, նշանակում է փոփոխ շեղում հոսանքի և լարման միջև, ըստ որում հոսանքը փոփոխ ետք է մնում լարումից: (3.6) բանաձևը ներկայացնելով էքսպոնենցիալ տնաքով, δ փոփոխ համար կստանանք՝

$$tg\delta = \omega\tau : \quad (3.11)$$

Այս բանաձևից հետևում է, որ ω -ի աճին գուգընքաց հոսանքի շեղումը լարումից դառնում է ավելի ու ավելի զգալի, ինչը վերջին հաշվով պայմանավորված է էլեկտրոնների իներտությամբ:

Այժմ ուշադրություն դարձնենք հետևյալ երկու հանգամանքների վրա:

1. Ինչպես հայտնի է, փոփոխվող էլեկտրական դաշտը շրջապատում մակածում է մազնիսական դաշտ, այսինքն, պետք է միաժամանակ հաշվի առնել և էլեկտրական, և մազնիսական դաշտերը: Սակայն միջին իմպուլսի

համար գրված (2.7) հավասարման մեջ մենք հաշվի ենք տևել միայն էլեկտրական դաշտի կողմից էլեկտրոնի վրա ազդող $-eE$ ուժը և դեռ ենք նեաև մագնիսական H դաշտի կողմից ազդող $-(e/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ լորևույթի ուժը: Այդ ուժերի հարաբերությունը

$$\frac{eE}{(e/c) \cdot v \cdot H} = \frac{c}{v} \cdot \frac{E}{H} \sim \frac{c}{v} \quad (3.12)$$

և շատ մեծ է մեկից, քանի որ հոսանքի խտության $j \sim 1 \text{ C/m}^2$ և կոնցենտրացիայի $n \sim n_0 = 10^{22} \text{ ամ}^{-3}$ բնութագրական արժեքների համար էլեկտրոնների հոսքներցի արագությունը՝ $v = j/en \sim 0,1 \text{ ամ/վ}$ կարգի մեծություն է: Հետևաբար՝ մագնիսական դաշտի արհամարիւմը լիովին հիմնավորված է:

2. (2.7) հավասարման մեջ լեռնադրվում է, որ բոլոր էլեկտրոնների վրա ազդում է նույն ուժը, բայց այս ենթադրությունը կարող է խախտվել, եթե դաշտը կետ փոփոխվում է:

Հարկ 1 նշել, որ r կետում հոսանքի խտությունը որոշվելու համար բավական է հաշվի առնել դաշտի ագրեցությունը էլեկտրոնի վրա վերջին բախտմից հետո անցած ժամանակամիջոցում, այսինքն, այնպիսի հեռավորությունների վրա, որոնք ազատ վազքի երկարության կազմությունը $\tilde{r} \sim l = \tau \cdot v_0$. Հետևաբար, եթե էլեկտրական դաշտը $\tilde{r} \sim l$ հեռավորությունների վրա էապես չի փոփոխվում, ապա կարելի է $j(r,t)$ -ն հաշվարկելու ընդունել, որ $E(r,t)$ դաշտն ամբողջ տարածության մեջ տվյալ պահին ունի նույն արժեքը, ինչ որ r կետում: Այսպիսով, ստացված

$$j(r,\omega) = \sigma(\omega) E(r,\omega) \quad (3.13)$$

արդյունքն իրավացի է, եթե էլեկտրական դաշտի փոփոխման բնութագրական երկարությունը՝ λ -ն, զգալիորեն գերազանցում է ազատ վազքի l երկարությունը՝

$$\lambda \gg l : \quad (3.14)$$

Սետադներմամ (3.14) պայմանը սկսում է խախտվել տևանելի լուսից ($\lambda \sim 8 \cdot 10^3 \div 4 \cdot 10^3 \text{ Å}$) կարճ λ -ներով էլեկտրամագնիսական ալիքների համար:

Նկատի ունենալով արված պարզաբանումները, ուսումնասիրներ լեկտրամագնիտական ալիքի սարածումը մեադապահ:

Գրենք Մաքսվելի հավասարումները, եթե միջավայրում կա j հոսանք, իսկ սակածված լիցքի խտությունը գրությունը:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} E &= 0, \quad \operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \\ \operatorname{div} H &= 0, \quad \operatorname{rot} H = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Հոլոր մեծությունների ժամանակային կախումները կփնտրենք $e^{i\omega t}$ տեսքով: Նկատի ունենալով նաև (3.13) կապը, որոշ ձևավոխություններից հետո (3.15) հավասարումներից կստանանք

$$\nabla^2 E(r, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \right) E(r, \omega) = 0 \quad (3.16)$$

ալիքային հավասարումը, որտեղ

$$\epsilon(\omega) = 1 + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \quad (3.17)$$

մեծությունը կոմպլեքս դիէլեկտրական քավանցելիությունն է: Մեծ հաճախությունների դեպքում, եթե

$$\omega\tau \gg 1, \quad (3.18)$$

առաջին մոտավորությամբ (3.17) և (3.6) առնչություններից կստանանք՝

$$\epsilon(\omega) \approx 1 + i \frac{4\pi}{\omega} \cdot \frac{\sigma}{-i\omega\tau} = 1 - \frac{4\pi\sigma}{\tau} \cdot \frac{1}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (3.19)$$

որտեղ

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi\sigma}{\tau} = \frac{4\pi n e^2}{m} \quad (3.20)$$

մեծությունը այսպես կոչված պլազմային հաճախությունն է: Եթե $\omega < \omega_p$, ապա $\epsilon(\omega) < 0$, և (3.16) հավասարման լուծումները տարածության մեջ էքսպոնենցիալ օրենքով մարում են, այսինքն՝ ալիքը չի կարող տարածվել միջավայրում: Սակայն, եթե $\omega > \omega_p$, ապա $\epsilon(\omega) > 0$, և (3.16) հավասարումն ունի տատանողական լուծումներ, որոնք համապատասխանում են

մետաղում սարածվող ալիքին: Այսինքն՝ $\omega > \omega_p$ հաճախորդայամբ ալիքների համար մետաղը քափանցիկ է: Այս եզրակացությունը ճշշտ է, եթե $\omega = \omega_p$ հաճախորդայան համար տեղի ունի (3.18) պայմանը: Օգտվելով τ -ի (2.14) արտահայտությունից, կստանանք՝

$$\omega_p \cdot \tau \approx 2 \cdot 10^3 \left(\frac{n_0}{n} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\rho_\mu} : \quad (3.21)$$

Քանի որ ρ_μ մեծությունը մի քանի միավորի (մկՕհմ·սմ-ով) կարգի է, իսկ $n_0/n \sim 0,04 \div 1$, ապա $\omega_p \tau \gg 1$:

Փորձում, իրոք, հայտնարերված և ալկալիական մետաղների բավանցիկությունը ուղարամանուշակագույն ալիքություն: ω_p -ին համապատասխանող ալիքի երկարությունը կարելի և գնահատել (3.20) առնչության օգնությամբ՝

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} \approx 3,3 \left(\frac{n_0}{n} \right)^{1/2} 10^3 \text{ Å} : \quad (3.22)$$

(3.22) բանաձևով հաշվարկված արժեքները գտնվում են վործական ստացված տվյալների հետ բավարար համաձայնության մեջ միայն ալկալիական մետաղների համար:

Դիելեկտրական բափանցելության համար ստացված (3.19) բանաձևից հետևում է լեկտրոնային գազում լիցքի $\rho(r, t)$ խտության տատանումների հնարավորությունը, որոնց ժամանակային կախումը տրվում է $e^{i\omega t}$ օրենքով: Իրոք, օգտվենք անընդհանության հավասարումից՝

$$\nabla j = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad \text{որտեղից} \quad \nabla j(r, \omega) = i\omega \rho(r, \omega), \quad (3.23)$$

և Պուասոնի հավասարումից՝

$$\nabla E = 4\pi\rho(r, t), \quad \text{որտեղից} \quad \nabla E(r, \omega) = 4\pi\rho(r, \omega) : \quad (3.24)$$

Նկատի ունենալով նաև (3.13) կապը, կստանանք՝

$$i\omega\rho(r, \omega) = 4\pi\sigma(\omega)\rho(r, \omega) : \quad (3.25)$$

Օգտվելով կոմսլերս դիէլեկտրական քավանցելիության (3.17) սահմանումից, (3.25) հավասարման ոչ զդոյական լուծում ունենալու պայմանը կարելի է ներկայացնել:

$$1 + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} = \varepsilon(\omega) = 0, \quad (3.26)$$

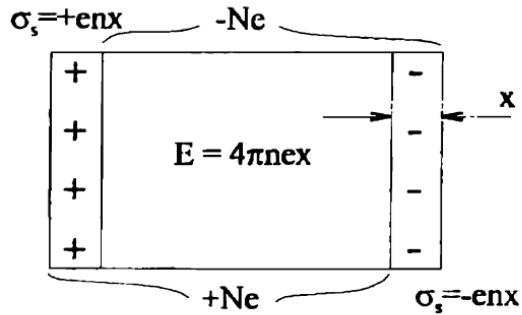
տեսքով, որը հենց $\omega = \omega_p$ հաճախությունը որոշող պայմանն է (տես (3.19) հավասարումը): Տվյալ դեպքում (3.26) հավասարումն այն պայմանն է, որին պետք է բավարարի հաճախությունը, որպեսզի լիցքի խտության ալիքը կարողանա տարածվել: Այս տատանումների (ընդունված է անվանել «ալազմային») բնույթը կարելի է հասկանալ հետևյալ պարզ մռյելի օգնությամբ:

Ենթադրենք՝ էլեկտրոնային գազը որպես ամբողջություն x -ով շեղել ենք դրական Փոնի նկատմամբ (նկ. VI.3):

Եղանակությամբ համակարգի եզրերին կառաջանան հակառակ նշանի մակերևության լիցքեր $\sigma_s = \pm enx$ խտությամբ, որոնց ստեղծած դաշտը կոնենա $E = 4\pi\sigma_s$ մեծությունը: Էլեկտրոնային համակարգի շարժման հավասարումը կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$Nm\ddot{x} = -eN \cdot 4\pi\sigma_s, \quad \text{կամ} \quad \ddot{x} + \frac{4\pi e^2 n}{m} x = 0, \quad (3.27)$$

որը նկարագրում է ω_p հաճախությամբ երկայնական տատանումներ: Կան բազմաթիվ փորձեր, որոնցում հայտնաբերված են լիցքի խտության ω_p հաճախությամբ պարբերական փոփոխություններ:



Նկ. VI.3

§4. Մագնիսադինադրույթուն: Հոլի Նրեույքը

Այժմ ուսումնասիրենք էլեկտրանային գազի հաղորդականությունը համասեռ հասաւառուն մագնիսական դաշտուն: Ենչպես հայտնի է, մագնիսական դաշտը շարժվող լիցքի վրա ազդում է լորենցի ուժով:

$$f_t = \frac{q}{c} [\mathbf{v}_t, \mathbf{H}], \quad (4.1)$$

որտեղ q -ն մասնիկի լիցքն է, \mathbf{v}_t -ն՝ արագությունը: Այդ ուժը հասեմասական է, արագությանը, ուսաի միջին խմբությի համար գրված (2.7) հավասարման մեջ էլեկտրոնների վրա ազդող (4.1) ուժերի միջինի համար կարող ենք օգտվել (4.1) բանաձևից՝ \mathbf{v}_t -ն փոխարինելով միջին (հոսքնբացի) \mathbf{v} արագությամբ:

Եթե կա նաև հասաւառուն E էլեկտրական դաշտ, ասլա միջին խմբությի համար շարժման հավասարումը կիրանի:

$$\frac{dp}{dt} = -eE - \frac{e}{mc} [\mathbf{p}, \mathbf{H}] - \frac{\mathbf{p}}{\tau} \quad (4.2)$$

Ենթադրենք, էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորը գտնվում է (x, y) հարթության մեջ՝ $E(E_x, E_y, 0)$, իսկ մագնիսական դաշտն ուղղված է z առանցքով՝ $H(0, 0, H)$. (4.2) հավասարումն արտագրենք պլոյեկցիաներով:

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= -eE_x - \frac{eH}{mc} p_y - \frac{p_x}{\tau}, \\ \frac{dp_y}{dt} &= -eE_y + \frac{eH}{mc} p_x - \frac{p_y}{\tau}, \\ \frac{dp_z}{dt} &= 0 : \end{aligned} \quad (4.3)$$

Հավասարումների (4.3) համակարգում առկա

$$\omega_c = \frac{eH}{mc} \quad (4.4)$$

մեծությունը մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի սրաւման շրջանային («ցիկլոտրոնային») հաճախությունն է:

Ստացիոնար վիճակում, եթե հոսանքի j լսությունը հասաստուն մեծություն է, (4.3) համակարգից ստանում ենք՝

$$\begin{aligned} 0 &= -eE_x - \omega_c p_y - \frac{1}{\tau} p_x, \\ 0 &= -eE_y + \omega_c p_x - \frac{1}{\tau} p_y. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Նկատի ունենալով (2.2) կապը և (4.5) հավասարումները բազմապատճենով $-ne\tau/m$ -ով, կստանանք՝

$$\begin{aligned} \sigma E_x &= \omega_c \tau j_y + j_x, \\ \sigma E_y &= -\omega_c \tau j_x + j_y, \end{aligned} \quad (4.6)$$

որտեղ σ -ն ստացիկ է եւկտրահաղորդականության գործակիցն է, եթե $H = 0$ (անս (2.12) բանաձեր): Լուծելով (4.6) համակարգը j_x -ի և j_y -ի նկատմամբ, կստանանք՝

$$\begin{aligned} j_x &= \frac{\sigma}{1 + (\omega_c \tau)^2} (E_x - \omega_c \tau E_y) \equiv \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y, \\ j_y &= \frac{\sigma}{1 + (\omega_c \tau)^2} (\omega_c \tau E_x + E_y) \equiv \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Այսպիսով, համաձայն (4.7) հավասարումների, մազնիսական դաշտին աղղահայաց նարբության մեջ էլեկտրոնային գազի հաղորդականությունը նկարագրվում է երկրորդ կարգի անգործով՝

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix},$$

որտեղ

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{\sigma}{1 + (\omega_c \tau)^2} \equiv \sigma_{xx}(H), \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= -\frac{\sigma \cdot \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} \equiv \sigma_{xy}(H); \end{aligned} \quad (4.8)$$

Եթե (4.6) համակարգը լուծենք E_x -ի և E_y -ի նկատմամբ, կստանանք՝

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{\sigma} j_x + \frac{\omega_c \tau}{\sigma} j_y \equiv \rho_{xx} j_x + \rho_{xy} j_y, \\ E_y &= \frac{1}{\sigma} j_y - \frac{\omega_c \tau}{\sigma} j_x \equiv \rho_{yy} j_y + \rho_{yx} j_x. \end{aligned} \quad (4.9)$$

(4.9) հավասարումների օգնությամբ որոշվում է անսակարար դիմադրության անզորը՝

$$\rho_{ik} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix},$$

որտեղ

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{1}{\sigma}, \quad \rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{\omega_c}{\sigma} \tau. \quad (4.10)$$

(4.8) և (4.10) բանաձևերի օգնությամբ կարևի և ρ_{ik} և σ_{ik} անզորների բաղադրիչներն արտահայտել իրար միջոցով՝

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (4.11)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = -\frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}. \quad (4.12)$$

Տեսակարար դիմադրության (հաղորդականության)՝ մազնիսական դաշտի լարվածության մեծությունից կախվածության երևույթը հայտնի է որպես մազնիսադիմադրություն:

Չանի որ մազնիսական դաշտը չի ազդում այդ դաշտի ուղղությամբ շարժվող լիցքի վրա, ապա էլեկտրոնային համակարգի հաղորդականությունը \propto առանցքի ուղղությամբ մնում է նույնը, ինչ որ մազնիսական դաշտի բացակայությամբ (համաձայն (4.3) համակարգի երկրորդ հավասարման, $p_z = const$):

Եթե ենթադրենք, որ $E_z \neq 0$, ապա

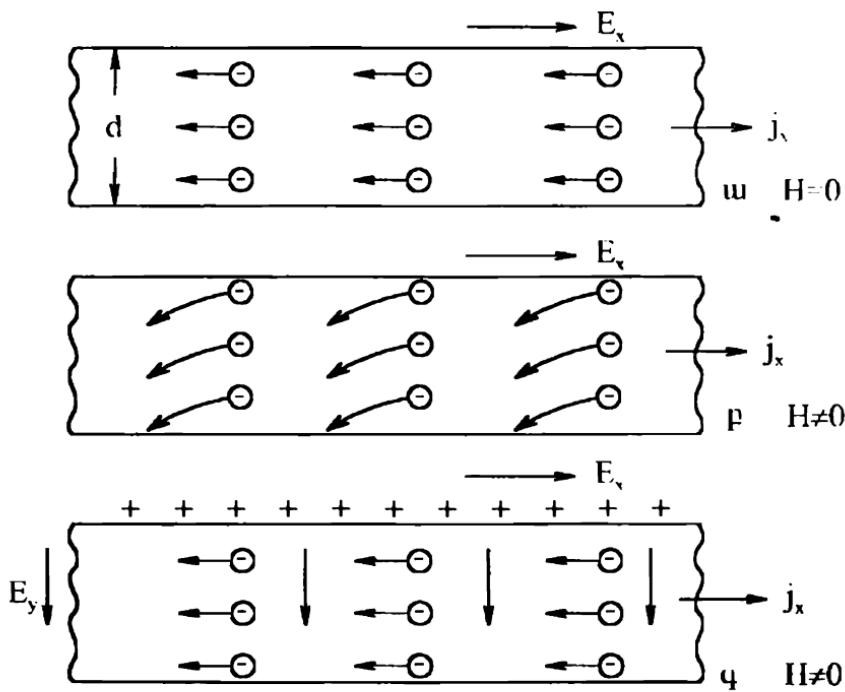
$$j_z = \sigma E_z \equiv \sigma_{zz} E_z, \quad \sigma_{zz} = \sigma. \quad (4.13)$$

Այսիսով, E և H վեկտորների կամայական փոխասավորման դեպքում հաղորդականության անզորը կունենա հետևյալ տևաքը՝

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (4.14)$$

որտեղ աւելացրի բաղադրիչները տրվում են (4.8) և (4.13) արտահայտություններով:

Այժմ ուսումնասիրենք փորձում մազնիսադիմադրության չափման հմարավորությունը:



Նկ. VI.4

Նմուշն ընտրենք ժապավենի տեսքով (Նկ. VI.4, ա): Կիրառված արտաքին $E(E_x, 0, 0)$ դաշտն ուղղված է x առանցքով, կեկտրոնների հոսքն քացի արագությունը հակառակ է ուղղված, մազնիսական դաշար զրո է. (Նկ. VI.4, ա): Եթե $H \neq 0$, կեկտրոնների վրա ազդում է լորևնչի ուժը, որն

Էլեկտրոններին շեղում է դեպի ժամանակակից սարքին և գրը (ճկ. VI.4, թ): Էլեկտրոնները բաշխվում են ստորին և վերին երկայնքով, իսկ վերին և վերի մուտ առաջանում է դրական լիցքի ավելցուկ: Լիցքի վերաբաշխման պրոցեսը մազնիշական դաշտին ուղղակայաց հարթոքյան մեջ շարունակվում է այնքան ժամանակ, մինչև որ վերաբաշխման շնորհիվ ծագած ներքին էլեկտրական դաշտի կողմից էլեկտրոնի վրա ազդող ուժը համակշռում է լորենցի ուժը: Արդյունքում յ ուղղակայամբ էլեկտրոնի վրա ազդող ուժը, հետևաբար՝ և հոսանքի խոռոչյան j_y բաղադրիչը, հավասարվում է զրոյի, և թիթեղում եաստատվում է j_x հոսանքը (ճկ. I.4, զ): E_y դաշտը (Հոյի լայնական դաշտ) որոշվում է (4.6) հավասարումներից, եթե $j_y = 0$:

$$E_y = -\omega_c \tau E_x = -\frac{eH\tau}{mc} E_x : \quad (4.15)$$

E_y դաշտի մեծությունը փորձով կարելի է որոշել, չափելով թիթեղի վերին և ստորին և գրեթե միջև ծագած պրաենցիալների աարեքությունը՝ V_H -ը:

Համաձայն Հոյի կողմից կատարված չափումների, V_H -ը ուղիղ համեմատական է հոսանքի j_x խոռոչյանը, մազնիշական դաշտի H լարվածությամբ և թիթեղի d լայնությամբ:

$$V_H = R_H j_x H d , \quad (4.16)$$

որտեղ R_H մեծությունը Հոյի գործակիցը (հաստատումն) է: (4.15) և (4.16) առնչություններից Հոյի գործակիցի համար կստանանք՝

$$R_H = \frac{V_H}{j_x H d} = \frac{E_y}{j_x H} = -\frac{(eH\tau/mc)E_x}{(ne^2\tau/m)E_x H} = -\frac{1}{enc} , \quad (4.17)$$

որի համաձայն, ազատ էլեկտրոնների համար $R_H < 0$, այսինքն՝ R_H -ի նշանը համընկնում է ազատ լիցքակիրների նշանի հետ, իսկ R_H -ի մեծությունը կախված է միայն էլեկտրոնների կոնցենտրացիայից: Այս պարզ արդյունքը՝ (4.17) բանաձեղ, հետևանք է այն ենթադրության, որի համաձայն ոելաքսացիայի τ ժամանակը միևնույնն է բոլոր էլեկտրոնների համար, անկախ նրանց արագություններից: Այս ենթադրության հետևանքն է նաև այն տեսական արդյունքը, ըստ որի տեսակարար դիմադրությունը

Լախված չէ մազնիսական դաշտի մեծությունից: Իրոք, համաձայն (4.6) եավասարումներից առաջինի, ζ_{ij} հաստափած դաշտում, եթի $J_x = 0$,

$$J_x = \sigma E_x , \quad (4.18)$$

այսինքն՝ հաղորդականությունը նույնն է, ինչ որ $H = 0$ դեպքում:

Փորձում չափած R_H -ի միջոցով (4.17) բանաձևոց էլեկտրոնների n կունցենտրացիան որոշվելու ծագում է դժվարություն, կապված այն բանի հետ, որ R_H -ը կախված է մազնիսական դաշտի լարվածությունից, չերմաստիճանից և նմուշի այլ բնուրագրերից: Որոշ իմաստով սա անսպասելի է, քանի որ նշված մեծություններից կախված էլեկտրոնները՝ $T = 0$, չի մասնակցում (4.17) բանաձևում: Այնուամենայնիվ, ինչպես հետևում է ավելի ընդհանուր տեսությունից, շատ մետաղների համար Դրույնի անսուրյան շրջանակներում ստացված (4.17) արտահայտությունը շատ ցածր չերմաստիճաններում և ուժեղ ($H \geq 10^4$ Гս) դաշտերում իրոք համապատասխանում է իրականությանը:

Որոշ մետաղների համար Հովի R_H գործակցի արժեքները բերված են Աղյուսակ I.1-ում $n^*/n = -1/R_H \text{ enc}$ հարաբերության տեսքով, որտեղ $n^* = -1/R_H \text{ ec}$ այն կոնցենտրացիան է, որի դեպքում փորձում չափած R_H -ը եամբնկնում է (4.17) բանաձևով հաշված արժեքի հետ:

Աղյուսակ VI.1

Աղյուսակ	Z	n^*/n	Աղյուսակ	Z	n^*/n
Li	1	0,8	Ag	1	1,3
Na	1	1,2	Au	1	1,5
K	1	1,1	Be	2	-0,2
Rb	1	1,0	Mg	2	-0,4
Cs	1	0,9	In	3	-0,3
Cu	1	1,5	Al	3	-0,3

Ինչպես հետևում է Աղյուսակ VI.1-ի տվյալներից, աղիալիական մետաղների համար Դրույի տեսության համընկնումը փորձի հետ բավականաշափ լավ է, ազնիվ մետաղների (Cu, Ag, Au) համար՝ համեմատաբար վատ, իսկ մյուսների համար ընդհանրապես տեղի չունի: Այս վերջինների համար $R_H > 0$, այսինքն՝ նրանցում հսանքը սլայմանսվորված է ոչ թե էլեկտրոնների, այլ դրական լիցք ունեցող մասնիկների ուղղորդված շարժումով: (Այս վաստի որակական բացատրությունը տրված է VII.4-ում):

§5. Զերմահաղորդականություն: Վիդեման-Ֆրանցի օրենքը: Զերեկի երևույթը

Դրույի տեսության ամենամեծ նվաճումը Վիդեմանի և Ֆրանցի կողմից դեռևս 1853թ. փորձնականորեն ստացված օրենքի բացատրությունն էր: Համաձայն այդ օրենքի, մետաղի զերմահաղորդականության և էլեկտրահաղորդականության գործակիցների հարաբերությունը գերմաստիճանի գծային ֆունկցիա է:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = L \cdot T , \quad (5.1)$$

որտեղ L համեմատականության գործակիցը (Լորենցի թիվ) նույն արժեքն ունի բոլոր մետաղների համար (տես Աղյուսակ VI.2, Լորենցի թիվը տրված է 10^{-8} Կտ-Օհմ- K^{-2} միավորներով):

Աղյուսակ VI.2

Մետաղ	$\kappa/\sigma T$ (273 K)	$\kappa/\sigma T$ (373 K)	Մետաղ	$\kappa/\sigma T$ (273 K)	$\kappa/\sigma T$ (373 K)
Li	2,22	2,43	Au	2,32	2,36
Na	2,12	—	Be	2,36	2,42
K	2,23	—	Mg	2,14	2,25
Rb	2,42	—	Fe	2,61	2,88
Cu	2,20	2,29	Al	2,14	2,19
Ag	2,31	2,38	Zn	2,28	2,30

Այս բացատրության շրջանակներում Ենթադրվում է, որ ջերմային հոսքի հիմնական մասը պայմանավորված է էլեկտրոններով: Ենթադրության համար հիմք է ծառայում այն փաստը, որ մետաղները շատ ավելի լավ են և աղորդում չերմությունը, քան մեկուսիչները:

Եթե մետաղե ծողի ծայրերի միջև պահպանվում է ջերմասարչանների հաստատություն, ապա ծողում հաստատվում է ջերմության ստացիոնար հոսք: Միավոր ժամանակում հոսքի ուղղության ուղղահայաց միավոր մակերեսով անցած լճերգիւան (ջերմային հոսքը):

$$j_q = -\kappa \nabla T : \quad (5.2)$$

Ջերմահաղորդականության գործակիցը՝ $\kappa > 0$, ուստի ջերմային հոսքն ուղղված է ∇T -ին հակառակ, այսինքն՝ ջերմաստիճանի նվազման ուղղությամբ: Քանի որ էլեկտրոնային գազը Դրույեի մոդելում դիտարկվում է որպես դասական լինեարական գազ, ապա կարելի է օգտվել դասական գազերի կիմետրիկ տեսառիյան մեջ ջերմահաղորդականության գործակցի համար ստացված բանաձևից:

$$\kappa = \frac{1}{3} I \cdot \bar{v} \cdot c_v , \quad (5.3)$$

որտեղ I -ն ազատ վազքի միջին երկարությունն է, \bar{v} -ն՝ միջին ջերմային արագությունը, c_v -ն՝ գազի միավոր ծավալի ջերմունակությունը, որը միաւում գազի համար հավասար է՝

$$c_v = \frac{3}{2} n k_B , \quad (5.4)$$

որտեղ $k_B = 1,38 \cdot 10^{-16}$ էրգ/К Բոլցմանի հաստատունն է: Բաժանելով (5.3) արտահայտությունը էլեկտրահաղորդականության գործակցի (2.12) բանաձևի վրա և նկատի ունենալով, որ

$$\frac{m \bar{v}^2}{2} \approx \frac{\bar{m v^2}}{2} = \frac{3}{2} k_B T , \quad (5.5)$$

կստանանք՝

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \cdot T : \quad (5.6)$$

Ազ մասում ստացվածը համեմատական է, բացարձակ չերմաստիճանին, իսկ համեմատականության գործակիցը կախված է միայն հիմնարար k_B և e հաստատուններից, բանի որ կոնկրետ մետաղը քննությունը n և I մեծությունները կրճատվում են: Այսպիսով (5.6) կապը համընկնում է (5.1) առնչության հետ, և լորենցի բվի համար ստացվում է

$$L = \frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = 1.11 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Վա} \cdot \text{Օհմ}}{\text{K}^2} \quad (5.7)$$

արժեքը, որը միշտին հաշվով մուտքած էրկու անգամ փոքր է. Աղյուսակ I.2-ում բերված ավյաներից:

Հարկ 1 նշել, որ էլեկտրահաղորդականության հաշվարկի սկզբնական ստարտին պատկանում է բարձրակարգ ստացել էր (2.12) բանաձևով տրվող ճիշտ արտահայտությունից երկու անգամ փոքր արտահայտություն, որի պատճառը ևտևելի է: Էլեկտրանի ուղղորդված շարժման արագությունը բախումից անմիջապես հետո զրո է, իսկ հաջորդ բախման պահին, այսինքն՝ τ ժամանակ անց, այն հավասար է $-eE\tau/m$, ուստի հոսքացի միջին արագությունը՝

$$\mathbf{v}_{av}^D = \frac{1}{2} [\mathbf{v}(0) + \mathbf{v}(\tau)] = \frac{1}{2} \left(0 - \frac{eE\tau}{m} \right) = -\frac{eE\tau}{2m} : \quad (5.8)$$

Սակայն պեսար է նկատի ունենալ, որ էլեկտրոններն ունեն ազատ վազքի տարրեր ժամանակներ՝ $0 \div \infty$ բայոր հնարավոր արժեքներով: $t, t+dt$ ժամանակականավածում բախման հավանականությունը հավասար է $w(t)dt$, որտեղ

$$w(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (5.9)$$

ֆունկցիան էլեկտրանի՝ $(0, t)$ ժամանակահատվածում ազատ (առանց բախման) շարժման հավանականությունն է: Հետևաբար, ուղղորդված շարժման՝ բայ բայոր էլեկտրոնների միջինացված արագությունը՝

$$\mathbf{v}_{av} = \int_0^\infty w(t) \mathbf{v}(t) dt = - \int_0^\infty \frac{eEt}{m} \cdot e^{-t/\tau} \frac{dt}{\tau} = -\frac{eE\tau}{m} : \quad (5.10)$$

Նշված սխալի հետևանքով լորենցի բվի համար ստացվում է

$$L_D = 3 \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = 2,22 \cdot 10^{-8} \text{ Ամ-Օհմ}/\text{Կ}^2 \quad (5.11)$$

սարմերը, որը իիանալի համաձայնության մեջ է գտնվում վարծի հետ: Այս հաջողությունն այնքան տպավորիչ էր, որ խթանեց Դրույի մոդելի հետազա հետագուառությունները:

Այժմ ծանոքանաճը Զելբեկի երևոյթի հետ, բայ որի անհամասեռ տաքացված ծողում ծագում է ներքին էլեկտրական դաշտ՝ ուղղված ջերմաստիճանային գրադիւնակին հակառակ:

Զերմաստիճանային գրադիւնակի շնորհիվ էլեկտրանները կատարում են ուղղորդված շարժում՝ ուղղված դեպի ծողի ցածր ջերմաստիճան ունեցող ծայրը: Քանի որ էլեկտրոններն ունեն լիցր, ապա այդ ուղղորդված շարժումն իրենից հոսանք է ներկայացնում, այսինքն՝ էլեկտրական լիցր է տևելավորվում ծողի տաք մասից դեպի սառ մասը: Դրա հետևանքով ծողի բարձր ջերմաստիճանով ծայրը լիցքավորվում է դրական, իսկ ցածր ջերմաստիճանով ծայրը՝ բացասական: Լիցրի վերաբաշխման հետևանքով ծագած այդ ներքին դաշտն է աստիճանաբար արգելակել լիցքի հետազա վերաբաշխմանը, այնպես որ հավասարակշիռ վիճակում զոյտիքուն ունի հաստատված ներքին էլեկտրական դաշտ, որը լիովին համակցում է ջերմաստիճանների տաքբերությամբ պայմանավորված միջին արագությունը, իսկ էլեկտրական հոսանքը դառնում է հավասար գրոյիք: Զերմաստիճանների տաքբերության հետևանքով առաջացած ջերմաէլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝

$$E = Q \nabla T, \quad (5.12)$$

որտեղ համեմատականության Q գործակիցը կոչվում է դիֆերենցիալ ջերմաէլեկտրաշարժ ուժ: Որոշենք Q -ն: Ենթադրենք, ջերմաստիճանային գրադիւնակի ուղղված է x առանցքով: Որևէ x կետում էլեկտրոնի միջին արագությունը, պայմանավորված ∇T -ով, կլինի հավասար

$$v_Q = \frac{1}{2} [v_x(x - v_x \tau) - v_x(x + v_x \tau)] = -\tau v_x \frac{dv_x}{dx} = -\tau \frac{d}{dx} \left(\frac{v_x^2}{2} \right): \quad (5.13)$$

Քանի որ բաշխումն ըստ արագությունների իզոտրոպ է, ապա կարելի է (5.13) արագահայտությունն ընդիւնրացնել, անցնելով «եռաչափ» և արա-

գորյանը՝

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle,$$

այնպէս որ (5.13) արտահայտության վայսարեն կստացվի՝

$$v_Q = -\tau \frac{d}{dx} \left(\frac{\langle v^2 \rangle}{6} \right) = -\frac{\tau}{6} \frac{d}{dT} \langle v^2 \rangle \cdot \nabla T : \quad (5.14)$$

Հավասարակշռության դևաքում

$$v_E + v_Q = 0, \quad (5.15)$$

որտեղ v_E -ն տրվում է (2.10) բանաձևով: Օգտվելով (2.10), (5.12), (5.14) արտահայտություններով, (5.15) պայմանից կստանանք դիֆերենցիալ ջերմաէլշու-ի արտահայտությունը՝

$$Q = -\frac{1}{3e} \frac{d}{dT} \left(\frac{m \langle v^2 \rangle}{2} \right) = -\frac{c_v}{3ne} : \quad (5.16)$$

Այս արդյունքը, իմշապես նաև κ/σ հարաբերությունը, կախված չէ ռելաքսացիայի τ ժամանակից: Օգտվելով դասական էլեկտրոնային զագի ջերմունակության (5.4) արտահայտությունից, Q -ի համար կստանանք՝

$$Q = -\frac{k_B}{2e} = -0,43 \cdot 10^{-4} \text{ Վ/Կ} : \quad (5.17)$$

Մետաղների համար սենյակային ջերմաստիճաններում դիֆերենցիալ ջերմաէլշու-ի բնութագրական արժեքները 1մկՎ/Կ կարգի են, այսինքն՝ մոտ 100 անգամ փոքր նն, բան (5.17) բանաձևից ստացված արժեքները:

§6. Լորենցի էլեկտրոնային տեսությունը

Դրույնի տեսության մեջ մենք գործ ունենք միջինացված էլեկտրոնների ենու, այսինքն՝ կինետիկական գործակիցները հաշվելիս բոլոր էլեկտրոններին վերագրվում է միևնույն միջին արագությունը: Սակայն էլեկտրոնային զագում առկա նն բոլոր հնարավոր արագություններով էլեկտրոններ: Բացի այս, էլեկտրոններն ընդիանուր դեպքում կարող են նաև տարածականորեն անհամասնո բաշխված լինել:

Ազատ կենսագործային գագն ավելի կատարյալ՝ վիճակագրական մեթոդներով նկարագրելու համար անհրաժեշտ է օգտվել կինևտիկ տեսության և վիճակագրական ֆիզիկայի ապարատից:

Վիճակագրական մեթոդներով հաշվարկներ կատարելիս անհրաժեշտ է ժամանակի ցանկացած t պահին զիտենալ էլեկտրոնների բաշխումն ըստ արագությունների և կորդինատների, ինչը սրբած է $f(t, r, v)$ բաշխումն ֆունկցիայի միջոցով: Վերջինս սահմանվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$dN = f(t, r, v) dr dv , \quad (6.1)$$

որտեղ dN -ը այն էլեկտրոնների քիվն է, որոնց արագություններն ընկած են $v, v + dv$ տիրույթում, իսկ կորդինատները՝ $r, r + dr$ տիրույթում: (6.1) արագահայտությունից հետևում է, որ $f(t, r, v)dv$ մեծությունն այն էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է, որոնց արագությունները գտնվում են $v, v + dv$ տիրույթում: Հետևաբար՝ միավոր ծավալում էլեկտրոնների քանակը (էլեկտրոնների կոնցենտրացիան) հավասար է

$$n(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r, v, t) dv : \quad (6.2)$$

Բաշխման ֆունկցիան փոփոխվում է ինչպես արտաքին դաշտերի և անհամասեռությունների ազդեցության տակ, այնպես էլ բախտմների ենաւանքով և ընդհանուր դեպքում բավարարում է Բուզմանի կինետիկ հավասարմանը: Սակայն որոշակի ենթադրությունների օգնությամբ, որոնք հաշվի են առնում քննարկվող եամակարգի առանձնահատկությունները, Լորենցը ստացավ կինետիկ հավասարման մի նոր տարրերակ:

Լորենցի կողմից արված ենթադրություններն են՝

1. Ցրող կենտրոնները (մետաղի իոնները) պինդ զնդեր են և էլեկտրոնների ենտ բախվելիս իրենց մասնություն ունենալու համար մարմններ (առաձգական եարվածի մոտավորություն),

2. Էլեկտրոնների բախտմներն իրար ենտ կարելի է անտեսել (անկախ էլեկտրոնների մոտավորություն),

3. Բոլոր ցրող կենարոնները միասին գրադեցնում են մետաղի ամբողջ ծավալի միայն չնշյան մասը,

4. Եթե մետաղն անհամասեռ է կամ կան ջերմաստիճանային գրադիենտներ, ապա էլեկտրոնի ազատ վագրի / միջին երկարության կարգի

Ենուավորությունների վրա բոլոր մեծությունները փոփոխակում են փոքր չափով՝

$$I \left| \frac{dA}{dr} \right| \equiv I |\nabla A| \ll A : \quad (6.3)$$

5. Արագին դաշտում ազատ վազքի միջին էլեկտրոդյան վրա կլիմա-
ռոնի ձեռք բերած էներգիան շատ փոքր է. նրա միջին չերմային էներգիա-
յից՝

$$e/E \ll \bar{\epsilon} : \quad (6.4)$$

Քանի որ $I = \tau v_T$, իսկ $\bar{\epsilon} \sim mv_T^2$, որտեղ v_T -ն էլեկտրոնի ջերմային արա-
գությունն է, ապա (6.4) պայմանը կարելի է գրել նաև այլ տեսքով՝

$$e\tau E \ll m v_T$$

Կամ

$$|v_D| = \frac{e\tau E}{m} \ll v_T , \quad (6.5)$$

այսինքն՝ արտաքին դաշտում էլեկտրոնի ձեռք բերած ուղղորդված շարժ-
ման արագությունը շատ փոքր է. նրա միջին ջերմային արագությունից:

4. և 5. ենթադրությունները ներկայացնում են դանդաղ փոփոխակող և
բոլյ դաշտերի մոտավորությունը:

Այժմ անցնենք կինետիկ հավասարման արտածմանը:

Եթե t պահին էլեկտրոնը գտնվում է $r(x, y, z)$ կետում և ունի $v(v_x, v_y, v_z)$
արագություն, ապա dt ժամանակ անց, եթե բախտում տեղի չի ունեցել, այն
կգտնվի $r + v dt$ ($x + v_x dt$, $y + v_y dt$, $z + v_z dt$) կետում և կունենա $v + a dt$
($v_x + a_x dt$, $v_y + a_y dt$, $v_z + a_z dt$) արագությունը: Չարժման և արագացման
հետևանքով $t + dt$ պահին $dr dv = dx dy dz dv_x dv_y dv_z$ ծավալում գտնվող էլեկ-
տրոնները $t + dt$ պահին կգտնվեն $dr' dv' = dx' dy' dz' dv'_x dv'_y dv'_z$ ծավալում:
Արագության և արագացման վորքը փոփոխությունների հետևանքով

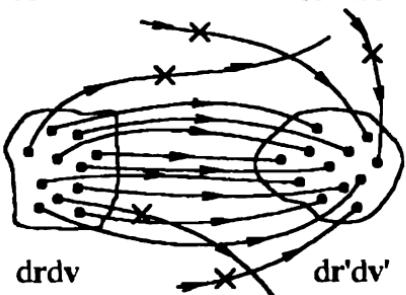
$$dr' dv' = dr dv : \quad (6.6)$$

Հախման պրոցեսում էլեկտրոնի արագությունը փոփոխակում է վերջավոր
չափով, այսինքն՝ եթե բախտումից առաջ էլեկտրոնի արագությունն ընկած է, ըստ

$v, v + dv$ աիրույթում, ապա բախտմից հետո այն այլևս չի պատկանի նշված աիրույթին: Նույն ձևով, բախտմից առաջ $v, v + dv$ տիրույթին չպատկանող էլեկտրոնը բախտման հետևանքով կարող է հայտնվել այդ տիրույթում (նկ. VI.5):

Բախտմների հետևանքով dt ժամանակամիջոցում, $dr dv$ ծավալում էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը նշանակենք հետևյալ կերպ՝

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{st} dt dr dv : \quad (6.7)$$



Նկ. VI.5

(6.1), (6.6) և (6.7) արտահայտություններից կարող ենք գրել հաշվեկշռի հավասարում $dr dv$ ծավալում գտնվող էլեկտրոնների թվի համար՝

$$dN(t + dt) = dN(t) + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{st} dt dr dv \quad (6.8)$$

կամ

$$f(t + dt, r + v dt, v + adt) dr dv = f(t, r, v) dr dv + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{st} dt dr dv : \quad (6.9)$$

որտեղ $a = F/m$, F -ը էլեկտրոնի վրա ազդող ուժն է, իսկ $\left[\partial f / \partial t \right]_{st}$ մեծությունը բախտմների ինտեգրալն է՝ միավոր ծավալում, միավոր ժամանակում բաշխման ֆունկցիայի փոփոխությունը, պայմանավորված բախտմներով: Բախտմների ինտեգրալի արտահայտությունը տալուց հետո միայն (6.9) առնչությունը ձեռք կրերի ստույգ մաթեմատիկական իմաստ:

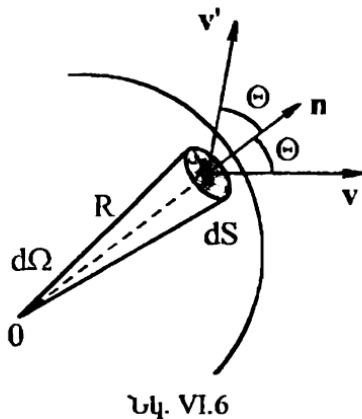
Այժմ ստանանք ցրազ կենտրոնների հետ էլեկտրոնների բախտմների ինտեգրալի արտահայտությունը: Կենթաղրենք, որ կենտրոններն անշարժ ամրացված են, ունեն R շառավիղ և բաշխված են N_0 խոռորդական:

Այն էլեկտրոնների թիվը, որոնք միավոր ժամանակում բախսվում են ցրազ կենտրոնի $dS = R^2 d\Omega$ մակերեսին և որոնց արագություններն ընկած են $v, v + dv$ տիրույթում (այսպես կոչված « dv էլեկտրոններ»), հավասար է

dS հիմքով և $n \cdot v$ բարձրությամբ զանում եղած էլեկտրոնների քվին՝ (նկ. VI.6)

$$dS \cdot n \cdot v \cdot f(v) dv = R^2 d\Omega \cdot v \cos \theta \cdot f(v) dv , \quad (6.10)$$

որտեղ n -ը dS -ի նորմալն է, իսկ θ -ն՝ v -ի և n -ի միջև անկյունը։ Միավոր



Նկ. VI.6

ծավալում, միավոր ժամանակում « dv էլեկտրոնների» բախումների ընդհանուր թիվը հավասար է՝

$$dv \int N_0 R^2 v \cos \theta f(v) d\Omega \equiv a \cdot dv : \quad (6.11)$$

Սա ինչ այն էլեկտրոնների թիվն է, որոնք 1սմ³-ում 1վ-ում 1վ-ում դուրս են ընկնում dv տիրույթից։

Այն էլեկտրոնների թիվը, որոնք 1սմ³-ում 1վ-ում բախումների հետևանքով դառնում են « dv էլեկտրոններ», հավասար է

$$dv \int N_0 R^2 v \cos \theta f(v') d\Omega \equiv b \cdot dv , \quad (6.12)$$

որտեղ v' -ը այն էլեկտրոնի արագությունն է, որը բախումից հետո ունի v արագություն։ Քանի որ բախումն առածզական է, ապա

$$|v'| = |v| = v , \quad (6.13)$$

իսկ $v' \rightarrow v$ անցման ժամանակ արագության վոփոխությունը՝

$$v - v' = 2v \cos \theta \cdot n : \quad (6.14)$$

(6.11) և (6.12) առնչություններից բախումների ինտեգրալի համար կստանանք՝

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_s = b - a = N_0 R^2 v \int \{f(v') - f(v)\} \cos \theta d\Omega : \quad (6.15)$$

Տեղադրելով (6.15) արտահայտությունը (6.9) առնչության մեջ, կստանանք կինևտիկ հավասարումը Լորենցի տեսքով՝

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = N_0 R^2 v \int \{f(v') - f(v)\} \cos \theta d\Omega : \quad (6.16)$$

Այն զծային, ինտեգրողի ֆերենցիալ հավասարում է:

Բախումների ինտեգրալի (6.15) արտահայտությունից հետևում է, որ արտաքին դաշտերի և զրադիենտների բացակայության դեպքում ստացիոնար վիճակի բաշխման ֆունկցիան բավարարում է

$$f(\mathbf{v}') = f(\mathbf{v})$$

պայմանին, այսինքն՝ կախված է միայն արագության մեծությունից՝

$$f_0(\mathbf{v}) \equiv f_0(|\mathbf{v}|) \equiv f_0(v^2) : \quad (6.17)$$

Դասական վիճակագրությունում f_0 -ն արգում է Մաքսվելի բաշխման ֆունկցիայով՝

$$f_0(v^2) = A \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right), \quad A = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2}, \quad (6.18)$$

որտեղ n -ը էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է:

§7. Կինետիկ հավասարման լուծումը: Կինետիկական գործակիցների հաշվարկը

Արտաքին ազդեցությունները խախառում են համակարգի հավասարակշռական վիճակը, առաջ բերելով համապատասխան հոսքեր: Կինետիկական գործակիցները կապ են հաստատում պատճառի (ազդեցության) և հետևանքի (հոսքի) միջև և որոշվում են համակարգի հիմնական բնութագրերով: Համակարգում ծագող հոսքերը հաշվելու համար անհրաժեշտ է զիտենալ (6.16) հավասարման լուծումը:

Ենթադրենք, էլեկտրանային զազը զտնվում է հաստատուն էլեկտրական դաշտում, որն ուղղված է x առանցքով: Նույն առանցքով ուղղենք նաև շերմաստիճանային գրադիենտը: Դանդաղ փոփոխակող և թույլ դաշտերի մոտավորության շրջանակներում (տես 4. և 5. ենթադրությունները) (6.16) հավասարման լուծումը կինետենք

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = f_0(\mathbf{v}) + f_1(\mathbf{v}, \mathbf{r}) \quad (7.1)$$

տեսքով, որտեղ բաշխման ֆունկցիայի որոնելի ուղղումը՝

$$|f_1| \sim O(E, dT/dx) : \quad (7.2)$$

Հարկ է նշել, որ ստացիոնար վիճակի բաշխման ֆունկցիան $T = T(x)$ կապի շնորհիվ անբացահայտորեն կախված է x կոօրդինատից, այսինքն՝ f_0 -ն Մարսվելի տևղային $T(x)$ ջերմաստիճանով բաշխումն է:

Ձևագործությունը (6.16) հավասարման ձախ մասը, պահելով միայն E -ին և dT/dx -ին համեմատական անդամները՝

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0, \quad \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} \approx \mathbf{v}_x \frac{\partial f_0}{\partial x} \sim O(dT/dx),$$

$$\frac{\mathbf{F} \cdot \partial f}{m \partial \mathbf{v}} = -\frac{eE_x}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} = -\frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v_x} \approx -\frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \sim O(E). \quad (7.3)$$

Այժմ ձևագործությունը (6.16) հավասարման աջ մասը: Նպատակահարմար և բաշխման ֆունկցիայի ուղղումը ներկայացնել

$$f_1(\mathbf{v}) = \mathbf{v}_x \cdot \chi(\mathbf{v}), \quad (7.4)$$

տեսքով, որտեղ $\chi(\mathbf{v})$ -ն անհայտ է: Ենթադրվում է, որ այն կախված է միայն արագության մեծությունից: Համաձայն (7.4) առնչության, f_1 ֆունկցիան հակահամաշափ է ըստ v_x -ի: f_1 -ի այսպիսի ընտրությունը համապատասխանում է այն իրողությանը, որ E_x դաշտի և dT/dx գրադիենտի առկայությունը խախտում է տարածության իզուրոպությունը (սպառ դիպրում՝ x և $-x$ ուղղությունների համարժեքությունը):

Օգտվելով (7.4) նշանակումից, ինչպես նաև նկատի ունենալով (6.14) կապը \mathbf{v} -ի և \mathbf{v}' -ի միջև, կստանանք՝

$$\int \{f(\mathbf{v}') - f(\mathbf{v})\} \cos \theta d\Omega = \chi(\mathbf{v}) \int (v'_x - v_x) \cos \theta d\Omega =$$

$$= -2v\chi(\mathbf{v}) \int \cos \alpha \cdot \cos^2 \theta d\Omega, \quad (7.5)$$

որտեղ α -ն ու նորմալի կազմած անկյունն է x առանցքի հետ:

Հաշվենք ստացված ինտեգրալը: Օ կեաից (նկ. VI.6) տանենք \mathbf{v} -ի ուղղությանը զուգահեռ ՕՊ ուղիղը, որից կհաշվենք \mathbf{n} -ին զուգահեռ ՕQ ուղիղի կազմած θ անկյունը (նկ. VI.7): ψ թևեռային անկյան հաշվարկը տարբերում է POX հարթությունից: Քանի որ

$$\cos \alpha = \cos \theta \cos \varphi + \sin \theta \sin \varphi \cos \psi, \quad (7.6)$$

ապա լսու $d\Omega = \sin \theta d\theta d\psi$ մարմնային անկյան ինտեգրալի համար կստանանք՝

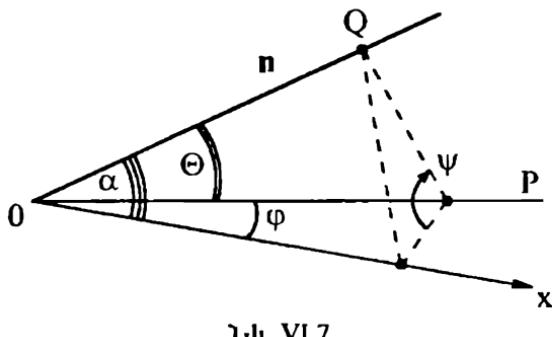
$$\begin{aligned} \int \cos \alpha \cos^2 \theta d\Omega &= \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta (\cos \theta \cos \varphi + \sin \theta \sin \varphi \cos \psi) d\psi = \\ &= 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos^3 \theta d\theta \cdot \cos \varphi = \frac{\pi}{2} \cos \varphi. \end{aligned} \quad (7.7)$$

որտեղ (նկ. VI.7)

$$\cos \varphi = \frac{v_x}{v}: \quad (7.8)$$

Սահմաններ նաև ազատ վազքի միջին երկարությունը հետևյալ առնչությամբ՝

$$l = \frac{1}{\pi N_0 R^2}: \quad (7.9)$$



Նկ. VI.7

Զնավորված ներից

հետո (6.16) հավասարման լիովարելն ստացվում է

$$v_x \frac{\partial f_0}{\partial x} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} = -\frac{v_x}{l} v \chi(v) \quad (7.10)$$

առնչությունը $\chi(v)$ անհայտ ֆունկցիայի համար:

Որպես հավասարակշռական վիճակի բաշխման f_0 ֆունկցիա L -ը լինեն օգտագործեց Մաքսվելի բաշխումը՝ (6.18) բանաձևը. Այս դեպքում (7.10) հավասարումից որոշ գործողություններից հետո $\chi(v)$ ֆունկցիայի համար կստանանք

$$\chi(v) = -\frac{f_0(v)}{T} \cdot \frac{l}{v} \left[\frac{eE}{k_B} + \frac{dT}{dx} \left(\frac{mv^2}{2k_B T} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (7.11)$$

արտահայտությունը, որի համաձայն $\chi(v)$ ֆունկցիան կախված է միայն արագության մնածությունից:

Այժմ հաշվենք համակարգում հաստատված հոսանքի խառնությունը:

Ենթադրության համաձայն, էլեկտրական դաշտը և ջերմասահիճանացին գրադիենտն ուղղված էն x առանցքով, ուստի զրոյից տարբեր կլինի հոսանքի խոռոչյան միայն x բաղադրիչը՝

$$j_x = -e \int_{-\infty}^{\infty} v_x f(v) dv = -e \int_{-\infty}^{\infty} v_x f_0(v) dv - e \int_{-\infty}^{\infty} v_x f_1(v) dv : \quad (7.12)$$

Առաջին գումարելին հավասար է զրոյի, բանի որ թերմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակում արագությունների իզոտրոպ բաշխման հետևանքով հոսքերը բացակայում են: Մաքսատիկորեն այս վիասար պայմանավորված է ընդհնտեզրալ $v_x f_0(v)$ ֆունկցիայի կենտրոնամբ: Նկատի ունենալով (7.4) նշանակումը, կստանանք՝

$$j_x = -e \int_{-\infty}^{\infty} v_x^2 \chi(v) dv : \quad (7.13)$$

Զանի որ $\chi(v)$ ֆունկցիան կալված է միայն արագության մեծությունից՝ $v = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2}$ -ից, ապա դժվար չէ համոզվել, որ

$$\int_{-\infty}^{\infty} v_x^2 \chi(v) dv = \int_{-\infty}^{\infty} v_y^2 \chi(v) dv = \int_{-\infty}^{\infty} v_z^2 \chi(v) dv = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v^2}{3} \chi(v) dv : \quad (7.14)$$

Արագությունների տարածության մեջ դեկարտյան կոորդինատներից անցնելով զնդային կոօրդինատների, (7.11), (6.18) և (7.13) արտահայտություններից կստանանք՝

$$j_x = -\frac{4\pi e}{3} \int_0^{\infty} v^4 \chi(v) dv = \frac{4\pi e l}{3T} \left[A \left(\frac{eE}{k_B} - \frac{3}{2} \frac{dT}{dx} \right) I_3 + \frac{mA}{2k_B T} \frac{dT}{dx} I_5 \right], \quad (7.15)$$

որտեղ (տև Մաս I, Հավելված 2)

$$I_{2k+1}(\alpha) = \int_0^{\infty} x^{2k+1} e^{-\alpha x^2} dx = \frac{k!}{2\alpha^{k+1}}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (7.16)$$

$$\alpha = \frac{m}{2k_B T} : \quad (7.17)$$

Տարրական ձևափոխաւոններից հետո հոսանքի խոռոչյան համար կստանանք հետևյալ վերջնական արտահայտությունը՝

$$j_x = \frac{4\pi e k_B l}{3(2\pi m k_B T)^{1/2}} \left(\frac{eE}{k_B} + \frac{1}{2} \frac{dT}{dx} \right) : \quad (7.18)$$

Զերմային հոսքի խտությունը հաշվելու համար պետք է միայն (7.12) արտահայտության մեջ էլեկտրոնի լիցքը $(-e)$ -ն, վտխարինել էլեկտրոնի էներգիայով՝ $mv^2/2$ -ով, այսինքն՝

$$q_x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{mv^2}{2} \cdot v_x f(v) dv : \quad (7.19)$$

Հաշվարկները, որոնք չեն տարբերվում վերը կատարվածներից, բերում են հետևյալ վերջնական արդյունքին՝

$$q_x = -\frac{4}{3} nl \left(\frac{2k_B^3 T}{\pi m} \right)^{1/2} \left(\frac{eE}{k_B} + \frac{3}{2} \frac{dT}{dx} \right) : \quad (7.20)$$

Հաշվենք էլեկտրահաղորդականության գործակիցը: Եթե $T = const$, ինչը համապատասխանում է հաղորդականության չափման պայմաններին, (7.18) բանաձևից կստանանք՝ .

$$j_x = \sigma \cdot E , \quad \sigma = \frac{4}{3} \cdot \frac{nle^2}{(2\pi m k_B T)^{1/2}} : \quad (7.21)$$

Զերմահաղորդականության գործակիցը որոշելիս պետք է նկատի ունենալ, որ հաստատված (ստացիոնար) զերմային հոսք ստանալու համար պետք է ապահովել

$$j_x = 0 \quad \text{կամ} \quad \frac{eE}{k_B} + \frac{1}{2} \frac{dT}{dx} = 0 \quad (7.22)$$

պայմանի կատարումը, ինչը համարժեք է էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման արագության զրո լինելու պայմանին (տես (5.15) բանաձևը): (7.20) և (7.22) արտահայտություններից

$$q_x = -\frac{4}{3} nl \left(\frac{2k_B^3 T}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{dT}{dx} \equiv -\kappa \frac{dT}{dx} , \quad (7.23)$$

որտեղից

$$\kappa = \frac{4}{3} n l \left(\frac{2k_B^3 T}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (7.24)$$

Վիդեման-Ֆրանցի օրենքը, ըստ (7.21) և (7.24) բանաձևերի, կը նդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{4}{3} n l \left(\frac{2k_B^3 T}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{1}{T} \frac{3(2\pi m k_B T)^{1/2}}{4\pi l e^2} = 2 \left(\frac{k_B}{e} \right)^2, \quad (7.25)$$

այսինքն՝ Լորենցի թվի համար ստացվում է $L_L = 2(k_B/e)^2$ արժեքը, որն ընդհանուր առմամբ ավելի վատ է համապատասխանում վործին, քան Դրույեի տեսության մեջ ստացված $L_D = 3(k_B/e)^2$ արժեքը:

Վերջապես, (7.22) առնչությունից դիմերենցիալ շերմակշու-ի համար ստացված արտահայտությունը համընկնում է (5.17) բանաձևի հետ:

ՄԵՏԱՎՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՆ ԸՍՏ ԶՈՄԵՐՖԵԼԴԻ

§1. Ֆերմի-Դիրակի բաշխումը

Դրույն-Լորենցի դասական էլեկտրոնային տեսությունը հաջողությամբ բացատրեց մեսաղների մի շաք հասկություններ: Սակայն ինելով գուտ դասական, այս տեսությունը չէր կարող բացատրել, մինչև անգամ որակապես, բազմաթիվ ֆիզիկական հատկություններ, որոնց հիմքում, ինչպես պարզվեց ավելի ուշ, ընկած են բվանտային օրինաչափություններ: Բավական և հիշել թեկուզ էլեկտրոնային զագի ջերմունակության պարագությար, ինչպես նաև պարանազնիսական ռեկալունակության պրոբլեմը:

Ինչպես հայտնի է, դասական տեսության արդյունքները հավասար են այնպիսի պայմաններում, երբ բվանտային երևոյնների դերը կարևոր է անտեսել: Եթե մասնիկին վերագրվող ալիքային «վաքրերի» չափը՝ դը-բրյոլի ալիքի λ , երկարությունը, զգալիորեն փոքր է, մասնիկների միջև միջին \bar{r} հեռավորությունից՝

$$\lambda_B \ll \bar{r} . \quad (1.1)$$

ապա մասնիկների ալիքային «վաքրերների» վերադրում տևողի չի ունենում, ուստի կարևոր է օգտագործել դասական տեսությունից: Համակարգի վիճակը բնորագրող մակրոսկոպական պարամետրերի միջոցով արտահայտված (1.1) առնչությունը (Մաս I, IV.1):

$$B \equiv \frac{N}{V} \left(\frac{\hbar^2}{mk_B T} \right)^{3/2} \ll 1 \quad (1.4)$$

Ալյամսինը դասական (Բոլցմանի) վիճակագրության կիրառելիության չափանիշն է:

Սենյակային ջերմասահմանում էլեկտրոնային զագի համար այս անհավասարությունը խախափում է նախ այն պատճառով, որ էլեկտրոնի զանգվածը մոտ 10⁴ անգամ փոքր է միջին մոլեկուլային զանգվածից, և, երկրորդ՝ մետաղներում էլեկտրոնային կոնցենտրացիաները 10³ ÷ 10⁴ ան-

զամ գերազանցում են նորմալ պայմաններում մոլեկուլային գազերի բնութագրական խտությունը՝ Լոշմիդտի թիվը:

Իրոք, զնահատենք B մեծությունը: Մետաղների համար բնութագրական էլեկտրոնային $n = N/V \sim n_0 = 10^{22}$ սմ⁻³ կարգի կոնցենտրացիայի և $T = 300\text{K}$ ջերմաստիճանի դեպքում $n_0(\hbar^2/mk_B T)^{3/2} \approx 50$, ինչը համապատասխանում է (1.2) պայմանին հակառակ անհավասարությանը: Քանի որ $B \sim T^{-3/2}$, ապա սենյակայինից ցածր ջերմաստիճաններում այն էլ ավելի մեծ արժեքներ կը նդի՛նի:

Այսպիսով, զայս ենք այն եզրակացության, որ էլեկտրոնային գազը մետաղում չի կարելի նկարագրել դասական վիճակագրությամբ:

Էլեկտրոնների նկատմամբ քվանտային վիճակագրության կիրառումը հիմնվում է քվանտային մեխանիկայամ հայտնի նույնականության սկզբունքի և Պաուլիի սկզբունքի վրա: Համաձայն վերջինի, ցանկացած քվանտային վիճակում կարող է գտնվել միայն մեկ էլեկտրոն (կամ, ավելի ընդհանուր ծևակերպումով՝ կիսաամրաց սպինով մասնիկ՝ ֆերմիոն): Այս սկզբունքից անմիջապես հետևում է, որ եթե գործ ունենք մեծ թվով էլեկտրոններից կազմված համակարգի հետ, ապա նրա նույնիսկ ամենափոքր էներգիայով վիճակում բոլոր քվանտային վիճակները, այդ թվում՝ նաև ոչ փոքր էներգիաներ ունեցողները, կինեն գրադիված: Մա է էլեկտրոնային համակարգը նկարագրող Ֆերմի-Դիրակի քվանտային վիճակագրության հիմնական տարրերությունը Բոլցմանի դասական վիճակագրությունից, ըստ որի ցանկացած թվով մասնիկներ կարող են ունենալ միևնույն էներգիան և իմպուլսը: Մասնավորապես, դասական համակարգի ամենափոքր էներգիան հավասար է զրոյի, երբ բոլոր մասնիկներն ունենան զրոյական էներգիա:

Ֆերմի-Դիրակի բաշխման հայտնագործումից հետո Զոմերֆելդի այն կիրառեց մետաղում գանգօղ էլեկտրոնային համակարգի նկատմամբ, ինչը բույ տվեց ազատվել Դրուդեի տեսության մեջ առկա հիմնականում թերմոդինամիկական հակառակություններից: Փաստուն Զոմերֆելդի մոդելն իրենից ներկայացնում է էլեկտրոնային գազի Դրուդեի դասական մոդելը, միայն այն տարրերությամբ, որ էլեկտրոնների բաշխման ըստ արագությունների (էներգիաների) նկարագրվում է ոչ թե դասական (բոլցմանյան),

այլ Ֆերմի-Դիրակի քվանտային բաշխումով, որն ունի հետևյալ տևաքը՝

$$f(\varepsilon_i) = \left[\exp \frac{\varepsilon_i - \mu}{k_B T} + 1 \right]^{-1} : \quad (1.3)$$

$f(\varepsilon_i)$ -ն հավանականությունն է այն բանի, որ ջերմային հավասարակշռության վիճակում գտնվող իդեալական էլեկտրոնային զագում ε , էներգիայով վիճակը գրադարձված է էլեկտրոնի կողմից: μ մեծությունը (քիմապուտնացիալը) թերմոդինամիկական պարամետրերի ֆունկցիա է և որոշվում է այն պայմանից, որ էլեկտրոնների N թիվը համակարգում տրված մեծության է՝

$$\sum_i f(\varepsilon_i) = N , \quad (1.4)$$

որտեղ գումարումը կատարվում է ըստ բոլոր քվանտային վիճակների:

Քվանտային թվերի (i) համախնքով որոշվող ε , էներգիաները համապատասխան Ծրեղինգերի հավասարման սևիական արժեքներն են:

§2. Էլեկտրոնային զագը հիմնական վիճակում

Ուսումնասիրենք էլեկտրոնային զագի հատկությունները հիմնական վիճակում, եթե $T = 0\text{K}$: N էլեկտրոնները գրադեցնում են V ծավալ և քանի որ չեն փոխազդում իրար հետ (անկախ էլեկտրոնների մոտավորաբերություն), ապա հիմնական վիճակը կարելի է որոշել, հաշվելով սկզբում առանձին էլեկտրոնի մակարդակները V ծավալում, իսկ հետո՝ լրացնել այդ մակարդակները, նկատի ունենալով Պառվի սկզբունքը:

Ազատ էլեկտրոնի համար Ծրեղինգերի ստացիոնար հավասարումն ունի հետևյալ տևաքը՝

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi \equiv -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = \varepsilon \psi : \quad (2.1)$$

Մետաղի ծավալում էլեկտրոնի շարժման սահմանափակությունը հաշվի առնելու համար անհրաժեշտ է օգտվել սահմանային պայմաններից, որոնց պետք է բավարարեն (2.1) հավասարման լուծամները:

Հարմարաբերական համար մետաղի ծավալն ընտրենք $L = V^{1/3}$ կողմանը

Խտրանարդի ձևով: Նկատի ունենալով, որ անդամները սուստնասիրման համար հարմար է օգտվել վազող էլեկտրոնային ալիքներից, դիմներ այսպես կոչված «ջրամային» կամ Բոռն-Կարմանի սահմանային պայմաններին (Մաս I, III.6):

$$\begin{aligned}\psi(x+L, y, z) &= \psi(x, y, z), \\ \psi(x, y+L, z) &= \psi(x, y, z), \\ \psi(x, y, z+L) &= \psi(x, y, z).\end{aligned}\tag{2.2}$$

(2.1) հավասարման նորմավորված լուծումն ունի

$$\psi_k(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ikr} \tag{2.3}$$

անսքը, իսկ նրան համապատասխանող սևիական լճերգիամ՝

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \tag{2.4}$$

որտեղ k -ն կոորդինատից անկախ կամայական վեկառոր է: k վեկտորի իմաստը պարզեցր համար նկատենք, որ (2.3) արտահայտությունն իմպուլսի օպերատորի սեփական ֆունկցիան է $p = \hbar k$ սևիական արժեքով՝

$$\hat{p} \psi_k = -i\hbar \nabla \left(\frac{1}{\sqrt{V}} e^{ikr} \right) = \hbar k \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ikr} = \hbar k \psi_k : \tag{2.5}$$

Այսպիսով, $\psi_k(r)$ ալիքային ֆունկցիայով նկարագրվող լիևտրոնն ունի p իմպուլս, համեմատական k -ին, որը կարելի է մեկնաբանել որպես ալիքային վեկտոր:

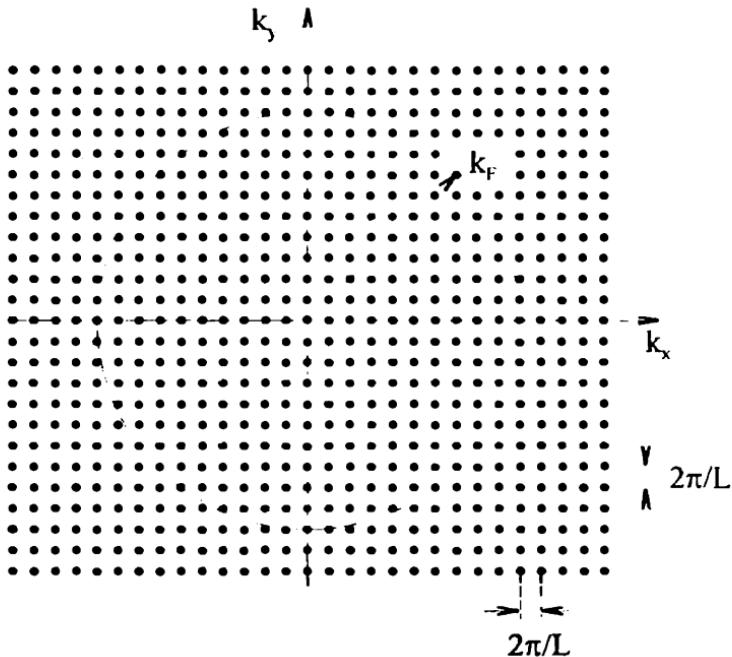
Այժմ օգտվենք (2.2) սահմանային պայմաններից: Ինչպես հետևում է (2.3) և (2.2) արտահայտություններից, k վեկտորը կարող է բնդունել միայն այնպիսի արժեքներ, որոնց համար տեղի ունեն

$$e^{ik_x L} = e^{ik_y L} = e^{ik_z L} = 1 \tag{2.6}$$

պայմանները և որոնցից ստացվում են ալիքային վեկտորի բաղադրիչների հետևյալ արժեքները՝

$$k_x = \frac{2\pi}{L} n_x, \quad k_y = \frac{2\pi}{L} n_y, \quad k_z = \frac{2\pi}{L} n_z, \tag{2.7}$$

որանդ $n_x, n_y, n_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$: Այսպիսով, նռաջափ k -տարածության մեջ բույլարգած են ալիրային վեկտորներ, որոնց բաղադրիչները $2\pi/L$ մեծության պատճեններ են (նկ. VII.1, Նրկափ տարրերակ): k -տարածության մեջ յուրաքանչյուր բույլարգելի k վեկտորի (յուրաքանչյուր վիճակի) բաժին է բնկնում $(2\pi/L)^d$ ծավալ, որտեղ d -ն տարածության չափողականությունն է:



Նկ. VII.1

Եռաչափ տարածության միավոր ծավալում վիճակների թիվը (վիճակների խառնությունը) կիմնի հավասար

$$\frac{1}{(2\pi/L)^3} = \frac{L^3}{(2\pi)^3} = \frac{V}{(2\pi)^3} : \quad (2.8)$$

Նկատի ունենալով Պառուի սկզբունքը և էլեկտրոնի երկու հնարավոր ավիճային վիճակները, յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակի վրա կարելի է

տևղավորել միայն երկու էլեկտրոն՝ $k \uparrow$ և $k \downarrow$ վիճակներում: Համակարգի ներքին էներգիան կը նդունի նվազագույն արժեք այն դեպքում, եթե բոլոր մակարդակները զբաղեցված են երկուական էլեկտրոններով՝ $k = 0$ վիճակից մինչև առավելագույն k_F ալիքային բվով վիճակը: Զբաղեցված վիճակները k -տարածության մեջ գտնվում են մի զնդում, որի k_F շառավիղի (Ֆերմիի շառավիղ) մեծությունը կարելի է որոշել մասնիկների թվի և զբաղեցված վիճակների թվի հավասարության պայմանից:

$$N = 2 \cdot \frac{4\pi}{3} k_F^3 \cdot \frac{V}{(2\pi)^3} = \frac{k_F^3}{3\pi^2} V : \quad (2.9)$$

Անհրաժեշտ է նշել, որ շնայած ալիքային վեկտորի ընդունած արժեքների ընդհատությանը, (2.9) հավասարությունը գործնականորեն ճշգրիտ է, քանի որ N -ը շատ մեծ է ($10^{22} \div 10^{23}$), իսկ մեկ վիճակին բաժին ընկնող $(2\pi)^3/V$ ծավալը՝ շատ փոքր, որի հետևանքով զբաղեցված վիճակների տիրույթը գործնականորեն գունդ է: (2.9) առնչությունից որոշվում է Ֆերմիի k_F շառավիղը՝

$$k_F = \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3} = \left(3\pi^2 n \right)^{1/3} : \quad (2.10)$$

$k > k_F$ վիճակները k -տարածության մեջ ազատ են: Այսպիսով, k_F շառավիղը զնդի (Ֆերմիի գունդ) մակերևույթը (Ֆերմիի մակերևույթը) իրարից սահմանազարդում է զբաղեցված ($k \leq k_F$) և ազատ ($k > k_F$) վիճակների տիրույթը:

Էլեկտրոնային գազի հիմնական վիճակը նկարագրելու համար անհրաժեշտ է գիտենալ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան, քանի որ նրա բալոր բնութագրերն արտահայտվում են վերջինիս միջոցով: Այսպես՝ Ֆերմիի իմպուլսը՝

$$p_F = \hbar k_F = \hbar \left(3\pi^2 n \right)^{1/3} , \quad (2.11)$$

Ֆերմիի էներգիան՝

$$\varepsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 n \right)^{2/3} , \quad (2.12)$$

Ֆերմիի արագությունը՝

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m} = \frac{\hbar}{m} (3\pi^2 n)^{1/3} : \quad (2.13)$$

Ալյուսակ VII.1-ում բերված են այս մեծությունների արժեքները որոշ մետաղների համար: Խնչպես հետևում է բերված տվյալներից, $k_F \sim 10^8 \text{ սմ}^{-1}$, $v_F \sim 10^8 \text{ սմ/վ}$, $\varepsilon_F \sim 1,5 \div 15 \text{ էՎ}$:

Ալյուսակ VII.1

Տարր	ε_F (էՎ)	k_F (\AA^{-1})	v_F (10^8 սմ/վ)	T_F (10^4 K)	T_m/T_F
Li	4,74	1.12	1.29	5,51	0,0083
Na	3,24	0.92	1,07	3,77	0,0098
K	2,12	0.75	0,86	2,46	0,0136
Rb	1,85	0,70	0,81	2,15	0,0145
Cs	1,59	0,65	0,75	1,84	0,0165
Cu	7,00	1,36	1,57	8,16	0,0166
Ag	5,49	1,20	1,39	6,38	0,0193
Au	5,53	1,21	1,40	6,42	0,0208
Be	14,3	1,94	2,25	16,6	0,0094
Mg	7,08	1,36	1,58	8,23	0,0112
Ca	4,69	1,11	1,28	5,44	0,0205
Sr	3,93	1,02	1,18	4,57	0,0228
Al	11,7	1,75	2,03	13,6	0,0068

Այժմ հաշվենք էլեկտրոնային համակարգի ներքին էներգիան հիմնական վիճակում՝

$$U_0 = 2 \sum_{k \leq k_F} \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (2.14)$$

որտեղ 2 զործակիցը պայմանավորված է էլեկտրոնային սպինի երկու հնարիսկոր կարմնորոշումով:

Ընդհանրապես

$$\sum_k F(k) \quad (2.15)$$

սենսի գումարը կարելի է հաշվել, կատարելով անցում ինտեգրալի (Ուս I, III.6.12): Եթե $F(k)$ ֆունկցիան ($2\pi/L$) կարգի հետավորությունների վրա էապես չի փոփոխվում, ապա (2.15) գումարը կարելի է ներկայացնել

$$\sum_k F(k) \Rightarrow \int F(k) \cdot \frac{dk}{(\Delta k)}, \quad (2.16)$$

աեսքով, որտեղ $(\Delta k) = (2\pi)^3/V$ մեծությունը մեկ թույլատրելի k -ին բաժին ընկնող ծավալն է. k -սարածության մեջ: Ալգապես, կատարելով անցում այսպես կոչված քերմոդինամիկական սահմանին ($V \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, $N/V < \infty$), կատանանք՝

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \sum_k F(k) = \int \frac{dk}{8\pi^3} F(k); \quad (2.17)$$

(2.14) և (2.17) բանաձևերից հիմնական վիճակի էներգիայի համար կստանանք՝

$$U_0 = 2 \cdot \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \cdot 4\pi k^2 dk = \frac{V \hbar^2 k_F^5}{10\pi^2 m} = \frac{3}{5} N \varepsilon_F; \quad (2.18)$$

Մեկ մասնիկին բաժին ընկնող էներգիան՝

$$\bar{\varepsilon} = \frac{U_0}{N} = \frac{3}{5} \varepsilon_F; \quad (2.19)$$

Այս էներգիան մետաղների անության մեջ խաղում է նոյն կարևոր դերը, ինչ որ $\bar{\varepsilon} = 3k_B T/2$ էներգիան՝ դասական վիճակագրության մեջ:

Ֆերմիի էներգիային կարելի է համապատասխանության մեջ դնել Ֆերմիի ջնրմաստիճանը՝

$$T_F = \frac{\varepsilon_F}{k_B}; \quad (2.20)$$

Եթե ε_F էներգիան արտահայտենք էՎ-երով, ապա T_F ջնրմաստիճանի համար կստանանք՝

$$T_F \cong \varepsilon_F (\text{էՎ}) \cdot 1,16 \cdot 10^4 \text{K}; \quad (2.21)$$

T_F -ը կարելի է մեկնարանել որպես ջնրմաստիճան, որի դեպքում դասական զագի մասնիկի միջին ջնրմային էներգիան հավասարվում է Ֆերմիի էներ-

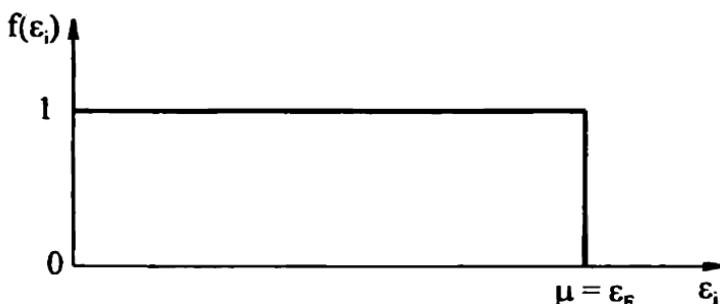
զիային: Ավելիայա է, որ T_F -ը ոչ մի կապ չունի էլեկտրոնային զազի չերմասսափառականի հետ, որը բնարկվող դեպքում հավասար է զրոյի: Ինչպես երևում է Աղյուսակ VII.1-ից, T_F -ի բնութագրութան արժեքներն ընկած են $10^4 \div 10^5 \text{ K}$ ախրույրում:

Կարելոր հետևողություն կարելի է անել մետաղի հալման (T_m) և Ֆերմիի չերմասափառականների համեմատությունից: Մետաղների մնած մասի համար T_m/T_F հարաբերությունը 10^{-2} կարգի մեծություն է (տես Աղյուսակ VII.1), ուստի էլեկտրոնային զազի հատկությունները էլեկտրոնների չերմային շարժումով պայմանավորված միայն փոփր փոփոխություններ կարող են կրել:

Աղյուսակ VII.1-ից հետևում է նաև, որ Ֆերմիի արագությունը լույսի արագության 1% -ի կարգի մեծություն է: Այն մոտ 10 անգամ զերազանցում է դասական անսուրյամբ սենյակային չերմասափառականներում ($T \sim 300 \text{ K}$) էլեկտրոնի միջին արագությունը:

Այժմ ուսումնաաիրենք (1.3) բաշխման ֆունկցիան $T \rightarrow 0 \text{ K}$ դեպքում:

Եթե $\varepsilon_i \leq \mu$, $f(\varepsilon_i) = 1$, իսկ եթե $\varepsilon_i > \mu$, $f(\varepsilon_i) = 0$: Սա համարժեք է մեզ արդեն ծանոր իրադրությանը, եթե $\varepsilon_i \leq \varepsilon_F$ էներգիաներով բոլոր մակարդակները զբաղեցված են, իսկ $\varepsilon_i > \varepsilon_F$ էներգիաներով մակարդակները՝ ազատ: Հետևաբար, թիմպուանցիալը՝ $\mu(T) \rightarrow \varepsilon_F$, եթե $T \rightarrow 0 \text{ K}$:



Նկ. VII.2

Նկ. VII.2-ում պատկերված է բաշխման ֆունկցիայի գրաֆիկը $T = 0 \text{ K}$ -ում (Ֆերմիի «աստիճանը»): (1.3) բանաձևի փոխարեն $T = 0 \text{ K}$ -ում

բաշխման ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել միավոր բոլորի ֆունկցիայի միջոցով՝

$$f(\varepsilon_i) = \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_i) = \begin{cases} 1, & \varepsilon_i < \varepsilon_F \\ 0, & \varepsilon_i > \varepsilon_F \end{cases} : \quad (2.22)$$

$T = 0\text{K}$ վիճակում գտնվող Լեկտոնային զազն անվանում ևն լրիվ այլասերված, նշելով այն վաստը, որ այդպիսի զազի հատկությունները հիմնավորապես տարրերվում ևն դասական Լեկտոնային զազի հատկություններից:

§3. Էլեկտրոնային զազը գրոյից տարրեր չերմաստիճաններում

Այժմ պարզենք Լեկտոնային զազի թիրուղինամիկական բնուրագրերի կախումը զազի չերմաստիճանից: Այդ նպատակով հաշվենք Լեկտոնային զազի ներքին էներգիան:

Անկախ Լեկտորոնների մոտավորությամբ համակարգի ներքին էներգիան հավասար է բոլոր մակարդակներում գտնվող էլեկտրոնների Լեկտոնաների գումարին՝

$$U = 2 \sum_k \varepsilon(k) f(k) , \quad (3.1)$$

որտեղ $2f(k)$ մեծությունը $\varepsilon(k)$ ներգիւսյով Լեկտոնների միջին թիվն է: Բաշխման ֆունկցիայի կախումը k -ից արատահայավում է ներգիւայի միջոցով, ընդ որում քվանտային բվերի i հավաքածուն բաղկացած է k_x, k_y, k_z մեծություններից և միարժեքորեն որոշում է $\varepsilon(k)$ ներգիւայս մակարդակը (Էլեկտրոնի քվանտային վիճակը որոշելու համար անհրաժեշտ է տալ նաև սպինային քվանտային թիվը): Խերմոդինամիկական սահմանում

$$U = \frac{V}{4\pi^3} \int \varepsilon(k) f(\varepsilon(k)) dk : \quad (3.2)$$

Մասնիկների թիվի համար զրկած (1.4) արատահայտությունը կրնդունի հետեւյալ սեսոր՝

$$N = \frac{V}{4\pi^3} \int f(\varepsilon(k)) dk : \quad (3.3)$$

Քանի որ (3.2) և (3.3) բանաձևերում բնդիմությունը արտահայտությունները կախված են $\varepsilon(k)$ -ից, նպատակահարմար և վիճակների թիվը նույնպես արտահայտել լներգիայի միջոցով:

Նշանակենք $G(\varepsilon)$ -ով վիճակների խտության ֆունկցիան, այսինքն՝ միավոր լներգիական տիրույթում վիճակների թիվը: $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ տիրույթում վիճակների թիվը հավասարեցնելով $k, k + dk$ տիրույթում վիճակների թվին, կստանանք՝

$$G(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{V}{4\pi^3} k^2 dk \int_{(4\pi)} d\Omega = \frac{V}{\pi^2} k^2 dk : \quad (3.4)$$

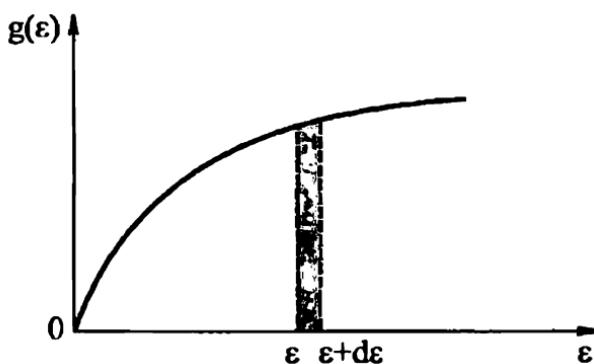
Նկատի ունենայով (2.4) դիսպերսիայի օրենքը, վիճակների խտության ֆունկցիայի համար կստանանք՝

$$G(\varepsilon) = \frac{Vm}{\pi^2 \hbar^2} k = \frac{Vm}{\pi^2 \hbar^2} \left(\frac{2m\varepsilon}{\hbar^2} \right)^{1/2} \equiv V \cdot A \varepsilon^{1/2}, \quad (3.5)$$

որտեղ

$$A = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} : \quad (3.6)$$

$G(\varepsilon)$ ֆունկցիայի համար սատված $\varepsilon^{1/2}$ կախումը պայմանավորված և միմիայն (2.4) դիսպերսիայի օրենքով և ոչ մի առնչություն չունի վիճակագրության ենու: $G(\varepsilon)$ -ի միջոցով և արտահայտվում համակարգի միավոր



Նկ. VII.3

ծավալին բաժին ընկնող վիճակների խտության ֆունկցիան՝

$$g(\varepsilon) = \frac{G(\varepsilon)}{V} = A\varepsilon^{1/2}, \quad (3.7)$$

որի գրաֆիկը պատկերված է նկ. VII.3-ում: Միավոր ծավալին բաժին ընկնող վիճակների թիվը $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ տիրույթում հավասար է նկ. VII.3-ում ընդգծված մակերեսին:

Արտազրենք այժմ (3.2) և (3.3) արտահայտությունները, օգտագործելով (3.5) և (3.7) բանաձևերով որոշված ֆունկցիաները.

$$U = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) G(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.8)$$

$$N = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) G(\varepsilon) d\varepsilon: \quad (3.9)$$

Ներքին էներգիայի խտորդյունը տրվում է

$$u = \frac{U}{V} = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.10)$$

իսկ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան՝

$$n = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.11)$$

բանաձևերով: (3.8)-(3.11) բանաձևերում $f(\varepsilon)$ -ն Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան է՝

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/k_B T} + 1}: \quad (3.12)$$

Գրված ինտեգրալները հաշվելու համար նախ ուսումնասիրենք $f(\varepsilon)$ ֆունկցիայի վարը:

Ինչպես հետևում է (3.12) արտահայտությունից, $f(\varepsilon)$ -ն Լապես վոփոխվում է $\mu - k_B T \leq \varepsilon \leq \mu + k_B T$ տիրույթում, ընդունելով $\varepsilon = \mu$ կետում $1/2$ արժեքը: $T = 0\text{K}$ -ում $\varepsilon = \mu(0) = \varepsilon_F$ արժեքին համապատասխանող կտրուկ «աստիճանը» լրոցվում է, ընդ որում լրոցման չափը $k_B T$ -ի կարգի է (նկ. VII.4): Սա նշանակում է, որ $\varepsilon \leq \mu$ էներգիայով վիճակները մասամբ

լասարկվում են, իսկ $\varepsilon \geq \mu$ վիճակները՝ մասամբ լրացվում էլեկտրոններով: Ձերմաստիճանից կախված փոփոխվում է նաև $\mu(T)$ սահմանային էներգիան, սակայն ինչպես ցույց կատարված է ստորև, $k_B T \ll \varepsilon_F$ դեպքում բավարար ճշտությամբ կարելի է ընդունել $\mu(T) \approx \mu(0) = \varepsilon_F$:

Բաշխման ֆունկցիայի ածանցյալը արվում է

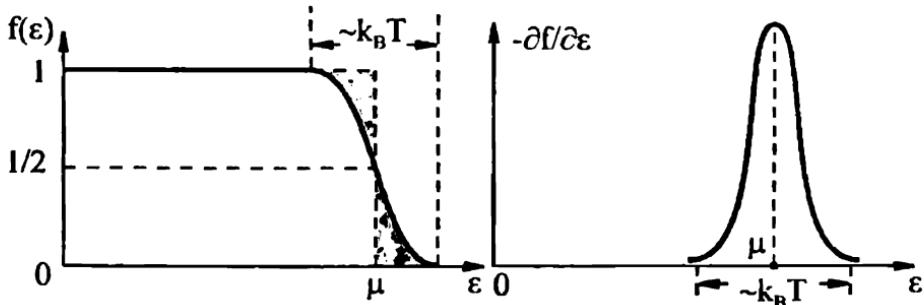
$$-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{k_B T} \cdot \frac{e^{(\varepsilon - \mu)/k_B T}}{\left[e^{(\varepsilon - \mu)/k_B T} + 1 \right]^2} = \frac{1}{4k_B T} \cdot ch^{-2}\left(\frac{\varepsilon - \mu}{2k_B T}\right) \quad (3.13)$$

արտահայտությամբ, որը $(\varepsilon - \mu)$ -ի զույգ ֆունկցիա է (նկ. VII.5): Այն ունի սուր մաքսիմում $\varepsilon = \mu$ կետում, որի մեջությունը հավասար է $(4k_B T)^{-1}$: Քանի որ (3.13) արտահայտության ինտեգրալն իստ է ε -ի՝

$$-\int_0^{\varepsilon} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = f(0) - f(\infty) = \frac{1}{e^{-\mu/k_B T} + 1} \approx 1 \quad (3.14)$$

$k_B T \ll \mu$ դեպքում, ասյա երբ $T \rightarrow 0$, $-\partial f / \partial \varepsilon$ ֆունկցիան իրեն պահում է որպես «զեղսա»-ֆունկցիա՝

$$-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = \delta(\varepsilon_F - \varepsilon) : \quad (3.15)$$



Նկ. VII.4

Նկ. VII.5

Այսպիսով, բաշխման ֆունկցիան էապես փոփոխվում է միայն μ -ի շուրջն ընկած $k_B T$ -ի կարգի տիրություն: Նկատի ունենալով $f(\varepsilon)$ -ի և $f'(\varepsilon)$ -ի նշված հատկությունները, ստանանք հաշվարկային բանաձև:

$$I = \int_0^\infty f(\varepsilon) \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (3.16)$$

տեսրի ինաւեգրալի համար, որտեղ $F(\varepsilon)$ ֆունկցիան բավարարում է հետևյալ պայմաններին՝

- ա) եթե $\varepsilon \rightarrow 0$ $F(\varepsilon)$ -ն կարող է աճել ոչ արագ, բայց $\varepsilon^{1-\alpha}$ ($0 < \alpha < 1$),
 բ) եթե $\varepsilon \rightarrow \infty$ $F(\varepsilon)$ -ն կարող է աճել ոչ արագ, քանի $\exp(\varepsilon/k_B T)$ -ու, (3.17)
 որոնք ավահովում են (3.16) ինաւեգրալի զուգամիառյութը: (3.16) ինաւեգրալում կատարելով մասերով ինտեգրում և ստացված ինաւեգրալում տեղադրելով $\varepsilon = \mu$ կևտի շուրջ $F(\varepsilon)$ ֆունկցիայի թվայլորի շարքը՝

$$F(\varepsilon) = F(\mu) + (\varepsilon - \mu)F'(\mu) + \frac{1}{2}(\varepsilon - \mu)^2 F''(\mu) + \dots , \quad (3.18)$$

կստանանք՝

$$I = L_0 F(\mu) + L_1 F'(\mu) + L_2 F''(\mu) + \dots , \quad (3.19)$$

որտեղ

$$L_n = -\frac{1}{n!} \int_0^\infty (\varepsilon - \mu)^n \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} d\varepsilon , \quad n = 0, 1, 2, \dots : \quad (3.20)$$

Օգտվելով (3.13) արտահայտությունից և անցնելով ինաւեգրման $z = (\varepsilon - \mu)/k_B T$ փոփոխականի, կստանանք՝

$$L_n = \frac{(k_B T)^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z^n dz}{(e^z + 1)(1 + e^{-z})} = C_n (k_B T)^n , \quad (3.21)$$

եթե n -ը զույգ է: Կենտ n -երի դեպքում բնդիմտեգրալ ֆունկցիան կենտ է, և $L_n = 0$: C_n գործակիցները մեկի կարգի թվեր են. այսպես, օրինակ՝

$$C_0 = 1 , \quad C_2 = \frac{\pi^2}{6} , \quad C_4 = \frac{7\pi^4}{360} : \quad (3.22)$$

(3.18)-(3.22) բանաձևերից (3.16) ինտեգրալի համար ստանում ենք հետևյալ ասիմպտոտական վերլուծությունը՝

$$I = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = F(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 F''(\mu) + \frac{7\pi^4}{360} (k_B T)^3 F'''(\mu) + \dots \quad (3.23)$$

Այժմ հաշվենք թիմպուտենցիալը, օգտվելով նորմավորման պայմանից, զրկած (3.11) տեսքով: Հաճեմատելով վերջինս (3.16) առնչության հետ, կորոշենք $F(\varepsilon)$ ֆունկցիան՝

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} = g(\varepsilon), \quad F(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} g(\varepsilon') d\varepsilon' : \quad (3.24)$$

Քանի որ մասնիկների խառնությունը T -ից անկախ տրված մեծություն է, ապա նովաստկահարմար է (3.11) պայմանի ձևիս մասում n -ի փոխարեն զրկի (3.23) ինտեգրալի արժեքը $T=0$ դեպքում, երբ բաշխման ֆունկցիան արվում է (2.22) բանաձևով, այսինքն՝

$$\int_0^{\varepsilon_F} g(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^{\mu} g(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 g'(\mu) + O(T^4) \quad (3.25)$$

Կամ

$$0 = (\mu - \varepsilon_F) g(\varepsilon_F) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 g'(\varepsilon_F), \quad (3.26)$$

որտեղից կորոշենք թիմիական պոտենցիալը՝

$$\mu = \varepsilon_F - \frac{\pi^2}{6} \cdot \frac{g'(\varepsilon_F)}{g(\varepsilon_F)} (k_B T)^2 : \quad (3.27)$$

Այս բանաձևից կարենի է օգտվել նաև անկախ Լեկստրոնների այլ մոդելների դեպքում, երբ դիսպերսիալի օրենքը քառակուսային չէ:

Ազատ էլեկտրոնների համար (3.7) և (3.6) առնչություններից հետևում է, որ

$$g(\varepsilon_F) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon_F^{1/2} = \frac{3n}{2\varepsilon_F}, \quad (3.28)$$

$$g'(\varepsilon_F) = \frac{g(\varepsilon_F)}{2\varepsilon_F}, \quad (3.29)$$

$$\mu = \varepsilon_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2 \right]; \quad (3.30)$$

Հստայի բանաձևի, T -ի մեծացման հետո μ -ն փորրանում է: μ -ի վովոխությունը համեմատական է: $(k_B T / \varepsilon_F)^2 = (T/T_F)^2$ մեծությանը և անգամ հալման ջերմասարքականում 10^{-4} կազմի մեծություն է (այս Ալյոսակ VII.1):

Մետաղի գոյության ամբողջ ջերմասարքանային աիրույրում մեկ էլեկտրոնին բաժին դնենող ջերմային էներգիան՝ $k_B T \ll \varepsilon_F$: Այս պայմաններում էլեկտրոնային զազր կոչվում է ուժեղ այլասերված:

§4. Էլեկտրոնային զազր ջերմունակությունը

Մետաղների դասական էլեկտրոնային ախտության համար էլեկտրոնային զազր ջերմունակության պրոբլեմը մնաց անլուծելի: Պարագորսը (դասական տեսության շրջանակներում) կայանում էր հետևյալում: Քանի որ էլեկտրոնների համախումը դիտվում էր որպես դասական զազր, ապա յուրաքանչյուր էլեկտրոնի բաժինը զազր ջերմունակության մեջ պետք է լիներ հավասար $3k_B/2$: Սեկ մոլ մետաղում էլեկտրոնների ներդրումը ջերմունակության մեջ՝ $C_V'' = ZN_A \cdot (3k_B/2) = 3RZ/2$, որտեղ R -ը զազրային հաստատունն է, իսկ Z -ը՝ մետաղի արժեքականությունը: Սենյակային ջերմասարքականներում մետաղի լրիվ ջերմունակությունը, համաձայն դասական էլեկտրոնային տեսության, պետք է լիներ հավասար

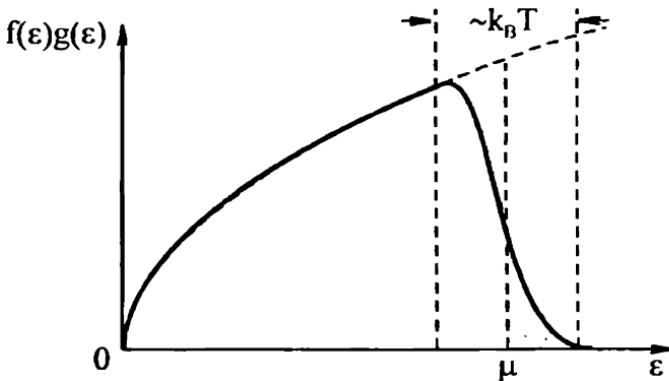
$$C_V'' = C_V''' + C_V'''' = 3R \left(1 + \frac{Z}{2} \right), \quad (4.1)$$

և, ենտևաբար, զգալիորեն տարբերվեր անհաղորդիչ նյութի՝ միայն ցանցային $C_V''' = 3R$ մոլային ջերմունակությունից: Սակայն, ինչպես հետևում է փոքրծից, և մետաղների, և անհաղորդիչների համար սենյակային ջերմասարքականներում տեղի ունի Դյուլմագ-Պտիի օրենքը՝ $C_{\text{սեպ}} \approx C_{\text{անեպ}} \approx 3R$. Ավելի նույր շափումների համաձայն, մետաղում էլեկտրոնային ջերմունա-

կուրյան ներդրումը սևնյակային ցերմասահճաններում չի գերազանցում $3R$ արժեքի $1\%-ը$: Ստացվում է այնպես, որ էլեկտրա- և ցերմահաղորդականությանը մասնակցող և կարծես լիիվ ազատ շարժվող էլեկտրոնները ցերմունակության մեջ ներդրում ինչ-ինչ պատճառներով չեն տալիս:

Պարադոքսն խսկույն բացատրվում է, եթե դասական բաշխման փոխարժեն օգտագործվում է Ֆերմի-Դիրակի բանապահությունը:

Էլեկտրոնային և ամակարգության գերմային էներգիա կարող են կլանել միայն լողոման աիրույրի էլեկտրոնները, որոնք գանգում են ազատ վիճակներից $k_B T$ -ի կարգի հեռավորությունների վրա (Ակ. VII.6):



Ակ. VII.6

Խորբային էլեկտրոնները չեն կարող կլանել $k_B T$ մեծությամբ ցերմային էներգիան, քանի որ մոտակա էներգիական մակարդակները զբաղեցված են: Զերմային եղանակով կարող են ակտիվանալ և, այսպիսով, իրենց պահել որպես դասական մասնիկներ միայն $\mu \approx \epsilon_F$ -ի շուրջ $k_B T$ տիրույթում ընկած էլեկտրոնները, որոնց թիվը՝

$$\Delta N \sim g(\epsilon_F) k_B T V \sim k_B T \frac{N}{\epsilon_F}, \quad (4.2)$$

խև էլեկտրոնային գազի ներքին էներգիայում նրանց ներդրումը՝

$$\Delta U \sim \Delta N \cdot k_B T \sim \frac{N}{\epsilon_F} (k_B T)^2 : \quad (4.3)$$

Զերմունակության համար (4.3) արտահայտությունից ստացվում է

$$C_V^e = \left(\frac{\partial \Delta U}{\partial T} \right)_V \sim N k_B \frac{T}{T_F} , \quad (4.4)$$

զնահատականը, որի համաձայն էլեկտրոնային ջերմունակությունը կազմում է դասական տեսությամբ արվող $\sim N k_B$ արժեքի T / T_F մասը: Մասնավորապես, սենյակային ջերմաստիճանում՝ $T \sim 300\text{K}$, $T / T_F \sim 0,01$:

Այժմ ստանանք էլեկտրոնային ջևալմունակության համար ճշգրիտ արտահայտություն $k_B T \ll \varepsilon_F$ տիրույթում: Այդ նպատակով հաշվենք էլեկտրոնային գազի ներքին էներգիան: (3.8) և (3.23) բանաձևերի համաձայն՝

$$U = \int_0^\mu \varepsilon G(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \cdot \frac{d}{d\varepsilon} [\varepsilon G(\varepsilon)]_{\varepsilon=\mu} + \dots , \quad (4.5)$$

որտեղ, պահենով T^2 -ն համեմատական բոլոր անդամները, կստանանք՝

$$\begin{aligned} U &= \int_0^{\varepsilon_F} \varepsilon G(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{\varepsilon_F}^{\mu} \varepsilon G(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \mu G'(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 G(\mu) + \dots \approx \\ &\approx U_0 + \varepsilon_F \left[(\mu - \varepsilon_F) G(\varepsilon_F) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 G'(\varepsilon_F) \right] + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 G(\varepsilon_F) + O(T^4) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Քանի որ $\mu - \varepsilon_F \sim T^2$ և $G'(\mu)$ -ի զործակիցը նույնպես T^2 կարգի է, ապա քառակուսի փակազգերում $G(\mu)$ -ի և $G'(\mu)$ -ի արգամենար վախսարդինված է ε_F -ով: Նկատի ունենալով նաև (3.26) հավասարումը, կստանանք՝

$$U = U_0 + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 G(\varepsilon_F) : \quad (4.7)$$

Չերմունակությունը՝

$$C_V^e = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{\pi^2}{3} k_B^2 G(\varepsilon_F) \cdot T \quad (4.8)$$

կամ, նկատի ունենալով (3.28) և (3.7) բանաձևերը,

$$C_V^e = \frac{\pi^2}{2} N k_B \frac{k_B T}{\varepsilon_F} = \frac{\pi^2}{2} N k_B \frac{T}{T_F} , \quad (4.9)$$

որը պրակական գնահատումով ստացված (4.4) արտահայտությունից տարբերվում է ընդամենը քվային գործակցով:

Մոլային ջերմունակության համար (4.9) բանաձևից կստանանք՝

$$C_V^\mu = \gamma T, \quad \gamma = \frac{\pi^2 N_A k_B Z}{2T_F} = \frac{\pi^2 RZ}{2T_F} : \quad (4.10)$$

Յաճր ջերմասահճաններում, եթե $T \ll T_D$ (T_D -ն Դեքայի ջերմաստիճանն է), մետաղի ջերմունակությունը կարելի է ներկայացնել էլեկտրոնային և ցանցային ջերմունակությունների գումարի տեսքով՝

$$C_V^\mu = \gamma T + AT^3, \quad (4.11)$$

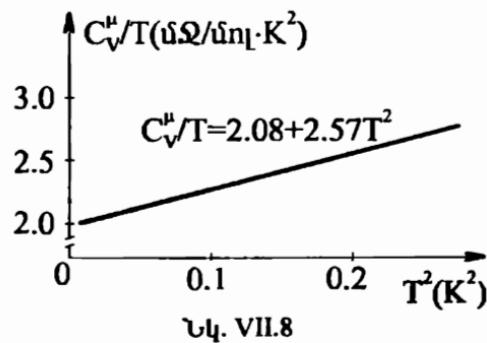
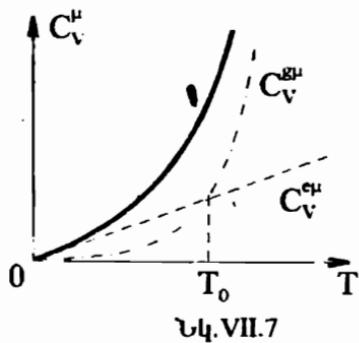
որտեղ A հաստատունը արտահայտվում է T_D -ի միջոցով (Մաս I, IV.4.38)՝

$$A = \frac{12\pi^4}{5} \cdot \frac{R}{T_D^5} : \quad (4.12)$$

Ներմուծենք T_0 ջերմասահճանը, որի դեպքում էլեկտրոնային և ցանցային ջերմունակությունները հավասարվում են (նկ. VII.7):

$$T_0 = \left(\frac{\gamma}{A} \right)^{1/2} = \left(\frac{5}{24\pi^2} \right)^{1/2} Z^{1/2} T_D \left(\frac{T_D}{T_F} \right)^{1/2} \simeq 0,145 T_D \left(\frac{T_D}{T_F} \right)^{1/2} Z^{1/2} : \quad (4.13)$$

Եթե $T < T_0$, ջերմունակության մեջ զերակշռում է գծային անդամը, իսկ $T > T_0$ դեպքում՝ խորանարդայինը: T_0 -ի արժեքները մի շարք մետաղների համար բերված են Այլուսակ VII.2-ում: Մետաղների մեծ մասի համար T_0 -ն մի քանի կելվինի կարգի մեծություն է:



Տարր	Z	T_D	T_D / T_F	T_0	$\gamma, \text{մ} \Omega \cdot \text{մ}^{-1} \text{K}^{-2}$	m_{th}/m	
					սին.		
Li	1	344	0,079	3,9	0,74	1,76	2,3
Na	11	158	0,065	1,5	1,09	1,47	1,3
K	19	91	0,061	0,8	1,67	1,97	1,2
Rb	37	56	0,051	0,4	1,93	2,43	1,3
Ag	47	225	0,059	1,9	0,63	0,67	1,1
Au	79	165	0,051	1,2	0,63	0,67	1,1
Cu	29	343	0,065	3,2	0,50	0,67	1,3
Be	2	1440	0,093	27	0,50	0,21	0,42
Mg	12	400	0,070	5,8	1,00	1,34	1,3
Sr	38	147	0,057	1,7	1,80	3,64	2,0
Al	13	428	0,056	6	0,92	1,26	1,4

Փորձում ստացված արժեքները հարմար է մեկնարանել, կառուցելով C_V^H/T մեծության կախումը T^2 -ուց, որն ուղիղ զիծ է: Նրա բերությունը հավասար է (4.11) բանաձևում առկա A հաստատումին, իսկ ուղղի շարտնակությունը C_V^H/T առանցքից հատում է γ -ին հավասար հասված:

Նկ. VII.8-ում պատկերված է C_V^H/T -ի T^2 -ուց կախման գրաֆիկը կախումի համար: A հաստատումի միջոցով որոշված Դեբայի ջերմաստիճանի արժեքները որոշ մետաղների համար բերված են Աղյուսակ VII.2-ում:

Փորձում γ գործակիցը չափվում է մեծ ճշտությամբ, սակայն տեսական արժեքները երբեմն զգալիորեն տարբերվում են փորձնական արժեքներից: Այդ տարբերությունը կարելի է վերագրել մետաղում էլեկտրոնի զանգվածի վտառությանը ազատ էլեկտրոնի զանգվածի համեմատությամբ, քանի որ, համաձայն (4.10) առնչության, $\gamma \sim 1/T_F \sim 1/\epsilon_F \sim m$ և

$$\frac{\gamma_{ex}}{\gamma} = \frac{m_{th}}{m} : \quad (4.14)$$

m_h մեծության ընդունված է անվանել ջերմային արդյունարար զանգված: Նրա ստորև պարզաբանվ ազատ էլեկտրոնի *m* զանգվածից պայմանավորված է այնպիսի գործունելով, որպիսիք են էլեկտրոնի փոխազդեցությունը բյուրուղական սյարքերական դաշտի, ատոմների (իոնների) տատանումների, ինչպես նաև այլ էլեկտրոնների հետ:

§5'. Էլեկտրոնային գազի էլեկտրահաղորդականությունը և ջերմահաղորդականությունը

Էլեկտրահաղորդականության և ջերմահաղորդականության Զոմեր-ֆելդի անության մեջ արվում են նույն հնքաղորդությունները և օգտվում են նույն կիմեայիկ հավասարումից, ինչ որ Լորենցի էլեկտրոնային անության մեջ (տես VI.6):

Տարբերությունը կայանում է նրանում, որ Մարսվել-Բոլցմանի ֆունկցիայի փոխարևն որպես հավասարակշռական վիճակի բաշխման ֆունկցիա վերցվում է Ֆերմի-Դիբակի բաշխումը, իսկ ազատ վազքի երկարությունը, որը Լորենցի անության մեջ տրվում է (VI.7.9) բանաձևով, կատարում է անության սյարքամետրի դեր: Այն ընդհանուր դեպքում կախված է էլեկտրոնի էներգիայից՝ $I = I(\varepsilon)$ և կարող է որոշվել տեսական և փորձնական տվյալների համեմատումից:

Արտաքին էլեկտրական դաշտի և ջերմաստիճանային գրադիենտի առկայությամբ բաշխման ֆունկցիայի անհավասարակշռական մասի համար կարելի է գրել

$$f_1(r, v) = v_x \cdot \chi(v), \quad (5.1)$$

որտեղ $\chi(v)$ -ն տրվում է (VI.7.10) բանաձևով՝

$$\chi(v) = -\frac{I}{v} \left(-\frac{eE}{mv_x} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} + \frac{\partial f_0}{\partial x} \right); \quad (5.2)$$

Հավասարակշռական f_0 ֆունկցիան v_x -ից կախված է էներգիայի միջոցով, ուսափ

$$\frac{\partial f_0}{\partial v_x} = mv_x \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}, \quad (5.3)$$

և, հետևաբար՝

$$\chi(\varepsilon) = -\frac{l(\varepsilon)}{v} \left(-eE \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial f_0}{\partial x} \right) : \quad (5.4)$$

Հոսանքի խտությունը՝

$$j_x = -\frac{e}{V} \cdot 2 \sum_k v_x(k) f(k) : \quad (5.5)$$

Կատարելով (2.17) առնչության միջոցով անցում ըստ k -ի գումարից ինտեգրալի և օգտվելով (VI.7.14) և (5.4) բանաձևերից, կստանանք՝

$$j_x = -\frac{e^2 E}{3} \int_0^\infty v l(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} g(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{e}{3} \int_0^\infty v l(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial x} g(\varepsilon) d\varepsilon : \quad (5.6)$$

Նման ձևով ջերմային հոսքի խտության համար սահմանում ենք

$$q_x = \frac{meE}{6} \int_0^\infty v^3 l(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} g(\varepsilon) d\varepsilon - \frac{m}{6} \int_0^\infty v^3 l(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial x} g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (5.7)$$

արտահայտությունը: $g(\varepsilon)$ -ն տրվում է (3.7)-(3.6) բանաձևերով:

Այժմ ստանանք էլեկտրահաղորդականության գործակցի արտահայտությունը Չոմերֆելդի անառաջան շրջանակներում:

1. Էլեկտրահաղորդականություն

Դիտարկենք հոսանքը համասեռ, հավասարաչափ տաքացված լարում: Այս դեպքում հավասարակշռական f_0 բաշխման ֆունկցիայի մեջ մտնող μ և T պարամետրերը կախված չեն կոորդինատից, ուստի $(\partial f_0 / \partial x) = 0$: Ըստ (5.6) բանաձևի

$$j_x = \sigma E, \quad \sigma = -\frac{e^2}{3} \int_0^\infty v(\varepsilon) l(\varepsilon) g(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon : \quad (5.8)$$

Էլեկտրահաղորդականության σ գործակցի համար ստացված արտահայտության ինտեգրալի մեջ ներդրում է տալիս միայն ε_F -ի մոտ $k_B T$ -ի կարգի էներգիական տիրույթը, քանի որ նրանից դուրս $\partial f_0 / \partial \varepsilon$ ածանցյալը հավասար է զրոյի (տես (3.13) և նկ. VII.5): Առաջին մոտավորությամբ այդ ածանցյալը կարելի է փոխարինել «դելտա»-ֆունկցիայով՝

$$\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\delta(\varepsilon_F - \varepsilon) : \quad (5.9)$$

(5.9) և (5.8) առնչություններից կստանանք՝

$$\sigma = \frac{e^2}{3} v_F l_F g_F = \frac{e^2}{3} v_F l_F \frac{3n}{2\varepsilon_F} = \frac{n e^2 \tau_F}{m} . \quad (5.10)$$

որպես

$$\tau_F = \frac{l_F}{v_F} : \quad (5.11)$$

(« F » իմունքով նշանակված է տվյալ մեծությամբ Ֆերմիի Լերզիային համալսարանող արժեքը):

Ստացված (5.10) բանաձևն արտաքուստ լրիվ համբնկմում է Դրույեի սենության մեջ ստացված (VI.2.12) արտահայտության հետ: Սակայն τ_F -ը կախված չէ գերմանականից, ի տարբերություն (VI.2.12)-ում զրկված τ -ի, որը, լինելով հակադարձ համեմատական միջին գերմային արագությանը, կախված է $T^{-1/2}$ -ից:

(5.10) բանաձևից հետևում է մի կարևոր արդյունք՝

$$\sigma = \frac{n e^2 l_F}{m v_F} \sim n^{2/3} \cdot l_F : \quad (5.12)$$

Սա նշանակում է, որ σ -ի մեջ ներդրման են տակիս ոչ բոլոր էլեկտրոնները, այսինքն՝ ոչ բոլոր ազատ էլեկտրոններն են մասնակցում հաղորդականությանը: Այսպիսով, ի տարբերություն Դրույեի սենության, որտեղ բոլոր ազատ էլեկտրոնները մասնակցում են հաղորդականության պրոցեսին («ազատ էլեկտրոն» հասկացությունը նույնական է «հաղորդականության էլեկտրոն» հասկացությանը), Զոմերֆելդի տեսության մեջ առաջ է գալիս նոր՝ «հաղորդականության էլեկտրոն» հասկացությունը:

2. Գերմահաղորդականություն

Դիտարկենք էլեկտրոններավ ստեղծված գերմային հոսքը և ստանանք ցերմահաղորդականության գործակցի համար արտահայտություն:

(5.6) և (5.7) բանաձևերում առկա ($\partial f_0 / \partial x$) ածանցյալը պայմանավորված է գերմաստիճանային զրադիմությունով, ուստի այն կարելի է ներկայացնել

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} = \frac{\partial f_0}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.13)$$

տեսքով, որտեղ առկա ($\partial f_0 / \partial T$) ածանցյալը նպատակահարմար է արտահայտակ ($\partial f_0 / \partial \varepsilon$) ֆունկցիայի միջոցով: Դժվար չէ համոզվել, որ

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\varepsilon - \mu}{T} + \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) = -\frac{m\nu^2}{2T} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\mu}{T} - \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) : \quad (5.14)$$

Տեղադրենք (5.13) և (5.14) արտահայտությունները հոսանքի խտության (5.6) և ջերմային հոսքի խտության (5.7) բանաձևերի մեջ: ($\partial f_0 / \partial x$)-ով անդամները կարելի և գրել մեկ միասնական անսքով՝

$$\int_0^\infty v' l \frac{\partial f_0}{\partial x} g(\varepsilon) d\varepsilon = \left(\frac{\mu}{T} - \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial x} K_1 - \frac{m}{2T} \frac{\partial T}{\partial x} K_{i+2} : \quad (5.15)$$

որտեղ $i = 1, 3$, ինչպես նաև կատարված է նշանակում՝

$$K_i = \int_0^\infty v' l(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} g(\varepsilon) d\varepsilon : \quad (5.16)$$

Ինչպես զիտենք, հաստատված ջերմային հոսքի դեպքում (տես VI.5), աեղի տիրի $j=0$ պայմանը, որտեղից որոշվում է ներքին (ջերմակենտրուական) դաշտի լարվածությունը: (5.6), (5.15) և (5.16) բանաձևերի միջոցով $j=0$ պայմանից ստանում ենք

$$E = \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \left(\frac{\mu}{T} - \frac{\partial \mu}{\partial T} - \frac{m}{2T} \frac{K_3}{K_1} \right) \quad (5.17)$$

արտահայտությունը: Տեղադրելով այն (5.7) բանաձևում և կատարելով որոշ ծևափոխություններ, ջերմային հոսքի համար կստանանք՝

$$q_x = -\frac{m^2}{12T} \frac{K_3^2 - K_1 K_5}{K_1} \frac{\partial T}{\partial x} \equiv -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.18)$$

արտահայտությունը, որտեղից ջերմահաղորդականության զործակիցը՝

$$\kappa = \frac{m^2}{12T} \left(\frac{K_3^2}{K_1} - K_5 \right) : \quad (5.19)$$

Այժմ հաշվենք K , ինտեգրալները: (5.16) բանաձևում կատարենք մասերով ինտեգրում և օգտվենք (3.23) վերլուծությունից՝

$$\begin{aligned} K_i &= \int_0^{\infty} F_i(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = F_i(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} f_0 \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = \\ &= - \left[F_i(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 F_i''(\mu) + \dots \right], \end{aligned} \quad (5.20)$$

որտեղ կատարված է

$$F_i(\varepsilon) = v' l(\varepsilon) g(\varepsilon) \quad (5.21)$$

նշանակումը: Նկատի ունենալով նաև, որ

$$F_i(\mu) = F_i(\varepsilon_F) + F'_i(\varepsilon_F)(\mu - \varepsilon_F) + O(T^4), \quad (5.22)$$

(5.19) բանաձևից կստանանք՝

$$\kappa = \frac{m^2}{12TK_1} \left\{ A + (\mu - \varepsilon_F)B + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 C \right\}, \quad (5.23)$$

որտեղ

$$A = F_3^2(\varepsilon_F) - F_1(\varepsilon_F)F_5(\varepsilon_F), \quad (5.24)$$

$$B = 2F_3F'_3 - F_1F'_5 - F'_1F_5, \quad (5.25)$$

$$C = 2F_3F''_3 - F_1F''_5 - F''_1F_5, \quad (5.26)$$

իսկ F'_i, F''_i ածանցյալներն ըստ էներգիայի վերցված են ε_F կետում:

Համաձայն (5.21) նշանակման, $A = 0$: Անմիջական հաշվումներով կարելի է համոզվել, որ նաև $B = 0$: Քանի որ (5.23) արտահայտության եամարիչը T^2 կարգի է, ապա հայտարարում կարելի է K_i -ը փոխարինել $-F_1(\varepsilon_F)$ -ով: C գործակիցը հաշվելիս պարզվում է, որ $l(\varepsilon)$ -ի I և II կարգի ածանցյալներն ըստ էներգիայի կրճատվում են, այնպիս որ արդյունքում ջերմահաղորդականության գործակցի համար ստացվում է հետևյալ վերջնական արտահայտությունը՝

$$\kappa = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{n l_F}{m v_F} k_B^2 T : \quad (5.27)$$

Եթե $T = 0\text{K}$, ջերմահաղորդականության գործակիցը՝ $\kappa = 0$, ի տարրերություն էլեկտրահաղորդականության գործակիցի, որը $T = 0\text{K}$ -ում գրոյից տարրեր մեծություն է:

Նշենք մի կարևոր հանգամանք: Համաձայն (4.9) բանաձևի, էլեկտրոնային գազի միավոր ծավալի ջերմունակությունը՝

$$c_V = \frac{C_V}{V} = \frac{\pi^2}{3} k_B^2 g(\varepsilon_F) \cdot T = \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{n k_B^2 T}{\varepsilon_F} = \frac{\pi^2 n k_B^2 T}{m v_F^2} : \quad (5.28)$$

Համեմատելով c_V -ի այս արտահայտությունը (5.27) բանաձևի հետ, ստանում ենք

$$\kappa = \frac{1}{3} c_V I_F v_F \quad (5.29)$$

առնչությունը, այսինքն՝ դասական կիմեահիկ տեսության արդյունքը:

Այս արդյունքն, իհարկե, անսպասելի չէր: Եթե դասական տեսության մեջ ջերմահաղորդականության պրոցեսին մասնակցում են բոլոր մասնիկները, որոնց վերագրվում է v ջերմային արագություն, ապա քննարկվող դեպքում նույն դերը կատարում են Ֆերմիի մակերևույթի մոտ $k_B T$ -ին համեմատական էներգիական շերտի էլեկտրոնները, որոնց միջին արագությունը ենավասար է v_F :

(5.27) և (5.10) առնչություններից Վիդեման-Ֆրանցի օրենքի համար ստացվում է

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \cdot T : \quad (5.30)$$

արտահայտությունը: Այս արդյունքը, ինչպես արդեն նշվել է, պայմանավորված է այս հանգամանքով, որ մետաղը բնութագրությունը n և I մեծությունները կրճատվում են: (5.30) առնչությունից Լորենցի թվի համար Զոմերֆիլդի տեսության մեջ ստացվում է

$$L_s = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \quad (5.31)$$

արժեքը, որը միջին հաշվով ավելի լավ է համապատասխանում փորձին, քան Դրուդի տեսության մեջ ստացված $3(k_B/e)^2$ արժեքը:

Այժմ ստանանք դիֆերենցիալ ջերմակէլշտի արտահայտությունը: Համեմատելով (5.17) և (VI.5.12) բանաձևերը, կստանանք՝

$$Q = \frac{1}{e} \left(\frac{\mu}{T} - \frac{\partial \mu}{\partial T} - \frac{m}{2T} \frac{K_3}{K_1} \right): \quad (5.32)$$

Նկատի ունենալով բիմպոտենցիալի (3.30) արտահայտությունը և օգավելով (5.20)-(5.22) բանաձևերից, որոշ ծևափոխարժումներից հետո Q գործակցի համար կսահմանանք հետևյալ վերջնական արտահայտությունը՝

$$Q = -\frac{k_B}{e} \cdot \frac{\pi^2}{6} \cdot \frac{k_B T}{\varepsilon_F} \left(1 + \left. \frac{d \ln l(\varepsilon)}{d \ln v(\varepsilon)} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F} \right): \quad (5.33)$$

Հարկ է նշել, որ, որպես կանոն, ռելարսացիայի ժամանակի՝ էներգիայից ունեցած կախումն էապես չի ազդում մետաղի հատկությունների վրա: Բացառություն է կազմում ջերմակէլշտի, որի համար գրված (5.33) արտահայտության մեջ բացահայտորեն մասնակցում է $l'(\varepsilon)$ ածանցյալը: Մասնավորապես, եթե ռելարսացիայի ժամանակը՝ $\tau = l/v \sim l\varepsilon^{-1/2} \sim \varepsilon^{-1/2}$, այսինքն՝ $l(\varepsilon)$ -ն կախված չէ էներգիայից, ապա

$$Q = -\frac{k_B}{2e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_B T}{\varepsilon_F} = Q_D \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_B T}{\varepsilon_F}: \quad (5.34)$$

Այս արագահայտթյունը Դրստեի տեսությամբ ստացված արդյունքից (տես VI.5.17) հիմնականում տարբերվում է $k_B T/\varepsilon_F$ գործակցով, որը սենյակային ջերմաստիճաններում 10^{-2} կարգի մեծություն է: (5.34) բանաձևով ստացված արժեքը՝ $Q \sim 10^{-6}$ Վ/Կ, մոտ է փորձում դիսկարտ արժեքներին: Դժվար չէ համոզվել, որ (5.34) արտահայտությունը կարելի է ստանալ նաև (VI.5.16) բանաձևից, նրանում տեղադրելով էլեկտրոնային ջերմունակության (4.8) արտահայտությունը:

§6. Դասական տեսության մեջ Ֆերմի-Դիրակի քվանտային բաշխման օգտագործման հիմնավորումը

Ինչպես արդեն նշվել է, Զոմերֆելդի էլեկտրոնային տեսության հիմքում ընկած է Լորենցի դասական էլեկտրոնային տեսությունը, որտեղ էլեկտրոնի վիճակը որոշվում է միաժամանակ կորդինատով և իմպուլսով: Մյուս կողմից, Զոմերֆելդի տեսության մեջ օգտագործվում է Ֆերմի-Դիրակի քվանտային բաշխումը: Հարց է առաջանում, թե որքանով է հիմնավորված նման մոտեցումը:

Հայտնի է, որ էլեկտրոնի շարժման դասական նկարագրությունը հիմնավորված է այն դեպքում, երբ նրա կորդինատը և իմպուլսը չափվում են այնպիսի ճշտությամբ, որը չի խախտում անորոշությունների առնչությունը:

Մեալդրամ գտնվող էլեկտրոնի բնութագրական իմպուլսը $\hbar k_F$ -ի կարգի է, ուստի նրա իմպուլսի Δp անորոշությունը պետք է շատ փոքր լինի $\hbar k_F$ -ից: Կորդինատի անորոշությունը պետք է բավարարի

$$\Delta x \sim \frac{\hbar}{\Delta p} >> \frac{\hbar}{\hbar k_F} = \frac{1}{k_F} \sim n^{-1/3} \sim \bar{r} \quad (6.1)$$

անհավասարությանը, որտեղ էլեկտրոնների միջև միջին \bar{r} հեռավորությունը մի քանի Ա կարգի մեծություն է:

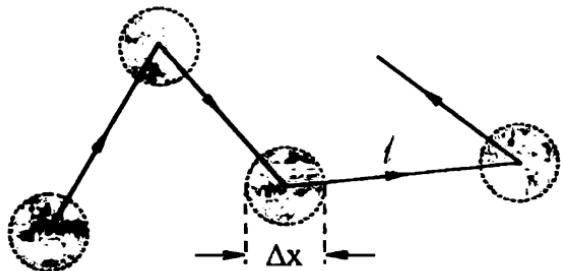
Այսպիսով, դասական նկարագրությունը հիմնավորված է, եթե կորդինատի անորոշությունը շատ մեծ է ցանցի եատատունից: Հետևաբար, չի կարելի դասականորեն նկարագրել միջատոմական հեռավորությունների վրա տեղայնացված էլեկտրոնները: Սակայն մետաղում հաղորդականության էլեկտրոնները կապված չեն որոշակի իրների հետ, այլ ազատ շարժվում են մակրոսկոպական նմուշում, ուստի նրանց կորդինատների անորոշության բնութագրական չափը՝ $\Delta x \sim V^{1/3} \sim L >> \bar{r}$:

Դրաւեկի մոդելում էլեկտրոնի կորդինատների գիտենալը էական է հիմնականում երկու տեսակետից:

1. Եթե մետաղի վրա ազդում է անհամասեռ էլեկտրական դաշտ կամ առլա է ջերմաստիճանային զրայիենտ, ապա անհրաժեշտ է տալ էլեկտրոնի կորդինատներն այնպիսի Դx ճշտությամբ, որը զգալիորեն փոքր է արտաքին ազդակների փոփոխման բնութագրական հեռավորությունից:

Որպես կանոն, այդ բնութագրական հետավորությունները շատ մեծ են Ա-ներից, ուստի անհրաժեշտ Δx -ի ալգահովումը չի բերում իմաստությունը զգայի անորոշության: Օրինակ՝ լուսային ալիքի կենկարական դաշտը Լազեր փոփոխում է $\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$ եեռավորությունների վրա, ուստի եթե $\Delta x \sim 100 \text{ \AA}$ ($\ll \lambda$), ապա $\Delta k \sim 1/\Delta x \sim 10^6 \text{ սմ}^{-1}$, այն դեպքում, եթե $n \sim 10^{23} \text{ սմ}^{-3}$ կոնցենտրացիաների դեպքում $k_F \sim 10^8 \text{ սմ}^{-1} >> \Delta k$ -ից: Սակայն եթե $\lambda \leq 100 \text{ \AA}$ կարգի մեծություն է, ապա $\Delta k \sim k_F$ և այս դեպքում պետք է օգտվել բվանային մեխանիկայից:

2. Դրույթի մոդելում անբացախայարեն ենթադրվում է, որ կենկարունք կարելի է անդայնացնել այնպիսի տիրույթներում, որոնց զծային շափերը զգալիորեն փոքր են ազատ վազքի միջին լրկարությունից՝ $\Delta x \ll l$ (նկ. VII.9), այլապես անհմասս է օգտվել բախտմների մասին սյատկացումից: Նկատի ունենալով Δx -ի բնութագրական արժեքները ($\Delta x \gg a$ -ից ցանցի հաստատությունից), չի կարելի հավատ ընծայել այն դասական դատողություններին, որոնց համաձայն $l \leq 10 \text{ \AA}$. Բարե-



Նկ. VII.9

բախտաբար, l -ը զգալիորեն զերազանցում է բերված արժեքը: Իրոք, օգտվելով τ -ի համար բերված (VI.2.15) բանաձևից և որպես բնութագրական կենկարության արագություն վերցնելով v_F -ը, ազատ վազքի միջին երկարության համար կստանանք

$$l = v_F \cdot \tau = \frac{2,7}{\rho_\mu} \left(\frac{n_0}{n} \right)^{2/3} \cdot 10^3 \text{ \AA} : \quad (6.2)$$

Սենյակային ջերմաստիճաններում ρ_μ տեսակաբար դիմադրությունը մի քանի մկՕհմ-ամ կարգի մեծություն է, իսկ n_0/n պարամետրը փոփոխում է $0,04 \div 1$ տիրույթում, այնպես որ l -ը հարյուրավոր Ա-ների կարգի

մեծություն է: Զերմաստիճանի նվազմանը գուգընթաց I -ը զգալիորեն աճում է:

Այսպիսով, կան բազմաթիվ երևույթներ, որոնցում և առանձին էլեկտրանի, և էլեկտրոնների եամախմբի վարքը կարելի է բավարար ճշտությամբ նկարագրել դասական մեխանիկայով:

§7. Դասական էլեկտրանային տեսության թերությունները

Դասական էլեկտրոնային աեսությունը հաջողությամբ բացատրում է մետաղների բազմաթիվ եատկություններ: Այն բացահայտ թերությունները, որոնք բնորոշ են Դրույի տեսությանը, պայմանավորված են էլեկտրոնային զազր դասական վիճակագրության օգնությամբ նկարագրեներու փաստով: Այս եանգամանքով է պայմանավորված ջերմունակության պարագորսը, երբ էլեկարունային ջերմունակությունը մուս երկու կարգով փոքր է ստացվում դասական տեսությամբ կանխատեսված արժեքից, ինչպես նաև ջերմաէլշուի ի եաշվարկված արժեքը, որը սենյակային ջերմաստիճաններում մոտ երկու կարգով զերազանցում է փորձում դիտվող արժեքները: Ինչպես զիաննը, Զոմերֆելդը եաջողությամբ վերացրեց նշված թերությունները Ֆերմի-Դիրակի վիճակագրության օգտագործումով, սակայն բողեց առանց փոփոխության ազատ էլեկտրոնների մոդելի մյուս հիմնական ենթադրությունները: Այսպիսի մոտեցման ենաևանքով ազատ էլեկտրոնների Զոմերֆելդի տեսության շրջանակներում ստացվող շատ քանակական արդյունքներ եակասում են փորձին: Բացի սրանից, Զոմերֆելդի տեսությունը պատասխան չի տալիս մի շարք սկզբունքային եարցերի:

Այժմ նշենք այն հիմնական փաստերը, որնց բացատրությունը դասական էլեկտրոնային տեսության շրջանակներում ստացվող ազատ էլեկտրոնների Զոմերֆելդի տեսության համապատասխանում փորձին:

1. Էլեկտրահաղորդականության գործակցի ջերմաստիճանային կախումը (ստասիկ հաղորդականություն):

Փորձից եայանի է, որ էլեկտրահաղորդականության գործակցը ջերմաստիճանից կախված փոփոխվում է: Համաձայն Լորենցի տեսության, այդ կախումը տրվում է $T^{-1/2}$ օրենքով (տես VI.2.21), որը հակասում է փորձին, եամածայն որի բարձր ջերմաստիճաններում $\sigma \sim T^{-1}$ (տեսակարար

դիմադրությունը՝ $\rho \sim T$), իսկ ցածր ($T \ll T_D$) ջերմաստիճաններում $\sigma \sim T^{-5}$ ($\rho \sim T^5$): Փորձում դիտված վարքը բացատրելու համար Զոմերֆելդի տեսության մեջ արիեստականորեն մտցվում է ջերմաստիճանից կախված ռելաքսացիայի ժամանակ:

2. Հոլի գործակից

Դասական կեկտրոնային տեսությունը Հոլի գործակցի համար տալիս է $R_H = -1/e\pi c$ արտահայտությունը, որը կախված չէ ջերմաստիճանից, ռելաքսացիայի ժամանակից և մազնիսական դաշտի լարվածությունից: Փորձում չափված արժեքները նույն կարգի են, ինչ որ R_H -ի բանաձևից սաւացվածները, սակայն վարձում դիտվում է կախում լինչպես մազնիսական դաշտի լարվածությունից, այնուև կ ջերմաստիճանից: Որոշ մետաղներում (Be, Mg, In, Al) Հոլի գործակիցը դրական է, ինչն ընդհանրասիր անհասկանալի է այս տեսության շրջանակներում:

3. Մազնիսայիմայլություն

Տեսության համաձայն, մազնիսական դաշտին ուղղահայաց ուղղությամբ մնտաղի դիմադրությունը կախված չէ դաշտի լարվածությունից, ինչը ենկանակ է փորձին: Որոշ դեպքերում (օրինակ՝ Cu-ի, Ag-ի, Au-ի համար) դիմադրությունը H -ից կախված կարող է անվերջ աճել, ընդ որում որոշ դեպքերում էլ այն կախված է դաշտի նկատմամբ նշումի կողմնորոշումից:

Փորձում դիտվում է նաև երկայնական մազնիսայիմայլության ($E \parallel H$) երևույթը, իսկ դասական տեսության համաձայն այն գոյություն ունենալ չի կարող:

4. Ջերմաէլքու

Գործակցի մեծությունը կարգով համընկնում է փորձի հետ, սակայն նշանը միշտ չէ, որ համընկնում է տեսության կանխաստեսածի հետ:

5. Վիդեմամ-Ֆրանցի օրենք

Այս օրենքի բացատրությունը դասական էլեկտրոնային տեսության մեծագույն նվաճումն է: Իրականում այն լավ համապատասխանում է փորձին սենյակային ջերմաստիճաններում, իսկ եածախ՝ նաև շատ ցածր (միքանի K) ջերմաստիճաններում: Միշանկյալ ջերմաստիճանների տիրույթում

այն տևողի չօւնի, և $\kappa/\sigma T$ մեծությունը կախված է ջերմաստիճանից:

6. Ելեկարտնային ջերմունակություն

ՉոմՆերի տևության կարևոր նվաճումը լեկտրոնային գազի ջերմունակության սլաքադրուսի բացատրությունն է: Ջերմունակության գծային օրենքը լավագույն տևողի ունի ալկալիական մետաղների համար, փոքր ինչ վատ՝ ազնիվ մետաղների և վատ՝ անցումային (**Fe, Mn**) մետաղների հւամար (γ -ի արժեքը շատ փոքր է տևական արդյունքից), ինչպես նաև **Bi**-ի և **Sb**-ի համար (γ -ի արժեքը շատ մեծ է անականից):

Նշված, ինչպես նաև մի շաբաթ այլ դժվարությունների հետ մեկտեղ, դասւական լեկտրոնային տեսության մեջ կան հիմնարար դժվարություններ.

1. Ինչո՞ւ 1. որոշվում հաղորդականության լեկտրոնների բիվը: Տեսության մեջ ներադրվում է, որ բոլոր արժեքական լեկտրոնները դանում են հաղորդականության լեկտրոններ, իսկ մյուս լեկտրոնները մնում են կապված իոնների հետ: Հարց է ծագում, թե ինչո՞ւ և այդպես և ինչպե՞ս վարվել այն դեպքում, եթե տվյալ մետաղն ունի մի քանի տարրեր արժեքականություն (օրինակ՝ **Fe**):

2. Ինչո՞ւ որոշ տարրեր մետաղներ չեն: Մեկուսիչների գոյության վաստառ լատում է վերն ընտրված վործառական կանոնի լուրջ թերությունների մասին: Ինչո՞ւ, օրինակ, բորը (**B**) մեկուսիչ է, իսկ նրա հարեւան այսոմինը (**Al**) լավագույն մետաղ, ածխածնի «ալմաստ» տարածելք մեկուսիչ է, իսկ «զրաֆիտ» տարածելք՝ հաղորդիչ:

Նշված դժվարությունների հաղթահարման ուղիներ գտնելու համար անհրաժեշտ է մեկ անգամ ևս ըննարկել այն մոտավորությունները, որոնք ընկած են դասական լեկտրոնային տեսության հիմքում: Դրանցից հիմնականներն են.

ա) Ազատ լեկտրոնների մոտավորություն

Ենթադրվում է, որ իոնների դերը մետաղում աննշան է: Նրանք ոչ մի ազդեցություն չեն գործում լեկտրոնների վրա բախտությունների միջև ընկած ժամանակամիջոցում: Իրականում և՝ ‘Էրուժեի, և ՉոմՆերի մողելներում իոնները միայն ապահովում են մետաղի լեկտրաչեղոքությունը:

բ) Անկախ լեկտրոնների մոտավորություն

Հաշվի չի առնվում միջէլեկտրոնային փոխազդեցությունը:

զ) Ռեկարսացիայի ժամանակի մուաավորություն

Ենթադրվում է, որ բախման արդյունքը կախված չէ բախման պահին էլեկտրոնի վիճակից:

Դինդ մարմնի ճշգրիտ տեսություն կառուցելու համար անհրաժեշտ է հրաժարվել օգտագործված մոտավորություններից: Մակայն տեսությունը կառուցելիս կարելի է զգալիորեն առաջ զնալ, իբր սկզբում փորձենք բարելավել ազատ էլեկտրոնների մոտավորության որոշ կողմեր, շարտնակերպ օգավել (բ) և (զ) մոտավորություններից:

Դասական էլեկտրոնային սենության դմվարությունների հիմնական պատճառը (ա) մոտավորությունն է, որն իր ենթին, բաղկացած է մի քանի պարզեցումներից:

1. Արհամարմնվում է իոնների ազդեցությունը էլեկտրոնների վրա բախումների միջև ընկած ժամանակահատվածում:

2. Չի պարզաբանվում իոնների դերը բախման պրոցեսում:

3. Հաշվի չի առնվազ այն հանգամանքը, որ իոնները, որպես ինքնուրույն դինամիկական օրյեկտներ, կարող են իրենց ներդրումն ունենալ տարբեր ֆիզիկական երևույթներում:

Եթե, օրինակ, չարվեն 2. և 3. պարզեցումները, ապա կարելի է բացատրել Վկիեման-Ֆրանցի օրենքը նաև միջամկալ չերմաստիճաններում, ինչպես նաև էլեկտրահաղորդականության ջնրմաստիճանային կայտումը:

Կարևորագույն նշանակություն ունի 3. պարզեցումից հրաժարվելը, այսինքն՝ իոնների դինամիկական վարքի հաշվառումը: Պարզվում է, որ եթե հաշվի չասնենք իոնների շարժումը («անշարժ իոնների» մոտավորության), ապա անշարժ իոնների ստատիկ դաշտը կարելի է լրիվ հաշվի առնել ազատ էլեկտրոնների մոդելի փոքր ծևափախության միջոցով, ընդ որում այդ տեսության մեջ բախտամներն ընդհանրապես բացակայում են: Իոնների դերը բախտամներում բացահայտվում է միայն նրանց շարժումը հաշվի առնելու շնորհիվ:

ԳՈՏԻԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

§1. Էլեկարգնի ալիքային ֆունկցիան պարբերական դաշտում:
Բլօխի թեորեմը

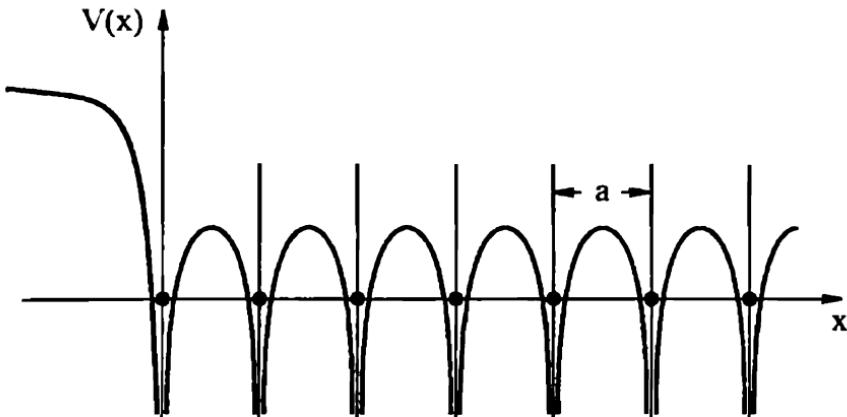
Ազատ էլեկտրոնների մողելը եաջողությամբ բացասարում է մետաղների մի շարք էլեկտրոնային հատկություններ, սակայն բազմաթիվ այլ ֆիզիկական հատկություններ այս մողելի շրջանակներում չեն կարող բացատրվել: Մասնավորապես, ազատ էլեկտրոնների մողելը չի կարող պատասխանել այն հիմնական հարցին, թե ինչո՞ւ որոշ նյութերը բյուրեղական վիճակում հաղորդիչներ են, իսկ մյուսները՝ մեկուսիչներ կամ կիսահաղորդիչներ, որմանց հատկություններն էապես կախված են ջերմաստիճանից:

Մետաղների և մեկուսիչների ֆիզիկական հատկությունների և առանձնապես՝ էլեկտրաեղաղթականության, տարբերությունները բացատրելու եամար աներաժեշտ է վերանայել ազատ էլեկտրոնների մողելը, առաջին հերթին հաշվի առնելով բյուրեղական մարմնի ամենակիմնական հատկությունը՝ տարածական պարբերականությունը:

Բյուրեղում զտնված ցանկացած էլեկարոնի վրա ազդում է բյուրեղի ներքին դաշտը, որը ստեղծվում է տարածական ցանցի հանգույցների շորջ տատանված իմանների և բյուրեղում առկա բոլոր էլեկտրոնների կաղմից: Էլեկտրոնի վրա ազդող, ժամանակի ընթացքում միջինացված ներքին բյուրեղական դաշտի պոտենցիալը խորանարդային բյուրեղում, օրինակ՝ <100> ուղղությամբ պատկերված է նկ. VIII. I-ում:

Բյուրեղի մակերևայթի մոտ բյուրեղական դաշտի պոտենցիալի պարբերականությունը խախտվում է, ցանցի հաստատուն այդ տիրույթում փոփոխվում է, սակայն ցանցի մի քանի հաստատուն չափով բյուրեղի ծավալի մեջ խորանալիս կարելի է մեծ ճշտությամբ եամարել, որ ցանցի հաստատուն այլև չի փոփոխվում (եթե, իհարկե, ցանցում արատներ չկան):

Հետազո ուսումնաաիրություններում կենքայենք, որ նմուշը բոլոր ուղղություններով օժտված է տարածական պարբերականությամբ, ինչն, իր եերթին, եամարժեք է այն ենթադրությամբ, որ նմուշը ունի «անվերջ» մեծ



Նկ. VIII.1

տարածական չափեր (Մաս I, I.1):

Այսպիսով, ծագում է հետևյալ եիմնական հարցը. ինչպե՞ս է բյուրեղի պարբերական պոտենցիալն ազդում կուլարանի վիճակի և, դրանով իսկ, բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունների վրա: Այլ կուրպ ասած, ինչպե՞ս են փոփոխվում ազատ էլեկտրոնի քվանտային վիճակները բյուրեղի պարբերական պոտենցիալային դաշտի ազդեցուրյան տակ:

Այս հարցին պատասխաններ համար նախ և առաջ անհրաժեշտ է պարզել էլեկտրոնի վիճակը նկարագրող ալիքային ֆունկցիայի վարքը պարբերական դաշտում:

Պարզության համար կրննարկենք միաչափ խնդիրը, այսինքն՝ կորոշենք էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան միաչափ, անսահմանափակ բյուրեղում:

Միաչափ բյուրեղում Շրեդինգերի հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ընդհանրացված տեսքով՝

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + f(x)\psi = 0, \quad (1.1)$$

որունդ

$$f(x) = \frac{2m}{\hbar^2} [\varepsilon - V(x)], \quad (1.2)$$

m-ը էլեկարտոնի գանգվածն I , ε -ն՝ էներգիան, $V(x)$ -ը՝ պարբերական պոտենցիալը (ավելի ճիշտ՝ էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիան պարբերական դաշտում):

Հետազա հաշվարկմերում կօգտենք միայն պոտենցիալի պարբերականության եատկությունից, այսինքն, կենքաղումը, որ

$$f(x+a) = f(x), \quad (1.3)$$

որտեղ a -ն ցանցի հաստատումն է՝ պոտենցիալի տարածական պարբերականության բնութագիրը: Այսպիսի մոտեցման դեպքում ստորև ստացվող արդյունքները կրում են համընդիամուր բնույթ, այսինքն՝ կախված չեն $f(x)$ ֆունկցիայի ($V(x)$ պոտենցիալի) կոնկրետ տեսքից:

Ուսումնասիրենք (1.1) հավասարումը: Այն երկրորդ կարգի դիֆերենցիալ հավասարում է, ուստի ε պարամետրի ցանկացած արժեքի դեպքում ունի երկու անկախ լուծում՝ $g(x)$ և $h(x)$: (1.1) հավասարման ընդհանուր լուծումը կարելի է ներկայացնել այս անկախ լուծումների գծային համակցության տեսքով՝

$$\psi(x) = Ag(x) + Bh(x), \quad (1.4)$$

որտեղ A -ն և B -ն հաստատուն գործակիցներ են: $f(x)$ ֆունկցիայի (1.3) հաստկության համաձայն, (1.1) հավասարմանը բավարարում են նաև $g(x+a)$ և $h(x+a)$ լուծումները: Քանի որ (1.1) հավասարման ցանկացած լուծում պեաք է արտահայտվի անկախ $g(x)$ և $h(x)$ լուծումների միջոցով, ապա կարող ենք գրել՝

$$g(x+a) = \alpha_1 g(x) + \alpha_2 h(x), \quad (1.5)$$

$$h(x+a) = \beta_1 g(x) + \beta_2 h(x), \quad (1.6)$$

որտեղ $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ և β_2 գործակիցները հաստատումներ են: (1.4)-(1.6) առնչությունների համաձայն՝

$$\psi(x+a) = Ag(x+a) + Bh(x+a) = (\alpha_1 A + \beta_1 B)g(x) + (\alpha_2 A + \beta_2 B)h(x): \quad (1.7)$$

Այժմ ապացուենք, որ $\psi(x+a)$ ֆունկցիան միշտ կարելի է ներկայացնել

$$\psi(x+a) = \lambda\psi(x) \quad (1.8)$$

տեսքով, որտեղ λ հաստատունը պետք է որոշել: (1.4), (1.7) և (1.8) հավասարումներից հետևում է, որ

$$\begin{cases} (\alpha_1 - \lambda)A + \beta_1 B = 0 \\ \alpha_2 A + (\beta_2 - \lambda)B = 0 \end{cases} \quad (1.9)$$

Հավասարումների (1.9) համակարգը կոնենա ոչ զրոյական լուծում՝ $A \neq 0$, $B \neq 0$, եթե նրա որոշիչը հավասար է զրոյի, այսինքն՝

$$\begin{vmatrix} \alpha_1 - \lambda & \beta_1 \\ \alpha_2 & \beta_2 - \lambda \end{vmatrix} = \lambda^2 - \lambda(\alpha_1 + \beta_2) + (\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1) = 0 : \quad (1.10)$$

Կարելի է ցույց տալ (Հավելված 3), որ

$$\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1 = 1 , \quad (1.11)$$

$$\alpha_1 = g(a), \quad \alpha_2 = g'(a), \quad \beta_1 = h(a), \quad \beta_2 = h'(a) , \quad (1.12)$$

որից հետո (1.10) պայմանը կը նդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\lambda^2 - 2I_0\lambda + 1 = 0 , \quad (1.13)$$

որտեղ կատարված է նշանակում՝

$$2I_0 = g(a) + h'(a) : \quad (1.14)$$

(1.13) հավասարման լուծումները տրվում են

$$\lambda_1 = I_0 + \sqrt{I_0^2 - 1} , \quad \lambda_2 = I_0 - \sqrt{I_0^2 - 1} \quad (1.15)$$

արտահայտություններով և բավարարում են

$$\lambda_1 \cdot \lambda_2 = 1 \quad (1.16)$$

պայմանին: Հարկ է նշել, որ I_0 մեծությունը, համաձայն (1.14) որոշման, կախված է (1.1) հավասարման ε պարամետրից, այսինքն՝ էլեկտրոնի էներգիայից:

Այսպիսով, ապացուցվեց, որ գոյություն ունի λ հաստատունի երկու արժեք (բացի $I_0 = 1$ դեպքից), և, համաձայն (1.8) առնչության՝ երկու ֆունկցիա՝

$$\psi_{(1)}(x+a) = \lambda_1 \psi_{(1)}(x) , \quad (1.17)$$

$$\psi_{(2)}(x+a) = \lambda_2 \psi_{(2)}(x) : \quad (1.18)$$

Եթե $|L_0| > 1$, ապա λ_1 և λ_2 արմատները իրական են, և նրանցից մեկը մեծ է, իսկ մյուսը՝ փոքր է մեկից: Այս դեպքում, օգտվելով (1.17) և (1.18) ասմցություններից, կստանանք՝

$$\psi_{(1)}(x + n\alpha) = \lambda_1^n \psi_{(1)}(x), \quad \psi_{(2)}(x + n\alpha) = \lambda_2^n \psi_{(2)}(x): \quad (1.19)$$

Եթե $n \rightarrow \infty$, ապա $\lambda_1^n \rightarrow \infty$, իսկ $\lambda_2^n \rightarrow 0$ (կամ հակառակը), այսինքն՝ $x \rightarrow \infty$ ձգանելիս $\psi_{(1)}(x) \rightarrow \infty$, իսկ $\psi_{(2)}(x) \rightarrow 0$ (կամ հակառակը), իսկ ևրը $x \rightarrow -\infty$ ($n \rightarrow -\infty$), $\psi_{(1)}(x) \rightarrow 0$, $\psi_{(2)}(x) \rightarrow \infty$: Այսանդից հետևում է, որ ոչ $\psi_{(1)}(x)$ -ը, ոչ $\psi_{(2)}(x)$ -ը, հետևաբար՝ և նրանց զծային համակցությունը, չեն կարող ծառայել որպես էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիա տարածական պարբերականությամբ օժապած միջակայրում: Եվ, քանի որ L_0 պարամետրի արժեքը որոշվում է ε էներգիայով, ապա կարելի է պնդել, որ բյուրեղում զոյություն ունենալ չեն կարող ε էներգիայով էլեկտրոնային վիճակներ, որոնց դեպքում $|L_0| > 1$. Այսինքն՝ այդպիսի էներգիաներով վիճակներն «արգելված» են:

Եթե $|L_0| < 1$, ապա կարելի է ընդունել, որ $L_0 = \cos ka$, որտեղ k -ն իրական հաստատում է: (1.15) բանաձևի համաձայն

$$\lambda_{1,2} = \cos ka \pm i \sin ka = \exp(\pm ika), \quad (1.20)$$

հետևաբար՝

$$\psi_{(1,2)}(x + a) = e^{\pm ika} \psi_{(1,2)}(x), \quad (1.21)$$

այսինքն՝ էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի արգումենաը զանցի հաստատումով փոխանակվում է մոդուլը չի փոխվում, փոխվում է միայն նրա փուլը: Հետևաբար՝ և $\psi_{(1)}(x)$ -ը, և $\psi_{(2)}(x)$ -ը, և նրանց զծային համակցությունը կարող են լինել Ծրեղինգերի հավասարման լուծումներ: Այսպիսով, բյուրեղում կարող են իրականանալ այնպիսի ε էներգիայով էլեկտրոնային վիճակներ, որոնց դեպքում $|L_0| < 1$: Այսինքն՝ այդպիսի էներգիաներով վիճակները «քույլատրված» են:

Էլեկտրոնի (1.21) ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել նաև

$$\psi(x) = e^{\pm ikx} u(x) \quad (1.22)$$

տեսքով, որտեղ $u(x)$ ֆունկցիան ունի նույն պարբերությունը, ինչ որ ուարածական ցանցը: Իրոք, (1.22) և (1.21) ասնչությունների համաձայն՝

$$u(x+a) = e^{\mp ik(x+a)} \psi(x+a) = e^{\mp ik(x+a)} e^{\pm ika} \psi(x) = e^{\mp ika} \psi(x) \equiv u(x),$$

այսինքն՝

$$u(x+a) = u(x); \quad (1.23)$$

Ստացված արդյունքները կարելի է ձևակերպել թեորեմի տեսքով՝

պարբերական դաշտում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան միշտ կարելի է ներկայացնել

$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x) \quad (1.24)$$

Մեսքով, որտեղ $u_k(x)$ ֆունկցիան պարբերական է ըստ ցանցի հաստատումի (Ֆ.Բլոխ, 1928թ.):

Եթե հաշվի առնենք նաև էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի ժամանակային կախումը, ապա լրիվ ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել

$$\psi_k(x,t) = e^{-i\left(\frac{\epsilon}{\hbar}t - kx\right)} u_k(x) = e^{-\frac{i}{\hbar}(\epsilon t - \hbar kx)} u_k(x) \quad (1.25)$$

Մեսքով: Այս ալիքները նկարագրում են էլեկտրոնի «ազատ» շարժումը բյուրեղում, եթե նրա վրա ազդում է միայն բյուրեղի ներքին դաշտը, իսկ արտաքին ուժերը բացակայում են: Այս ալիքները հայտնի են որպես Բլոխի ալիքներ: Ի տարբերության ազատ տարածության մեջ տարածվող դը-Բրոյլի ալիքների, Բլոխի ալիքի ամպլիտուդը՝ $u_k(x)$ ֆունկցիան, մոդուլացված է, այսինքն՝ տարրական բջջի տարբեր էլեկտրում ընդունում է տարբեր արժեքները: (1.25) ալիքում առկա նկ մնեցությունը կատարում է նույն դերը, ինչ որ ազատ տարածության մեջ շարժվող էլեկտրոնի իմպուլսը:

Եռաչափ դեպքում Բլոխի թեորեմը տրվում է (1.24) բանաձևի ընդհանրացումն հանդիսացնող

$$\psi_k(r) = e^{i\mathbf{k}r} u_k(r) \quad (1.26)$$

առնչությամբ, որտեղ k -ն էլեկտրոնի ալիքային վեկտորն է, իսկ $u_k(r)$ ֆունկցիան ունի բյուրեղի տարածական ցանցի պարբերականությունը:

Ըստինզերի հավասարման (1.24) կամ (1.26) ներկայացնեմք համապատասխանում է այն ֆիզիկական իրողությանը, ըստ որի էլեկտ-

բոնի՝ r և $r+l$ կետերում գտնվելու հավանականությունը չպեսք է կախված լինի տարրական բջջի դիրքից, այսինքն՝ տևողափոխության l վեկտորից (աեղափոխական համաշափության հատկություն): Իրոք, Բլոխի քերեմի համաձայն, էլեկտրոնի՝ $r+l$ կետում գտնվելու հավանականությունը՝

$$w(r+l) = \psi_k^*(r+l)\psi_k(r+l) = e^{-ikl}\psi_k^*(r)e^{ikl}\psi_k(r) = \psi_k^*(r)\psi_k(r) = w(r) :$$

Բլոխի (1.26) քերեմից անմիջապես հետևում է, որ իդեալական պարբերական դաշտում k ալիքային վեկտորը սահմանվում է: Այլ կերպ ասած՝ իդեալական պարբերականություն ունեցող ցանցում էլեկտրոնը չի ցրվում: Էլեկտրոնի ցրումները պայմանավորված են ցանցի պարբերականության խախտումներով՝ իոնների շերմային տատանումներով և արատներով: Ուսափ իդեալական պարբերականությամբ օժտված բյուրեղի էլեկտրական դիմադրությունը կվեճի հավասար գրոյի:

Այժմ պարզենք, թե ինչպիսի արժեքներ կարող է ընդունել k մեծությունը (տես (1.20)): Օգտվելով Բոն-Կարմանի շրջանային պայմանից (Մաս I, III.2.16),

$$\psi_k(x+Na) = \psi_k(x), \quad (1.27)$$

որտեղ $L = Na$ մեծությունը միաշափ բյուրեղի երկարությունն է, և Բլոխի քերեմից՝

$$\psi_k(x+Na) = e^{ikNa} \psi_k(x), \quad (1.28)$$

կստանանք, որ k մեծության ընդունած արժեքները որոշվում են

$$\exp(ikNa) = 1 \quad (1.29)$$

պայմանից՝

$$k_n = \frac{2\pi}{Na} n \equiv \frac{2\pi}{L} n, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) : \quad (1.30)$$

Եթե n ամբողջ թվի ընդունած արժեքները սահմանափակենք ($-N/2, N/2$) տիրութամ, ապա k_n մեծության համապատասխան արժեքների բազմությունը կլրացնի Բլոխունի առաջին գրնամ՝

$$-\frac{\pi}{a} \leq k_n < \frac{\pi}{a} : \quad (1.31)$$

Եղաջափի բյուրեղի դեպքում k ալիքային վեկտորի բույրասարելի արժեքները ստացվում են (1.27) և (1.28) բանաձևերի բնդիմարացումից և պատկանում են k -տարածության մեջ

$$-\pi \leq ka_i < \pi, \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.32)$$

առնչություններս որոշվող Ըրիյունի առաջին գրնային:

Ստացված արդյունքները նույնարար համբնկնում են բյուրեղական գանցի տասամումները բնորոշող զ ալիքային վեկտորի սեփական արժեքները որոշող բանաձևերի հետ (Մաս I, III.6): Համբնկնումն, անշուշա, պատահական չէ, բանի որ և ցանցային դիմամիկայի հիմնական հավասարումների լուծումների, և պարբերական դաշտում էլեկտրոնի համար Ծրեղինքների հավասարման լուծումների տեսքը հետևանք է միևնույն ֆիզիկական պատճառի՝ բյուրեղական ցանցի տարածական պարբերականության:

Հետազայում, նկատի ունենալով վերը նշվածը, էլեկտրոնի k ալիքային վելյուրի, Բրիլյունի զոնայում նրա բնդունած արժեքների բաշխման և դրանց բվի մասին ստղեկություններ ստանալու նպատակով կարող ենք օգտվել Մաս I, III-ում ստացված արդյունքներից:

§2. Կրօնիգ-Պեննիի մոդելը

Էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի տեսքը պարբերական դաշտում որոշելիս մենք առնչվեցինք այնպիսի իրազուտյան, երբ էլեկտրոնի էներգիան կարող է ընդունել որոշակի՝ «քույլասրված» արժեքներ, իսկ էներգիայի այլ արժեքներ էլեկտրոն ընդունել չի կարող, դրանք էլեկտրոնի համար «արգելված» են:

Այժմ պարզենք, թե ինչպիսին է պարբերական դաշտում էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի բնույթը:

Որպես կանոն, Ծրեղինգերի հավասարման մեջ մտնող $V(r)$ պուտենցիալ էներգիայի վերլուծական տեսքը հայսնի չէ: Եթե անզամ այն հայտնի լիմեր, ապա Ծրեղինգերի հավասարումը կրերվեր երկրորդ կարգի մասնական ածանցյալներով, պարբերական զործակիցներով դիֆներմցիալ հավասարման, որի լուծումը հնարավոր չէ ներկայացնել վերլուծական տեսքով: Ուսահ խնդիրը կարևոր է առավելագույնս պարզեցնել, դիտարկելով միա-

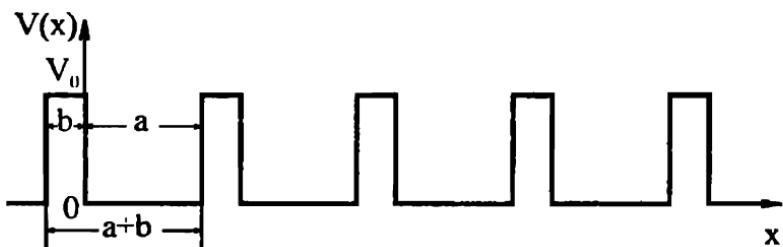
շափ բյուրեղի դևաքը և վերցնելով էլեկտրոնի պուտնցիալ էներգիայի համար ամենապարզ վերլուծական արաւահայսությունը, որը բավարարում է պարբերականության պայմանին: Այս մոտեցումը (մոդելը) առաջարկվել է Ռ. Կրոնհիգի և Վ. Պեննիի կողմից 1931թ.:

Կրոնհիգ-Պեննիի մոդելի շրջանակներում միաչափ բյուրեղի պուտնցիալը մոտարկվում է հետևյալ մոդելային պուտնցիալով (նկ. VIII.2)

$$V(x) = \begin{cases} 0, & nc \leq x \leq nc + a, \\ V_0, & nc + a \leq x \leq (n+1)c, \end{cases} \quad (2.1)$$

այսինքն՝ այն ուղղանկյուն, a լայնությամբ սրտենցիալ փոսերի անվերջ համակարգ է, որտեղ միմյանցից բաժանված են b լայնությամբ արգելքներով: n -ը փոսի համարն է ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), c -ն՝ պուտենցիալի պարբերությունը՝

$$c = a + b : \quad (2.2)$$



Նկ. VIII.2

Այս մոդելը, լինելով բավականաչափ կոպիա, այնուհանդերձ շափանց օգտակար է, քանի որ բացահայտորեն ցուցադրում է պարբերական դաշտում էլեկտրոնի քվանտային (ալիքային) բնույթով պայմանավորված առանձնահատկությունները:

Համաձայն Բլիսի թեորեմի, (2.1) պարբերական պուտնցիալը դաշտում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան տրվում է (1.24) առնչությամբ (պարզության համար հետագա հաշվարկներում $u_k(x)$ ֆունկցիայում k ցուցիչը բաց է բաղնիկած)

$$\psi(x) = e^{ikx} u(x) : \quad (2.3)$$

Տեղադրելով (2.3) արտահայտությունը Ծրեղինգևի միաշափ հավասարման մեջ, կստանանք հավասարում $u(x)$ պարբերական ֆունկցիայի համար՝

$$\frac{d^2u}{dx^2} + 2ik \frac{du}{dx} - \left[k^2 - \alpha^2 + \frac{2m}{\hbar^2} V(x) \right] u = 0 , \quad (2.4)$$

որտեղ

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} (2m\varepsilon)^{1/2} : \quad (2.5)$$

Օգտվելով պոսիտոնցիալի (2.1) արտահայտությունից, կստանանք՝

$$\frac{d^2u_1}{dx^2} + 2ik \frac{du_1}{dx} - (k^2 - \alpha^2) u_1 = 0 , \quad nc \leq x < nc + a , \quad (2.6)$$

$$\frac{d^2u_2}{dx^2} + 2ik \frac{du_2}{dx} - (k^2 - \beta^2) u_2 = 0 , \quad nc + a \leq x < (n+1)c , \quad (2.7)$$

որտեղ $u_1(x)$ -ը (2.4) հավասարման լուծումն է փոսի տիրույթում ($V = 0$), իսկ $u_2(x)$ -ը՝ արգելքի տիրույթում ($V = V_0$),

$$\beta = \frac{1}{\hbar} [2m(\varepsilon - V_0)]^{1/2} : \quad (2.8)$$

Հաստատում զործակիցներով (2.6) և (2.7) հավասարումների լուծումներն ունեն էքսպոնենցիալ տեսք՝ $\exp(\gamma_{1,2} \cdot x)$, որտեղ

$$\gamma_1 = -i(k \pm \alpha), \quad \gamma_2 = -i(k \pm \beta) : \quad (2.9)$$

n -րդ փոսում (2.6) հավասարման լուծումը կընդունի

$$u_{1n}(x) = A_n \exp[i(\alpha - k)x] + B_n \exp[-i(\alpha + k)x] \quad (2.10)$$

տեսքը, իսկ n -րդ արգելքի տիրույթում՝

$$u_{2n}(x) = C_n \exp[i(\beta - k)x] + D_n \exp[-i(\beta + k)x] , \quad (2.11)$$

որտեղ A_n, B_n, C_n և D_n մեծությունները կամայական հաստատուններ են:

Եթե օգտվենք $u(x)$ ֆունկցիայի պարբերականության պայմանից՝

$$u_{1,2}^{(n)}(x + nc) = u_{1,2}^{(n)}(x) = u_{1,2}^{(0)}(x) , \quad (2.12)$$

Լստանանք առնչությունները A_n, B_n, C_n և D_n անհայտ հաստատունների միջև: Իրոք, (2.10) և (2.12) բանաձևերի համաձայն, փոսի ախրույրում ($0 \leq x \leq a$)

$$A_n e^{i(\alpha - k)x} + B_n e^{-i(\alpha + k)x} = A_n e^{i(\alpha - k)(x+nc)} + B_n e^{-i(\alpha + k)(x+nc)}, \quad (2.13)$$

որտեղից

$$A_n = A_0 e^{-i(\alpha - k)nc}, \quad B_n = B_0 e^{i(\alpha + k)nc}: \quad (2.14)$$

Նոյն ձևով (2.11) և (2.12) բանաձևերից արգելորդ ախրույրում ($-b \leq x \leq 0$) ստացվում են

$$C_n = C_0 e^{-i(\beta - k)nc}, \quad D_n = D_0 e^{i(\beta + k)nc}: \quad (2.15)$$

առնչությունները: Համաձայն (2.14) և (2.15) առնչությունների, համակարգի պարբերականության հետևանքով կամայական մեծ (իսկ $n \rightarrow \infty$ դեպքում՝ անվերջ) թվով հաստատուններն արտահայտվում են ընդամենը 4 անհայտ հաստատուններով՝ A_0, B_0, C_0 և D_0 մեծություններով: Այս մեծությունները որոշվում են (2.3) բանաձևով տրվող լրիվ ալիքային ֆունկցիայի և նրա ածանցյալի վրա $x=0$ և $x=a$ կետներում դրվող անընդհատության պայմաններից: (2.3), (2.10), (2.11), (2.14) և (2.15) բանաձևերից ստանում ենք ալիքային ֆունկցիայի արտահայտությունը փոսի և արգելվի տիրույթներում՝

$$\psi_{1,n}(x) = [A_0 e^{i\alpha(x-nc)} + B_0 e^{-i\alpha(x-nc)}] e^{iknc}, \quad (2.16)$$

$$\psi_{2,n}(x) = [C_0 e^{i\beta(x-nc)} + D_0 e^{-i\beta(x-nc)}] e^{iknc}: \quad (2.17)$$

(2.16) բանաձևում քառակուսի վակազներում գրված արտահայտությունը էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան է $n=0$ բջիջն պատկանող փոսում: n -րդ բջիջն պատկանող փոսում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան՝ $\psi_{1,n}(x)$ -ը, $\psi_{1,0}(x)$ -ից տարբերվում է միայն $\exp(ikcn)$ փուլային արտադրիչով: Նույնը տեղի ունի նաև (2.17) արտահայտությամբ տրված արգելվի տիրույթի ալիքային ֆունկցիայի համար:

Ալիքային ֆունկցիայի և նրա ածանցյալի անընդհատության

$$\left. \begin{aligned} \psi_{1,0}(0) &= \psi_{2,0}(0), & \psi'_{1,0}(0) &= \psi'_{2,0}(0) \\ \psi_{1,0}(a) &= \psi_{2,0}(a), & \psi'_{1,0}(a) &= \psi'_{2,0}(a) \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

պայմաններից կստանանք 4 համասեռ հավասարումների համակարգ՝ 4 անհայտ գործակիցների համար՝

$$\begin{aligned} A_0 + B_0 - C_0 - D_0 &= 0 \\ i\alpha A_0 - i\alpha B_0 - i\beta C_0 + i\beta D_0 &= 0 \\ e^{i\alpha a} A_0 + e^{-i\alpha a} B_0 - e^{-i\beta b + ikc} C_0 - e^{i\beta b + ikc} D_0 &= 0 \\ i\alpha e^{i\alpha a} A_0 - i\alpha e^{-i\alpha a} B_0 - i\beta e^{-i\beta b + ikc} C_0 + i\beta e^{i\beta b + ikc} D_0 &= 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Այն կունենա ոչ զրոյական լուծում, եթե նրա որոշիչը հավասար է զրոյի՝

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ i\alpha & -i\alpha & -i\beta & i\beta \\ e^{i\alpha a} & e^{-i\alpha a} & -e^{-i\beta b + ikc} & -e^{i\beta b + ikc} \\ i\alpha e^{i\alpha a} & -i\alpha e^{-i\alpha a} & -i\beta e^{-i\beta b + ikc} & i\beta e^{i\beta b + ikc} \end{vmatrix} = 0 : \quad (2.20)$$

Բացելով ոլոշիչը, կստանանք

$$-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\alpha\beta} \sin \alpha a \cdot \sin \beta b + \cos \alpha a \cdot \cos \beta b = \cos k(a+b) \quad (2.21)$$

հավասարումը, որը կապ է հաստատում α, a, b, V_0 և k մեծությունների միջև։ Քանի որ α և β մեծությունները, բայց (2.5) և (2.8) բանաձևերի, արտահայտվում են էլեկտրոնի ε լներգիայի միջոցով, ապա (2.21) հավասարումը անբացահայտութեան ներկայացնում է ε -ի և k -ի միջև՝ $\varepsilon(k)$ դիսպերսիոն հավասարումը սրբած V_0 , a և b պարամետրերով նկարագրվող պարբերական դաշտում։

Ուսումնասիրներ (2.21) տրանսգեներներ հավասարումը:

Ենթադրենք, որ էլեկտրոնի լներգիան մեծ է պոտենցիալ արգելքի բարձրությունից՝ $V_0 < \varepsilon < \infty$ ։ Այս դեպքում, համաձայն (2.8) առնչության, β մեծությունն իրական է։

Ձևավոխներ (2.21) հավասարման ձախ մասը՝

$$F(\varepsilon) \equiv -\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\alpha\beta} \sin \alpha a \cdot \sin \beta b + \cos \alpha a \cdot \cos \beta b \equiv A \cdot \cos(\alpha a - \delta) : \quad (2.22)$$

Օգտվելով արբերության կոսինոսի արտահայտությունից և հավասարեցնելով $\sin \alpha a$ և $\cos \alpha a$ անդամների գործակիցները, կստանանք՝

$$A = \left[1 + \frac{(\alpha^2 - \beta^2)^2}{4\alpha^2\beta^2} \sin^2 \beta b \right]^{1/2}, \quad (2.23)$$

$$\operatorname{tg}\delta = -\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\alpha\beta} \operatorname{tg}\beta b : \quad (2.24)$$

(2.21) հավասարումը կրնդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\left[1 + \frac{(\alpha^2 - \beta^2)^2}{4\alpha^2\beta^2} \sin^2 \beta b \right]^{1/2} \cos(\alpha a - \delta) = \cos k(a + b) : \quad (2.25)$$

Եթե էլեկտրոնի էներգիան փոքր է պոտենցիալ արգելվի բարձրությունից՝ $0 < \varepsilon < V_0$, ապա, համաձայն (2.8) առնչության, β -ն կեղծ է՝

$$\beta = i\gamma, \quad \gamma = \frac{1}{\hbar} [2m(V_0 - \varepsilon)]^{1/2} : \quad (2.26)$$

Նկատի ունենալով $\cos ix = \operatorname{ch} x$ և $\sin ix = i \operatorname{sh} x$ առնչությունները, (2.21) հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\left[1 + \frac{(\alpha^2 + \gamma^2)^2}{4\alpha^2\gamma^2} \operatorname{sh}^2 \gamma b \right]^{1/2} \cos(\alpha a - \delta) = \cos k(a + b), \quad (2.27)$$

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\alpha^2 + \gamma^2}{2\alpha\gamma} \operatorname{th} \gamma b : \quad (2.28)$$

(2.25) և (2.27) հավասարումների ծախս մասերն ունեն միևնույն տեսքը՝ $\cos(\alpha a - \delta)$. բազմապատկած ε -ից կախված գործակցով, որը միշտ մեծ է մեկից: Եթե $\varepsilon \rightarrow 0$, (2.27) հավասարման ծախս մասի գործակիցն ընդունում է առավելագույն արժեքը՝ $\operatorname{ch}[(2mb^2V_0/\hbar^2)^{1/2}] > 1$, իսկ եթե $\varepsilon \rightarrow \infty$, ապա (2.25) հավասարման ծախս մասի գործակիցը ձգտում է մեկի, մնալով միշտ մեկից մեծ:

Ըստ (2.5) և (2.8) առնչությունների՝

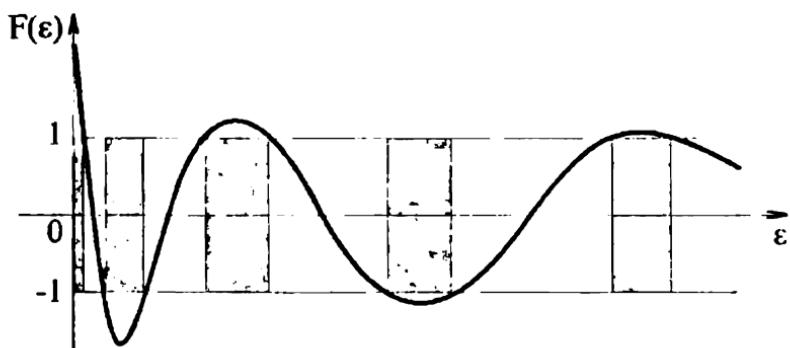
$$\alpha^2 - \beta^2 = \alpha^2 + \gamma^2 = \frac{2mV_0}{\hbar^2} = \text{const}, \quad (2.29)$$

ուստի (2.25) և (2.27) հավասարումների ծախս մասերը կարելի են ներկայաց-

Են մեկ միասնական կորի տեսքով (նկ. VIII.3), իսկ այ մասի բնդունած արժեքներն ընկած են $[-1, 1]$ ափույթում: $F(\varepsilon)$ ֆունկցիայի $[-1, 1]$ ափույթում ընկած արժեքներին համապատասխանում են իրական k -իր: Մյուս կողմից, եթե $|F(\varepsilon)| > 1$, ապա ε -ի այդ արժեքներին համապատասխանող k -իրի համար

$$\cos k(a+b) > 1 \text{ կամ } \cos k(a+b) < -1, \quad (2.30)$$

որսենից բխում է, որ k ալիքային թիվը կոմպլեքս է՝ և $k \neq 0$: Այս դեպքում (2.3) լուծումները չեն բավարարում ալիքային ֆունկցիայի վրա դրվագի կայան պահանջներին: Կոմպլեքս ալիքային թվերին համապատասխանող էներգիայի արժեքները կենկարուն ընդունել չեն կարող, այսինքն՝ էներգիայի այդպիսի արժեքներն կենկարունի համար «արգելված» են. Նկ. VIII.3-ում արգելված էներգիաներին համապատասխանող ափույթները սպերագծված են:



Նկ. VIII.3

Այսպիսով, պարբերական դաշտում էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրն ունի շերտավոր կառուցվածք՝ այն բաղկացած է էներգիայի՝ իրար հաջորդողող «արգելված» և «քույլարևել» սեփական արժեքների սիրույթներից, որոնք կոչվում են համապատասխանաբար արգելված և քույլարևելի էներգիական գոտիներ:

Էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի որոշ ընդհանուր հատկություններ անմիշականորեն բխում են (2.25) և (2.27) հավասարումներից, որտեղ կարելի է ներկայացնել մեկ հավասարումով՝

$$f(\varepsilon) = \cos kc, \quad (2.31)$$

որտեղ $f(\varepsilon)$ -ն (2.25) կամ (2.27) հավասարման ձախ մասն է, համապատասխանաբար $\varepsilon > V_0$ և $0 < \varepsilon < V_0$ դեպքում:

ա) Եթե (2.31) հավասարման աջ մասում k -ից անցնենք $-k$, ապա հավասարումը կմնա անփոփոխ, այսինքն k և $-k$ ալիքային բվանուային վիճակներում էլեկտրոնն ունի նույն էներգիան: Այլ կերպ ասած, էլեկտրոնի դիսպերսիոն հավասարումը ալիքային բվի զույգ ֆունկցիա է,

$$\varepsilon(-k) = \varepsilon(k) : \quad (2.32)$$

Այս պայմանը անողի ունի ցանկացած էներգիական գոտու համար:

բ) Եթե (2.31) հավասարման մեջ կատարենք անցում նոր ալիքային բվի k' -ի, որը k -ի հետ կապված է

$$k' = k + \frac{2\pi}{c} l, \quad l = \pm 1, \pm 2, \pm \dots \quad (2.33)$$

առնչությամբ, ապա հավասարումը կմնա անփոփոխ, այսինքն՝ k և k' ալիքային բվերաբ քվանտային վիճակներում էլեկտրոնն ունի նույն էներգիան՝

$$\varepsilon(k') = \varepsilon\left(k + \frac{2\pi}{c} l\right) = \varepsilon(k), \quad l = \pm 1, \pm 2, \pm \dots, \quad (2.34)$$

այսինքն՝ պարբերական դաշտում էլեկտրոնի էներգիան ալիքային բվի սլաքներական ֆունկցիա է, որի պարբերությունը հավասար է $2\pi/c$:

զ) Եթե (2.31) հավասարումն ածանցենք դաս էներգիայի, կստանանք՝

$$\frac{d\varepsilon}{dk} = -\frac{c \sin kc}{f'(\varepsilon)}, \quad (2.35)$$

որտեղ $f' \equiv df/d\varepsilon$: Այս առնչության աջ մասն ընդունում է զրոյական արժեքներ միայն $k = \pm m\pi/c$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) կետերում, որոնցում $f'(\varepsilon) \neq 0$ (նկ. VIII.3): Հետևաբար՝ $\varepsilon(k)$ ֆունկցիան էքստրեմալ արժեքներ կարող է ընդունել միայն բրիլյուենի զոնայի վենտրոնում և նրա սահմանների վրա, բայց ոչ զոնայի ներսի (բացի $k = 0$) կետերում:

Ինչպես անսանք, արգելված գոտուն պատկանող էներգիաների համար ալիքային բիվն ընդունում է կոմպլեքս արժեքներ՝

$$k = \operatorname{Re} k + i \operatorname{Im} k \equiv k_1 + ik_2 : \quad (2.36)$$

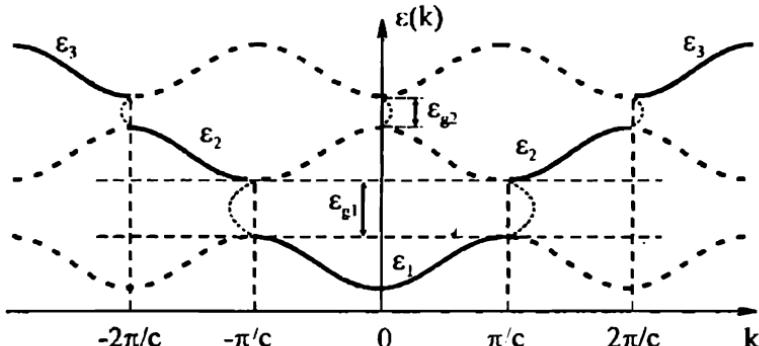
$\cos kc$ ֆունկցիան իրական է ցանկացած k -ի համար, ուստի

$$k = \frac{\pi}{c} m + i k_2, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.37)$$

իսկ k_2 մեծությունը, որպես ε էներգիայի ֆունկցիա, որոշվում է

$$(-1)^m \operatorname{ch}(k_2 c) = f(\varepsilon) \quad (2.38)$$

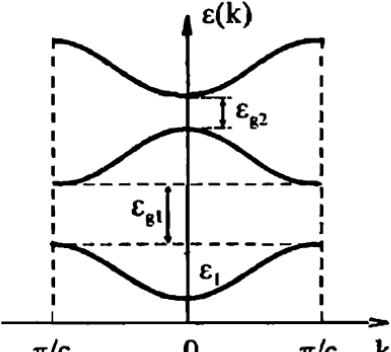
հավասարումից: Եթե $\varepsilon \rightarrow \infty$, (2.25) հավասարման համաձայն, $|f(\varepsilon)| \rightarrow 1$ արգելված գոտիներին պատկանող էներգիաների համար, ուստի $k_2 \rightarrow 0$,



Նկ. VIII.4

այսինքն՝ $k \rightarrow k_1$, և էլեկտրոնի վարքը զործնականորեն համբնկնում է ազատ էլեկտրոնի վարքի հետ: Նկ. VIII.4-ում պատկերված է (2.25) և (2.27) հավասարումներից ստացվող $\varepsilon(k)$ դիսպերսիոն հավասարականը և (2.38) հավասարումից որոշվող $k_2(\varepsilon)$ ֆունկցիան (մասնաւոր կետազդեր) արգելված գոտիներում:

Օգսպելով (2.33) առնչությունից, k ալիքային թվի վտանգաման տիրույթը կարելի է սահմանափակել $[-\pi/c, \pi/c]$ տիրույթով (Բրիլյուենի առաջին զոնայով) և $\varepsilon(k)$ դիսպերսիոն կորը դիտարկել միայն այդտեղ: Դրա համար անհրաժեշտ է նկ. VIII.4-ում պատկերված կորերը



Նկ. VIII.5

$2\pi m/c$ -ով ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$) տեղափոխել $[-\pi/c, \pi/c]$ տիրույթը: Արդյունքում կստացվի այսպես կոչված բերված գոտիական սխեման (նկ. VIII.5, անս նաև Մաս I, III.4):

Դիապերախայի օրենքի բացահայտ անսքը զանելու նպաակով օգտվենք այն հանգամանքից, որ անառիջան մեջ մտնող պարամետրերը՝ V_0 , a , b մեծությունները կարող են ընդունել կամայական արժեքներ: Մասնավորապես, ստորև կենթադրենք, որ արգելքի լայնությունը՝ $b \rightarrow 0$, իսկ բարձրությունը՝ $V_0 \rightarrow \infty$, բայց այնպես, որ

$$b \cdot V_0 = \text{const} : \quad (2.39)$$

Քանի որ $\varepsilon < V_0$ դեպքում (2.26) առնչությամբ տրվող β մեծությունը կեղծ է, ապա (2.21) հիմնական հավասարումից կստանանք՝

$$\frac{\gamma^2 - \alpha^2}{2\gamma\alpha} \sin \gamma b \cdot \sin \alpha a + \cos \gamma b \cdot \cos \alpha a = \cos k(a+b) : \quad (2.40)$$

Եթե $b \rightarrow 0$, համաձայն (2.26) և (2.39) առնչությունների,

$$\gamma b = \frac{1}{\hbar} [2m(V_0 - \varepsilon)]^{1/2} \cdot b \approx \frac{1}{\hbar} (2mV_0 b)^{1/2} \cdot b^{1/2} \sim b^{1/2} \rightarrow 0$$

$$\sin \gamma b \approx \gamma b, \quad \cos \gamma b \approx 1, \quad c = a + b \approx a,$$

ուսափ (2.40) հավասարումը կընդունի

$$P \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} + \cos \alpha a = \cos ka \quad (2.41)$$

անսքը, որանու պոտենցիալային արգելքը բնութագրող P պարամետրը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$P = \frac{\gamma^2 ba}{2} \approx \frac{mV_0 ba}{\hbar^2} = \text{const} : \quad (2.42)$$

Ուսումնասիրենք (2.41) հավասարման լուծումները P պարամետրի տարրեր արժեքների դեպքում:

1. $P \rightarrow 0$: (2.41) հավասարումից կստանանք՝

$$\cos \alpha a = \cos ka \quad \text{և} \quad \left(\frac{2m\varepsilon}{\hbar^2} \right)^{1/2} \cdot a = ka ,$$

հետևաբար՝

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} , \quad (2.43)$$

որն ազատ մասնիկի դիսպերսիոն հավասարումն է:

2. P պարամետրի մեծ արժեքների համար (2.41) հավասարումը հարմար է ներկայացնել

$$\frac{\sin \alpha a}{\alpha a} + \frac{1}{P} \cos \alpha a = \frac{1}{P} \cos ka \quad (2.44)$$

տեսրով: Այժմ, եթե $P \rightarrow \infty$ ($b = const$, $V_0 \rightarrow \infty$, ինչը համապատասխանում է անվերջ խոր պոտենցիալ վիճակ մոտավորությանը), (2.44) հավասարումից կստանանք՝

$$\frac{\sin \alpha a}{\alpha a} = 0 , \quad (2.45)$$

այսինքն՝

$$\alpha a = \pi n , \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm \dots \quad (2.46)$$

($n = 0$ արժեքը բացառված է, քանի որ այդ դեպքում (2.45) հավասարման ձախ մասը հավասար է մեկի):

(2.46) և (2.5) առնչություններից էլեկտրոնի էներգիայի համար կստանանք՝

$$\varepsilon_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2 : \quad (2.47)$$

Այսպիսով, $P \rightarrow \infty$ դեպքում բույակարելի էներգիական գոտիները վերածվում են դիսկրետ մակարդակների:

3. $P \gg 1$ և վերջավոր է: Ֆիզիկորեն այս դեպքը համապատասխանում է տվյալ հանգույցի հետ ամուր կապված (կամ վիճակը տեղայնացված) մասնիկին, որն, այնուամենայնիվ կարող է քունելային անցումներ կատարել մի հաճգույցից (վիճակից) մյուսը: Ասկածին համապատասխան, (2.44) հավասարման լուծումը կփնտրենք

$$\alpha a = \pi n + \delta , \quad |\delta| \ll 1 \quad (n \neq 0) \quad (2.48)$$

տեսրով: Սահմանափակվելով գծային ($\sim \delta$) անդամներով, կստանանք՝

$$\delta = \frac{\pi n}{P} [(-1)^n \cos ka - 1] : \quad (2.49)$$



(2.5), (2.47)-(2.49) տանցություններից հետևում է կենկարումի դիսպերսիոն հավասարումը՝

$$\varepsilon_n(k) = \varepsilon_n \left(1 - \frac{2}{P} \right) + (-1)^n \frac{2\varepsilon_n}{P} \cos ka : \quad (2.50)$$

Տրված n -ի դեպքում (n -ր էներգիական գոտու համարն 1) k -ի վոլվուսման եւա էնեկարումի էներգիան վոլվուսմում է $\varepsilon_n^{\text{min}}$ և $\varepsilon_n^{\text{max}}$ արժեքների միջև, որոնք համապատասխանաբար որոշում են n -րդ քույլատրելի գոտու հատակը և առաստաղը: n -րդ էներգիական քույլատրելի գոտու լայնությունը՝

$$\Delta\varepsilon_n \equiv \varepsilon_n^{\text{max}} - \varepsilon_n^{\text{min}} = \frac{4\varepsilon_n}{P} \sim \frac{n^2}{P} , \quad (2.51)$$

այսինքն՝ որքան բարձր է ընկած էներգիական գոտին, այնքան այն լայն է: Տրված n -ի դեպքում գոտու լայնությունը՝ $\Delta\varepsilon_n \sim 1/P$, այսինքն՝ որքան «ամուր» է կապված էնեկարունք տվյալ համգույցի հետ, այնքան նեղ է էներգիական գոտին:

Քննարկվող մոդելի շրջանակներում, բառ (2.50) բանաձևի, կենա համարով էներգիական գոտիների հատակները զտնվում են $k = 0$ կետում, իսկ առաստաղները՝ $k = \pm(2m+1)\pi/a$ կետերում (Բրիլյուենի գոնայի եզրերին), գույզ n -երի դեպքում՝ հակառակը: n -րդ արգելված էներգիական գոտու լայնությունը սահմանվում է որպես հաջորդ՝ վերին $n+1$ -րդ քույլատրելի գոտու ետակին և n -րդ քույլատրելի գոտու առաստաղին համապատասխանող էներգիաների տարբերություն՝

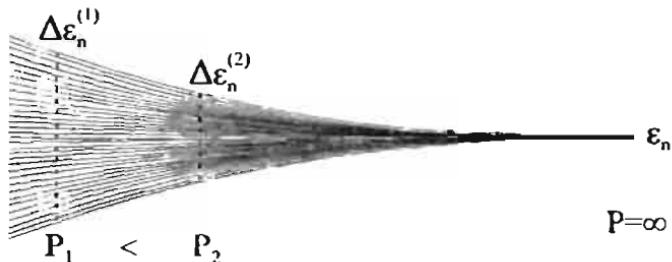
$$\varepsilon_{gn} = \varepsilon_{n+1}^{\text{min}} - \varepsilon_n^{\text{max}} = \varepsilon_{n+1} - \varepsilon_n - \frac{4}{P} \varepsilon_{n+1} : \quad (2.52)$$

Այս արտահայտությունից հետևում է, որ արգելված գոտու լայնությունը P -ի մեծացման հետ աճում է:

P պարամետրի տարբեր արժեքներին համապատասխանող դեպքերի քննարկումը հնարավորություն է տալիս պարբերական դաշտում էներգիական սպեկտրի շերտավոր բնույթը մեկնաբանել հետևյալ ֆիզիկական դատողություններով:

$P = \infty$ դեպքում միաշափ ցանցը կարելի է պատկերել որպես $N \gg 1$ քվով պոտենցիալ վուտերի հավաքածու, ընդ որում, քանի որ բոլոր պոտեն-

ցիալ փոսերը (ցանցի հանգույցները) նույնական են, ապա էլեկտրոնի էներգիական մակարդակները, որոնք տրվում են (2.47) բանաձևով, նույնն են բոլոր փոսերում: Էլեկտրոնի տվյալ էներգիայով վիճակ կարող է ունենալ գտնվելով N փոսերից ցանկացածում, այսինքն էլեկտրոնի տվյալ էներգիայով վիճակն ըստ դիրքի N -պատճի այլասերված է:



Նկ. VIII.6

Եթե P սլարամետրն ընդունում է մեծ, բայց վերջավոր արժեքներ, ապա փոսերը սկսում են «վիխսազդել», այսինքն՝ մի փոսի ներկայությունը (որը էլեկտրոնը «զգում» է թունելային անցման հնարավորության հետևանքով) ազդում է հարևան փոսում էլեկտրոնի էներգիական մակարդակի զիրքի վրա: Արդյունքում տվյալ էներգիայով մակարդակի այլասերտմը հանվում է N -պատճի այլասերված մակարդակը վերածվում է իրար մոտ դասավորված էներգիական մակարդակների ‘խարձի’՝ էներգիայի բույլատրելի արժեքների գոտու, որում մակարդակների թիվը հավասար է N -ի (նկ. VIII.6): P պարամետրի նվազմանը զուգընթաց բույլատրելի գուախների լայնությունները մեծանում են:

§3. Քվազիիմպալս: Արտաքին դաշտի ազդեցությունը բյուրեղամ գանվառ էլեկտրոնի վրա: Արդյունարար զանզվածի զաղափարը

Եթե Բլախի $u_k(x)$ ամպլիտուդը եաստատուն մեծություն է, ապա էլեկտրոնի (1.22) ալիքային ֆունկցիան վերածվում է $\exp(\pm ikx)$ հարք ալիքի, որը նկարագրում է $p = \pm \hbar k$ իմպուլսով ազատ էլեկտրոնի շարժումը, որին համապատասխանում է

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} \quad (3.1)$$

Էներգիա: Համաձայն §2-ում ստացված արդյունքների, էներգիայի $\varepsilon >> V_0$ արժեքների համար էլեկտրոնի դիսպերսիոն հավասարությունը հանգում է (3.1) բանաձևին:

Էլեկտրոնի քվանտային վիճակը նկարագրող k մեծությունը շարժումը բնուրագրող հաստատում է, իսկ նկ մեծությունն ունի իմպուլսի չափայնություն: Եթե էլեկտրոնի էներգիան մնանում է, այսինքն՝ էլեկտրոնն ավելի ու ավելի «ազատ» է դառնում, k մեծության արժեքները մոտենում են ազատ մասնիկի իմպուլսի և նի-ի հարաբերությանը: Ընդունին, այս եզրակացությունը կապ չոնի պարբերական պոտենցիալի կոնկրետ տեսքի հետ: Նկ մեծությունը նկարագրում է էլեկտրոնի դինամիկական վարքը բյուրեղական ցանցում, այնպէս, ինչպէս էլեկտրոնի իմպուլսը՝ նույ վարքը վակուումամ: Նշված նմանությաններից ելնելով նկ մեծությունը կոչվել է քվազիմպուլս, ինչը միաժամանակ նշում է նաև նրա՝ իմպուլսից տարբեր լինելու հանգամանքը: Այս տարբերությունն ավելի հստակեցնելու համար հարկ է նշել, որ բյուրեղական պոտենցիալի առկայությամբ էլեկտրոնի ակնքարրային իմպուլսը շարժման հաստատուն չէ: Սակայն կարելի է հաշվել էլեկտրոնի միջին արագությունը, քանի որ տրված էներգիայով վիճակում նկ քվազիմպուլսն ունի խիստ ուժոշակի, հաստատուն արժեք:

Ուստինասիրենք բյուրեղում գտնվող էլեկտրոնի շարժումն արտաքին դաշտերի ազդեցության տակ:

Էլեկտրոնի շարժումն ավելի ակնառու դարձնելու նպատակով տեղայնացնենք էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան, վերադրելով տարբեր k -երով լուծումներ: Արդյունքում էլեկտրոնը «ներկայացնող» ալիքային փաթեթի խմբային արագությունը կտրվի

$$v_s \equiv v = \frac{d\omega}{dk} = -\frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} \quad (3.2)$$

բանաձևով, որտեղ օգագործված է էլեկտրոնի էներգիայի և հաճախարյան միջև $\varepsilon = \hbar\omega$ կապը: (3.2) բանաձևից հետևում է, որ բյուրեղական դաշտի ազդեցությունը էլեկտրոնի շարժման վրա ամբողջությամբ պայմանավորված է $\varepsilon(k)$ դիսպերսիան հավասարությունով: Եռաշափ բյուրեղում

Էլեկտրոնի միջին (քվանտամէխանիկական) արագությունը որոշվում է (3.2) բանաձևի ընդհանրացում հանդիսացող

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial \mathbf{k}} \equiv \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \epsilon(\mathbf{k}) \quad (3.3)$$

առնչությամբ, որտեղ $\nabla_{\mathbf{k}} \equiv \partial / \partial \mathbf{k}$ -ն զրադիենան է \mathbf{k} -տարածության մեջ:

Այժմ ենթադրենք, որ բյուրեղը գտնվում է E արտաքին էլեկտրական դաշտում: Դաշտի ազդեցությամբ dt ժամանակուն էլեկտրոնի էներգիան կփոխվի

$$d\epsilon = -eEdx = -eEvdt = \frac{d\epsilon}{dk} dk \quad (3.4)$$

շահով: (3.2) և (3.4) բանաձևերից հետևում է, որ

$$dk = -\frac{eE}{\hbar} dt \quad (3.5)$$

կամ

$$\hbar \frac{dk}{dt} = \frac{dp}{dt} = -eE = F, \quad (3.6)$$

որտեղ $p = \hbar k$ -ն էլեկտրոնի քվազիիմպուլսն է, $F = -eE$ -ն՝ էլեկտրոնի վրա արտաքին դաշտի կողմից ազդող ուժը: Եռաչափ բյուրեղի դեպքում

$$\frac{dp}{dt} = F : \quad (3.7)$$

Համաձայն (3.6) բանաձևի, էլեկտրոնի քվազիիմպուլսի փոփոխման արագությունը հավասար է էլեկտրոնի վրա ազդող արտաքին ուժին: (3.6) բանաձևը Նյուտոնի II օրենքի նմանակն է և ցույց է տալիս, որ պարերական դաշտում էլեկտրոնի քվազիիմպուլսն արաւաքին դաշտի ազդեցության տակ փոփոխվում է ճիշտ այնպես, ինչպես ազատ էլեկտրոնի իմպուլսը:

Եթե բյուրեղը գտնվում է արտաքին մագնիսական դաշտում, որի \mathbf{H} լարվածությունն այնպիսին է, որ էներգիական գույշական կառուցվածքը մնում է անփոփոխ, ապա (3.7) հավասարությունը տեղի ունի նաև Լորենցի ոժի դեպքում՝

$$\hbar \frac{dk}{dt} = -\frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] : \quad (3.8)$$

Նկատի ունենալով (3.3) առնչությունը, (3.8) հավասարումը կարելի է ներկայացնել

$$\frac{dk}{dt} = -\frac{e}{c\hbar^2} \nabla_k \epsilon(k) \times H \quad (3.9)$$

Անսրով: Քանի որ ցանկացած k կևառում $\nabla_k \epsilon(k)$ վեկտորն ուղղահայաց է, $\epsilon(k) = const$ մակերևույթին, ապա ըստ (3.9) բանաձելի, k -տարածության մեջ էլեկտրոնը շարժվում է այդ մակերևույթով, բնդ որում նրա բվազիմակուլսի պրոյեկցիան մագնիսական դաշտի ուղղության վրա՝ k_H վեկտորը մնում է հաստատում:

Ընդհանուր դեպքում, եթե բյուրեղը գտնվում է, E էլեկտրական և H մագնիսական դաշտերում, ապա էլեկտրոնի շարժման հավասարումն ընդունում է հետևյալ տևարքը՝

$$\frac{dk}{dt} = -e \left(E + \frac{1}{c} [v \times H] \right) : \quad (3.10)$$

Միաշափ պարբերական դաշտում էլեկտրոնի արագացման արտահայտությունը կարելի է ստանալ, բայց ժամանակի ածանցելով (3.2) բանաձելը՝

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\epsilon}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \cdot \frac{dk}{dt}, \quad (3.11)$$

որաեղից, նկատի ունենալով (3.6) հավասարումը, կստանանք՝

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \cdot F : \quad (3.12)$$

Համեմատելով այս արագահայտությունը Նյուտոնի II օրենքի՝ $a = F/m$ տևարքը ձևակերպման հետ, զայխ ենք այն եզրակացության, որ F -ի գործակիցը կատարում է հակադարձ զանգվածի դեր: Սական ենք էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածը հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} : \quad (3.13)$$

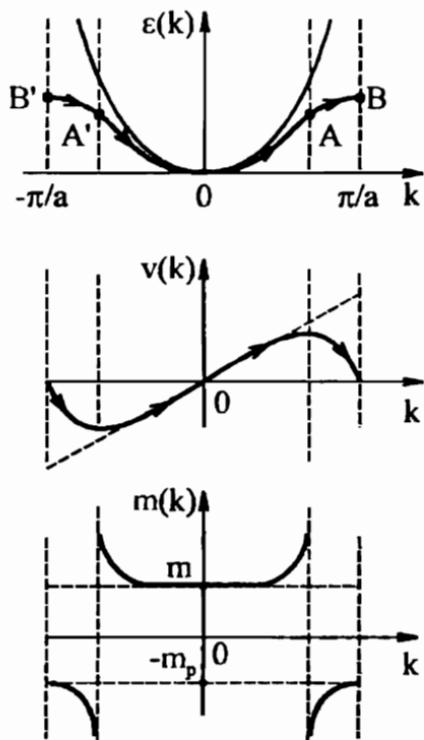
Պարբերական դաշտում գտնվող էլեկտրոնին վերագրելով m^* արդյունարար զանգված, մենք կարող ենք նրան համարել ազատ և նրա շարժումն արտաքին դաշտում նկարագրել որպես ազատ էլեկտրոնի շարժում:

Երև բյուրեղական դաշտար բացակայում L , ապա էլեկտրոնի (3.1) դիսպերժությունը կավասարությունից և արդյունարար գանգվածի (3.13) սահմանությունից ենթակա է. $m^* = m$ արդյունքը, այսինքն՝ արդյունարար գանգվածի տարրերությունը մասնիկի իրական (վակուումում ունիցած) գանգվածից ենթակա է բյուրեղական ցանցի ազդեցության:

Հարկ է նշել, որ արդյունարար գանգվածի ներմուծումը բնդամենք հարմար միջոց է պարբերական դաշտում էլեկտրոնի վարքը նկարագրելու համար: Արդյունարար գանգվածը գանգված չէ. սովորական իմաստով՝ այն չի որոշում էլեկտրոնի գրավիտացիոն և իներցիոն հատկությունները: Այն կարող է լինել ինչպես մեծ, այնպես էլ փոքր գանգվածը ներմուծում էլեկտրոնի գանգվածից: Ավելին, այն կարող է լինել նաև բացասական այն k -երի համար, որոնց դեպքում $d^2\varepsilon/dk^2 < 0$:

Այժմ ուսումնասիրենք էլեկտրոնի դիմանմիկան արտաքին էլեկտրական դաշտում և պարզենք միացափ բյուրեղական պարբերական դաշտի առկայությամբ պայմանավորված նրա առանձնահատակությունները (նկ. VIII.7):

Դիցուք $t=0$ պահին էլեկտրոնը գտնվում է $k=0$ կետում: $E \neq 0$ դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնը կարագանա, նրա էներգիան կմնանա, և այն կը աղաղեցնի գոտու ավելի ու ավելի մեծ էներգիաներով քվանտային վիճակներ: Փոքր k -երի համար, քանի դեռ $\varepsilon(k) \sim k^2$, էլեկտրոնի արագությունը՝ $v = \hbar k/m^* \sim k$, քանի որ արդյունարար գանգվածը՝ $m^* = \hbar^2(d^2\varepsilon/dk^2)^{-1} = m$ մնում է հաստատուն: Այսպիսի էլեկտրոնն



Նկ. VIII.7

իրեն պահում է որպես «նորմալ» մասնիկ՝ ունի դրական, հաստատուն զանգված և արտաքին ուժի ազդեցությամբ արագանում է: k -ի մեծացման հետ $\varepsilon(k)$ կրն աճում է ավելի դանդաղ, քան պարաբոլը, m^* -ը սկսում է մեծանալ, իսկ v -ի աճը դանդաղում է: A կետը $\varepsilon(k)$ կրի շրջման կետն է՝ այդ կետում $(d\varepsilon/dk)_A = \max$, իսկ $(d^2\varepsilon/dk^2)_A = 0$, ուստի Լեկտրոնի արագությունը դառնում է առավելագույնը, իսկ $m^* \rightarrow \infty$: A շրջման կետն անցնելու m^* -ը փոխառ է նշանը՝ այն դառնում է բացասական, որի հետևանքով k -ի հետագա մեծացման հետ էլեկտրոնի արագությունը փորձանում է, չնայած արտաքին ուժի և մեծությունը, և ուղղությունը մնացել է անփոփոխ: B կետում՝ Բրիյուենի զոնայի սահմանի վրա էլեկտրոնը կրում է բրեզյան անդրադարձում և հայտնվում է B' կետում: B'A' ափրույթում այն արագանում է արտաքին ուժին հակառակ ուղղությամբ, և նրա արագությունը փոխվում է զրոյից մինչև $-v_{\max}$, իսկ արդյունաբար զանգվածը՝ $-m_p^*$ -ից մինչև $-\infty$: A' շրջման կետում m^* -ը փոխառ է նշանը և դառնում դրական, ուստի A'O ափրույթում էլեկտրոնն արագանում է արտաքին ուժի ուղղությամբ, նրա արագությունն ասալիճանաբար աճում է, իսկ m^* -ն ընթանում է m հաստատուն արժեքը: Այսպիսով՝ պարբերական դաշտում զանվոր էլեկտրոնը արտաքին եաստատուն էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ կատարում և պարբերական, ժամանակի մեջ կրկնվող շարժում:

Էլեկտրոնի այսպիսի վարքը պայմանավորված է արտաքին F ուժի և բյուրեղական դաշտի կազմից էլեկտրոնի վրա ազդրող ներքին ուժի հարաբերակցության փոփոխությամբ: OA ափրույթում ներքին ուժը, մնալով փոքր արտաքին ուժից, ասալիճանաբար մեծանում է և A կետում հավասարվում է արտաքին ուժին: Այս տիրույթում էլեկտրոնն արագանում է արտաքին ուժի ուղղությամբ, սակայն արագացման մեծությունը փոքրանում է և A կետում հավասարվում զրոյի՝ $(dv/dt)_A \sim (d^2\varepsilon/dk^2)_A = 0$: Քանի որ արտաքին ուժը մնում է հաստատուն, ապա էլեկտրոնն «փրեն պահում» է այնպես, որ կարծես նրա զանգվածն անընդհատ մեծանում է, A կետում դառնալով եավասար անվերջության: AB տիրույթում բյուրեղական ցանցը էլեկտրոնի վրա ազդում է ավելի մեծ ուժով, քան արտաքին աժն է, ուստի էլեկտրոնը

Ճեղք է բերում բացասական արագացում, նրա արագությունը փոխանում է և Յ կետում դառնում զրո: Այսինքն, Էլեկտրոնն իրեն պահում է որպես բացասական վոլտիչական զանգվածով մասնիկ: Յ կետում անդրադարձման հետևանքով k -ն փոխում է նշանը ($k = \pi/a \rightarrow -\pi/a$) և հայտնվում Յ' կետում: Յ' տիրույթում էլեկտրոնն արագացվում է ցանցի դաշտով, որը նրա վրա ազդում է ավելի մեծ ուժով, քան արտաքին ուժն է, ուստի էլեկտրոնն արագանում է F -ի հակառակ ուղղությամբ, իրեն պահելով որպես բացասական վոլտիչական զանգվածով մասնիկ: Յ' կեալից աջ ներքին ուժը դառնում է արտաքին ուժից փոքր, և էլեկտրոնն իրեն պահում է որպես սովորական՝ $m = const > 0$ զանգվածով մասնիկ:

Որոշենք $E = const$ դաշտում զանվոր միաչափ բյուրեղում Էլեկտրոնի շարժման T_0 պարբերությունը: T_0 ժամանակում էլեկտրոնի հետ քվազիիմպուլսը փոխվում է $2\pi\hbar/\alpha$ չափով, ուստի (3.5) հավասարումից հետևում է

$$T_0 = \frac{2\pi\hbar}{aeE} \quad (3.14)$$

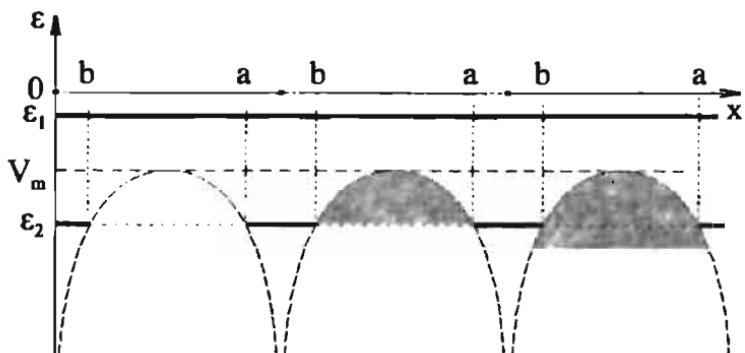
առնչությունը, որտեղ α -ն ցանցի հաստատումն է: Թույլ՝ $E \leq 10^4$ Վ/սմ դաշտությունը $T_0 \geq 10^{-11}$ վ կարգի մեծություն և և զգալիորեն զերազանցում է Էլեկտրոնի կյանքի $\tau \sim 10^{-14}$ վ միջին տևողությունը: $\tau \ll T_0$ պայմանը բացառում է իրական բյուրեղում էլեկտրոնի պարբերական շարժման հնարավորությունը, քանի որ մինչև Բրիլյուունի զոնայի սահմանին եասնելը և անդրադարձնալը, Էլեկտրոնը կիացնի քազմից ցրվել բյուրեղում առկա արասաների վրա: Վերջին աարիներին ստեղծված արիեստական պարբերական կառուցվածքներում՝ գլոբալացնելում (ցանցի $a \geq 100$ Å հաստատումով), որոշակի պայմաններում $T_0 \sim \tau$, և դիտվում են երևայթներ, որոնցում ի հայտ է զալիս Էլեկտրոնի շարժման պարբերական բնույթը:

Հարկ է նշել, որ բյուրեղի պարբերական դաշտում շարժվող Էլեկտրոնի խնդիրը և արդյունաբար զանգվածով Էլեկտրոնի խնդիրը միևնույն արտաքին ուժի դեպքում տալիս են միևնույն արույունքը, եթե Էլեկտրոնի վիճակներն ընկած են Էներգիական զուտու էքստրեմումների շրջակայքում, որտեղ արդյունաբար զանգվածը հաստատուն մեծություն է:

§4. Հաղորդիչներ և մեկուսիշներ: Խոռոչի գաղափարը

Պարբերական դաշտում էլեկտրալիան սպիկարի բնույթի պարզաբանումը հմարավորություն ընծեռեց միասնական հիմքի վրա բացատրելու մարմինների՝ բատ հաղորդականության դասակարգումը և աղորդիչների և մեկուսիշների:

Համաձայն դասական պատկերացումների, հաղորդիչների և մեկուսիշների տարրելությունը պայմանավորված է հաղորդիչներում այսպիս կոչված «ազատ» էլեկտրոնների առկայությամբ, որոնք անարգել կարող են շարժվել բյուրեղի ողջ ծավալում և արտաքին, ցանկացած շափով թոյլ էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ ձեռք բերել շարժման ուղղորդված բաղադրիչ, այսինքն՝ սաեղծել էլեկտրական հոսանք: «Ազատ» համարվում և այն էլեկտրոնը, որի լրիվ էլեկտրոլիան՝ ε_1 -ը, ավելի մեծ է, քան բյուրեղական պոտենցիալի V_m առավելագույն արժեքը (Նկ. VIII.8): Եթե էլեկտրոնի լրիվ էլեկտրական՝ $\varepsilon_2 < V_m$, ապա այն կարող է շարժվել միայն երկու հարեւան մաքսիմալների միջև ընկած *առաջինական*՝ այն «կապված» է ցանցի որոշակի հանգույցի հետ, ուստի չի կարող մասնակցել ազատ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժմանը: Այսպիսով, դասական մոտեցման շրջանակներում շրջանցվում է հեալյալ հիմնական հարցը. ինչո՞ւ որոշ նյութերում կան «ազատ» էլեկտրոններ, իսկ մյուսներում՝ չկան:



Նկ. VIII.8

Հվանտամեխանիկական մոտեցումը թննարկվող խնդրին բերում է այն և գրակացորդան, որ բյուրեղական ցանցում էլեկտրոնները մի բջիջ մյուսը կարող են անցնել ինչպես $\varepsilon > V_m$, այնպես էլ $\varepsilon < V_n$ դևաքում, եթե անցումը կասարվում է բունելային եղանակով՝ առանց լներգիայի վոփոխության: Բյուրեղում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան $\varepsilon < V_n$ դևաքում և զրոյից տարրեր և ցանկացած կետում: Ուսաի, չնայած արգելքների առկայությանը, էլեկտրոններն ազատ են, քանի որ նրանցից ցանկացածը կարող է գտնվել ցանկացած տարրական բջշում, այսինքն՝ շարժվել բյուրեղով: Այս տևամնելյունից բյուրեղի բոլոր էլեկտրոններն այս կամ այն չափով ազատ են: Մի բջիջ մյուսն անցնան հավանականությունը կարող է ընդունել տարրեր արժեքներ, կախված էլեկտրոնի լներգիայից, արգելքի բարձրությունից և լայնությունից: Առոմի ներքին բաղանքին պաականող էլեկտրոնների համար $\varepsilon < V_n$, ուստի հավանականության խտությունը, բացի ավյալ ասումը պարունակող բջիջ, մնացածներում շատ փոքր է՝ $|\psi_k|^2 \ll 1$: Առողջություն այս էլեկտրոնները գործնականորեն «առեղայնացված» են, «կապված» տվյալ ատոմի հետ, ուստի չեն կարող մասնակցել էլեկտրահաղորդականության այրոցներին:

Ընդհակառակը, ատոմի արտաքին՝ թույլ կապված էլեկտրոնների համար $|\psi_k|^2$ մեծությունը զգալի է բյուրեղի բոլոր տարրական բջիջներում, ուստի այս էլեկտրոնները կարող են շարժվել ամբողջ բյուրեղով և էլեկտրական դաշտի առկայության դեպքում՝ մասնակցել եռանձին:

Սակայն հաղորդիչների և մեկուսիչների տարբերությունը պայմանավորված է ոչ թե նրանցում մեծ կամ փոքր թվով թույլ կապված կամ արժեքական էլեկտրոններով, այլ էլեկտրոնների շարժման ազատությունը սահմանափակող այլ գործոններով:

Որպեսզի համակարգում ծագի էլեկտրական եռանձիք աներաժեշտ է, որ տիտաքիմ էլեկտրական դաշտը կարողանա համակարգում ստեղծել էլեկտրոնների՝ ըստ իմապուլսների բաշխման անհամաշավություն, այսինքն՝ այնպիսի վիճակ, երբ դաշտի տողությամբ և եակառակ ուղղությամբ շարժվող էլեկտրոնների թվերը տարբերվում են իրարից:

Հավասարակշռական վիճակում, եթե արտաքին էլեկտրական դաշտը

բացակայում է, ելեկտրանների բաշխածան ֆունկցիան իմպուլսի գույք ֆունկցիա L :

$$f_0(-p) = f_0(p) : \quad (4.1)$$

Այսպիսով. հարցը հանդում է. ելեկտրալին. հնարավո՞ր է, արդյոք. թույլ արարքին էլեկտրական դաշտի միջոցով լսախտել էլեկտրոնների բաշխածան ֆունկցիայի գույքությունը, այսինքն՝ համակարգում ստեղծել էլեկտրոնների բառ իմպուլսների բաշխածան անհամաշավություն՝

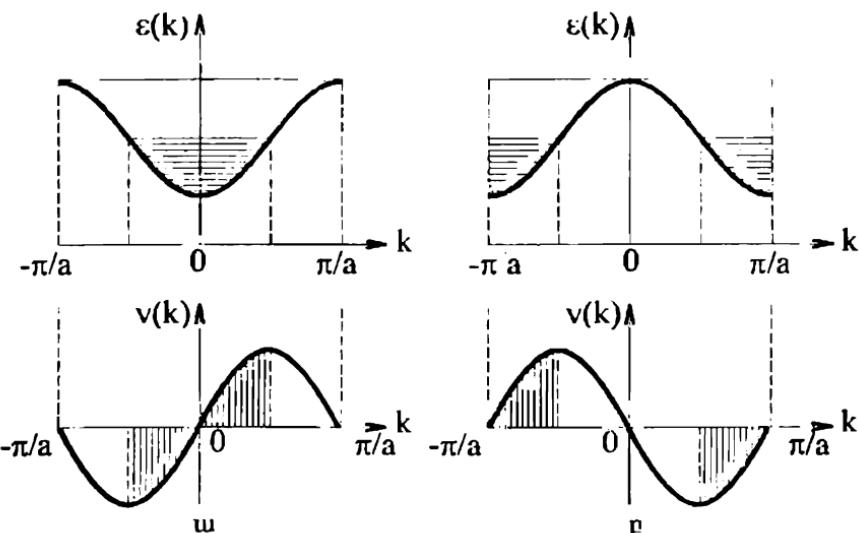
$$f(-p; E) \neq f(p; E) : \quad (4.2)$$

Ինչպէս զիտենք, էլեկտրոնները բյուրեղում գրադեցնում են թվանաւային վիճակներ, որոնք կազմում են էներգիական բույլատրենի գոախներ: n -րդ էներգիական գոտում յուրաքանչյուր քվանտային վիճակ արկում է քվանտային բվերի (k, s_z) հավաքածուով, որտեղ $k(k_x, k_y, k_z)$ -ն ալիքային վեկտորն է, s_z -ը՝ սպինի պրոյեկցիան: Քվանտային վիճակների թիվը որոշվում է քվանտային թվերի հնարավոր բույլատրենի արժեքներով: Քանի որ տարրեր ֆիզիկական վիճակներ նկարագրող ալիքային վեկտորները հաստատուն խտությամբ բաշխված են բրիլյուննի առաջին գոնայում, որտեղ նրանց թիվը N է (N -ը արրական բջիջների թիվն և նմուշում), իսկ ավելա k -ով քվանտային վիճակում, համաձայն Պաուլիի սկզբունքի, կարող է լինել երկու էլեկտրոն, ապա ցանկացած էներգիական գոտում էլեկտրոնի բույլատրենի քվանտային վիճակների թիվը $2N$ է:

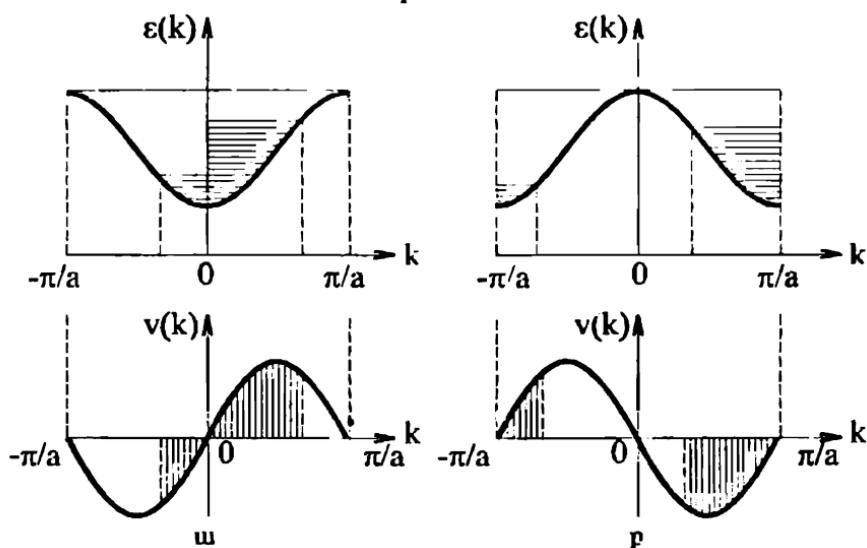
Եթե $T = 0\text{K}$ -ում սկսենք էներգիական գոտիները լրացնել էլեկտրոններով, ապա նրանք կգրադեցնեն մեկ կամ մի քանի ստորին էներգիական գոտիներ, իսկ վերջին գոտին կարող է լինել ինչպես մասամբ, այնպես էլ լիփվ լրացված:

1. Դիցուք՝ ամենավերջին էներգիական գոտին մասամբ է լրացված:

Եթե արաւաքին դաշտը՝ $E = 0$, ապա էլեկտրոններն ըստ քվազիմ-պուլսների բաշխված են համաչափ՝ p քվազիմպուլսով յուրաքանչյուր էլեկտրոնի կարելի և համապատասխանության մեջ դնել $-p$ քվազիմպուլսով էլեկտրոն: Հետևաբար, չլրացված գոտու էլեկտրոնների միջին քվազիմպուլսը (միջին արագությունը) կլինի հավասար զրոյի, ինչը համապատասխանում է համակարգի հավասարակշռության վիճակին:



Նկ. VIII.9



Նկ. VIII.10

Նկ. VIII.9, VIII.10-ում պատկերված են էլեկտրոնի էներգիայի և արագության k բվանտային թվից կախման գրաֆիկները կենտ (ω) և զույգ (p)

զուախների համար, որոնցում էլեկտրոններով գրադեցված վիճակները ստվերագծված են:

Եթե $E \neq 0$, ապա դաշտի ուղղությամբ շարժվող էլեկտրոնները կդանդաղեցվեն, նրանց էներգիաները և բվագիմարուսները կվորքանան, իսկ դաշտին հակառակ շարժվող էլեկտրոններինը՝ կմեծանան: Գուտում առկա մեծ էներգիայով և մինչև դաշտը միացնելով ազատ մակարդակները կլցվեն, իսկ ավելի փոքր էներգիայով և մինչև դաշտը միացնելով գրադեցված մակարդակները կդատարկվեն: Այսպիսով, էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ մասնակիորեն լրացված գոտու էլեկտրոնները վերաբաշխվում են, նրանց բաշխման ֆունկցիան դառնում է անհամաշափ ըստ p -ի, իսկ միջին արագությունը՝ գրոյից տարրեր, ուստի առաջանում է հոսանք (Յկ. VIII.10):

Այսպիսով, եթե ավյալ բյուրեղում լինսարոնի էներգիական սպեկտրի վերջին բույլատրելի գոտին լրացված է մասսամբ, ապա արատին բույլ էլեկտրական դաշտում նրանում կառաջանա հոսանք, այսինքն՝ այդպիսի բյուրեղը հաղորդվի է:

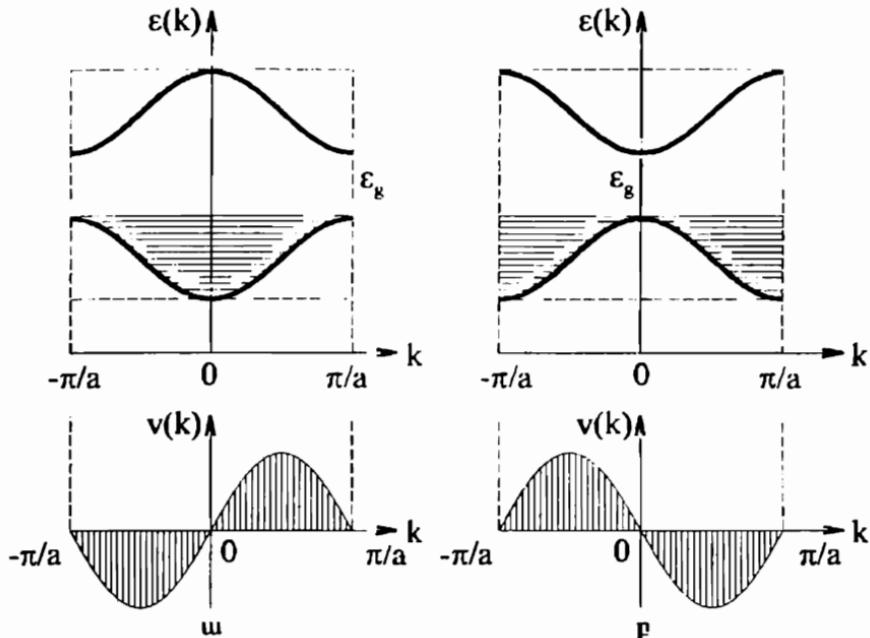
Հարկ է նշել, որ $T = 0\text{K}$ սահմանափակումը սկզբունքային նշանակություն չունի, բանի որ, անզամ սենյակային ջերմասահմաններում, էլեկտրոնային գազն օւժեղ այլասերված է՝ $k_B T \ll \varepsilon_F(0)$:

Սակայն ջերմասահմանի դերը կարևորվում է այլ առնչությամբ: Ջերմասահմանի բարձրացման հետ մեծանում է ցանցի հանգույցների շուրջ իոնների տատանման ամպլիտուդը (Մաս I, IV.6), և էլեկտրոնների բախումները ցանցին ավելի հաճախակի են դառնում: Այդ բախումներն ուղեկցվում են էլեկտրոնների կողմից էներգիայի կորուստներով, ուստի տրված արտաքին դաշտում հաստավում է դինամիկ հավասարակշռություն դաշտի կողմից էլեկտրոններին տրված և էլեկտրոնների կողմից բյուրեղական ցանցին տրված հզորաբերուների միջև, որից հետո էլեկտրոնների միջին արագությունն այլև չի աճում, ինչը պայմանավորում է հաստատուն դաշտում հաստատուն հոսանքի գոյությունը:

2. Այժմ դիտարկենք այն դեպքը, երբ վերջին էներգիական գոտին լրացված է:

$T = 0\text{K}$ -ում բոլոր բվանտային վիճակները գրադեցված են էլեկտրոններով, իսկ հաջորդ բույլատրելի էներգիական գոտին, որը վերջին, ամբողջությամբ լցված գոտուց բաժանված է ε_g լայնությամբ արգելված գտիով,

լրիվ ազատ է (նկ. VIII.11): Լրացված գուառ էլեկտրոնների միջին իմպուլսը զրո է, քանի որ ըստ իմպուլսների բաշխաւոր համաչափ է:



Նկ. VIII.11

Եթե $E \neq 0$, ապա լրացված էներգիական գուառ էլեկտրոններն արագանալ չեն կարող, քանի որ տվյալ քանատային վիճակի էներգիայից և մեծ, և փոքր էներգիաներակ բարոր վիճակները զբաղեցված են: Որպեսզի առաջանա հոսանք, ամերաժեշտ է վերջին լրացված գուառոց էլեկտրոններին «տեղափոխել» հաջորդ, ավելի մեծ էներգիաներակ ազատ գուառ: Դրա համար անհրաժեշտ է նրանց հաղորդել արգելված գուառ լայնությունը զերազանցող էներգիա: Եթե արգելված գուառ լայնությունը բավականաչափ մնձ է, այս թույլ արտաքին էլեկտրոնական դաշտը չի կարող էլեկտրոններին հաղորդել պահանջվող էներգիան, ուստի նմուշամ հոսանք չի առաջանա: Այսպիսով՝ լրիվ լրացված վերջին էներգիական գուառով բյուրեղը մեկուսիչ է:

Ստացված հայտանիշի օգնությամբ որոշենք տրված ատոմներից կազմված միաշափ բյուրեղի հաղորդիչ լինելու պայմանը:

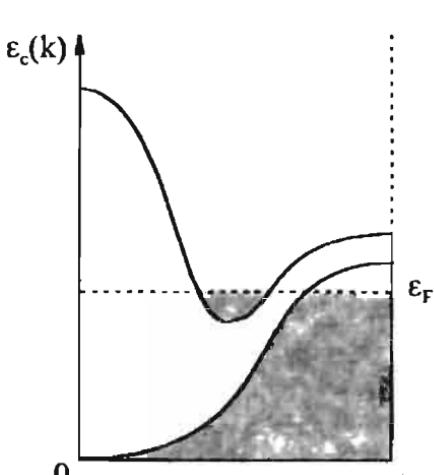
Դիտարկենք N տարրական բջիջ կազմված միաշափությունուն որի յուրաքանչյուր բջջում պարունակվում է s հատ ատոմ՝ z կարգարկով և Z արժեքականությամբ (պարզության համար ենթադրում ենք, որ ատոմներն ունեն նույն արժեքականությունը): Լրացված էներգիական գոտիների բիլը հավասար է կենարուների քվի և մեկ գոտում առաջների քվի հարաբերությամբ՝

$$N_n = \frac{N \cdot s \cdot z}{2N} = \frac{1}{2} z s : \quad (4.3)$$

Ցանկացած ատոմի էներգրուների բիլը կարելի է ներկայացնել որպես վակ կենարունային քաղանքներում գոտնվող գույզ քվով էներգրուների և վերջին քաղանքում գոտնվող արժեքական էներգրուների քվի գումար՝ $z = 2m + Z$, որտեղ $m = 0, 1, 2, \dots$: Հետևաբար՝ լրացված գոտիների բիլը՝

$$N_0 = ms + \frac{1}{2} sZ : \quad (4.4)$$

Եթե s -ը գույզ է, ապա, անկախ Z -ից, N_0 -ն ամբողջ է, ուստի գործ ունենք մեկուսիչի հետ: Սակայն եթե s -ը կենտ է, ապա N_0 -ի ամբողջ կամ կիսա-ամբողջ լինելը կախված է Z -ի արժեքից:



Նկ. VIII.12

Եթե Z -ը կենտ է, ապա վերջին էներգիական գոտին լրացված է կիսով, և բյուրեղը հաղորդիչ է: Եթե Z -ը գույզ է, ապա բյուրեղը կլինի մեկուսիչ:

Միաշափությունուն համար սահացված այս հետևողունը, որպես կանոն, կիրառվի չեւաչափ բյուրեղների դեպքում, քանի որ նրանցում դիավում է էներգիական գոտիների «ծածկման» երևույթը, այսինքն՝ եթե Բրիլյունի գոնայի որևէ կետում վերին գոտու էներ-

զիան ավելի փոքր է, քան նրանից ներքև ընկած գոտուն պատկանող էներգիան (ընդհանուր դեպքում՝ բարիութենի գունայի այլ կետում, նկ. VIII.12):

Եթե գոտիները «ծածկվում» են, ապա մեկ (վերջին) լրացված գոտու փոխարեն, ինչը բնուրազրական է մեկուսիչի համար, առաջանում են երկու (երեսն՝ ավելի), մասամբ լրացված գոտիներ, և բյուրեղը ի հայտ է բերում զգայի հաղորդականություն:

Այսպիս, իմանային և ազնիվ մետաղներում տարրական բջջին բաժին է ընկնում մեկ էլեկտրոն, և, ինչպես ցոյց է տալիս փորձը, դրանք լավագույն հաղորդիչներ են՝ ախտիկ մետաղներ (Աղյուսակ VIII.1: Տվյալները տրված են առանց մնացորդային դիմադրության, $T = 295\text{K}$):

Աղյուսակ VIII.1

Տարր	Li	Na	K	Rb	Cs	Cu	Ag	Au
$\sigma(10^5 \Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	1.07	2.11	1.39	0.80	0.50	5.88	6.21	4.55

Հազվագյուտ եղանակն մետաղներում տարրական բջջին բաժին է ընկնում երկու էլեկտրոն, այսինքն՝ նրանք «պետք» է լինեն մեկուսիչներ, սակայն նրանց էներգիական գոտիները «ծածկվում» են, ուստի նրանք մետաղներ են (Աղյուսակ VIII.2: Տվյալները տրված են առանց մնացորդային դիմադրության, $T = 295\text{K}$):

Աղյուսակ VIII.2

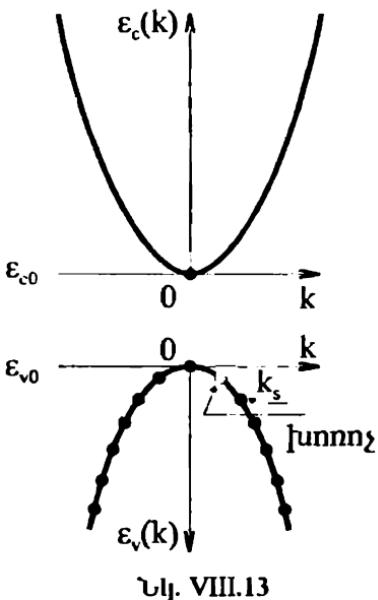
Տարր	$\sigma(10^5 \Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	Տարր	$\sigma(10^5 \Omega^{-1}\text{m}^{-1})$
Ce	0,12	Tb	0,09
Pr	0,15	Dy	0,11
Nd	0,17	Ho	0,13
Sm	0,10	Tm	0,16
Eu	0,11	Yb	0,38
Gd	0,07	Lu	0,19

Եթե $T \neq 0\text{K}$, ապա վերջին լրացված գոտուց (որն ընդունված է անվանել արժեքական) որաշ էլեկտրոններ չերմային շարժման արդյունքում կարող են ձեռք բերել մինչև մոտակա դատարկ գոտին (որն ընդունված է ան-

վասնել հաղորդականության) բնկած արգելված գոտու լայնությանը հավասար էներգիա և անցնել հաղորդականության գոտի: Այս պարագայում թույլ էլեկտրական դաշտի կիրառումը կրերի հոսանքի առաջացման: Որքան փոքր է տվյալ արգելված գոտու լայնությունը, այնքան շատ կենարուներ տրված ջերմաստիճանում կարող են անցնել հաղորդականության գոտի: Ջերմաստիճանի բարձրացման հետ հաղորդականության գոտի անցնող էլեկտրոնների թիվն արագ աճում է, որի հետևանքով մեծանում է, $T = 0\text{K}$ -ում մեկուսիչ բյուրեղի էլեկտրահաղորդականությունը:

Էլեկտրոնների հաղորդականության գոտի անցումների հետևանքով արժեքական գոտու առաստաղին մոռա զտնվող որոշ քվանտային փիճակներ ազատվում են: Արժեքական գոտում մնացած կենարունները, դաշտի ազդեցությամբ մեծացնելով իրենց լենքիանները, կարող են զրադեցնել այդ ազատված փիճակները: Այսպիսով, $T \neq 0\text{K}$ -ում արտաքին դաշտը ի վիճակի և վերաբաշխել նաև լրիվ չլրացված արժեքական գոտու էլեկտրունների բաշխումն ըստ իմպուլսների և ստեղծել հոսանք:

Եթե արժեքական գոտում որևէ էլեկտրոն, դաշտում մեծացնելով իր էներգիան, զրադեցնում է ազատված քվանտային փիճակ, ասյա նրա կող-



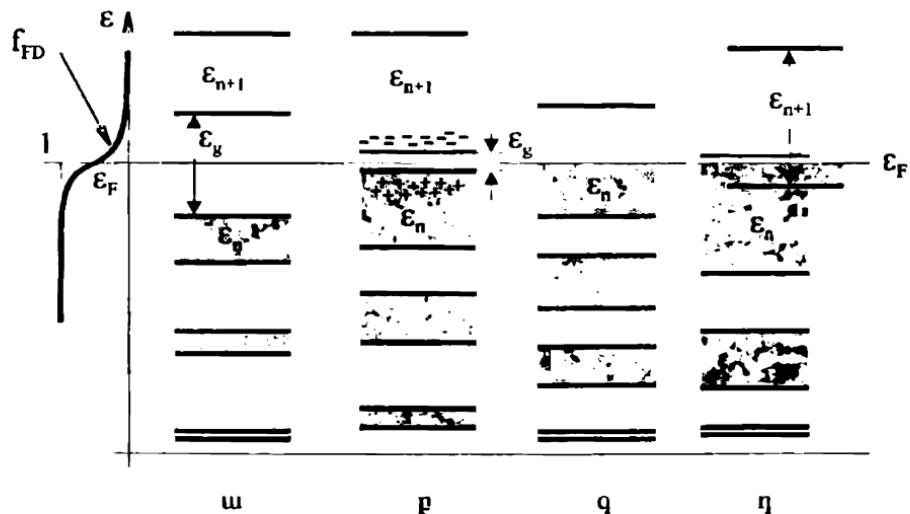
մից ազատված քվանտային փիճակն էլ զրադեցվում է մեկ այլ էլեկտրոնի կողմից (նկ. VIII.13). ϵ_{c0} -ն հաղորդականության (c) գոտու հատակն է, ϵ_{v0} -ն՝ արժեքական (v) գոտու առաստաղը): Արյունքում էլեկտրոնի կողմից ազատված քվանտային փիճակը շարժվում է էլեկտրոնի շարժման ուղղությանը հակառակ ուղղությամբ, այնպիս, ինչպիս տրված էլեկտրական դաշտում կշարժվեր էլեկտրոնի լիցքի բացարձակ արժեքին հավասար $+e$ լիցքով և դրական զանգվածով մասնիկը: Այսպիսի շարժունակ վիճակները, որոնք բնութագրվում են էլեկտրունների պակասությով և շարժման բնույթով նման են

դրական լիցքով մասնիկների շարժմանը, կոչվում են խոռոշներ: Էներգիական գուառում որևէ բվանտային վիճակում խռոչի առկայությունը համարժեք է այդ վիճակում Լեկարոնի բացակայության: Տևականորեն զգայի ենչու է բննարկի ոչ քե Լեկտրոնների «Փոխանցումավագրը», այլ դրան համարժեք մնել մասնիկի՝ խոռոչի շարժումը:

Եթե էլեկտրոնն արժեքական գուառում անցնում է հաղորդականության գոսի, ապա բյուրեղում միաժամանակ առաջանում է երկու լիցքակիր՝ էլեկտրոն (հաղորդականության գոտում) և խոռոչ (արժեքական գուառում), որոնք $E \neq 0$ դեպքում մասնակցում են հասանելի սանդանը, այսինքն՝ հոսանքը պայմանավորված է և լեկարոնների, և խոռոչների ուղղորդված շարժումով:

Հարկ է հիշել սակայն, որ խոռոչի զաղափարի ներմուծումը պարզապես հարմար անսական հնարք է. խոռոչն իրավան մասնիկ չէ, ինչպիսին լեկարոնն է, այն չի կարող գոյություն ունենալ վակուումում:

Այն նյութերը, որոնց էլեկտրահաղորդականությունը պայմանավորված է վերը նկարագրված ֆիզիկական պրոցեսներով, կոչվում են կիսահաղորդիչներ: Կիսահաղորդիչների և մեկուսիչների միջև տարբերությունը որոշ խմաստով պայմանական է: Որբան վորք է հաղորդականության և արժե-



Նկ. VIII.14

բական գումարի միջև ճնշյի լայնությունը, այնքան ավելի շատ Լիևկարոն-ներ կարող են չերմային ակտիվացման արդյունքում անցնել հաղորդականության գոտի, ուստի և ավելի մեծ կյանքի նմուշի հաղորդականությունը: Նկ. VIII.14-ում պատկերված են Լներգիական գումարների լրացման վերը դիտարկված դեպքերը, երբ $T \neq 0K$ (ա - մելուսիչ, բ - կիսահաղորդիչ, զ - մետաղ, դ - մետաղ. գումարների «ծածկում»: f_{FD} -ն Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան է):

Հաղորդականության գոտի անցած Լիևկարոնները նորից կարող են վերադառնալ արժեքական գոտի, որտեղ կան ազատ բվանտային վիճակներ: Քանի որ ջերմային շարժման հետևանքով Լիևկարոնների անցումները հաղորդականության գոտի չեն դադարում, ապա տրված ջերմասահճանում դեպի հաղորդականության գոտի և հակառակ ուղղությամբ Լիևկարոնային ևսքերև իրար համակառում են: Հաստատվում է շարժուն հասկասարակշառություն, որի դեպքում Լիևկարոնների և խուռչների կանցենսարացիաները մնում են հաստատուն:

Գումարկան անսուբյան շրջանակներում խռովշի գաղափարի ներմուծումը հնարավորություն տվեց ենշտուքյամբ բացատրելու որոշ մնաաղների Հոյի R_H գործակցի դրական լինելու փաստը (VI.4, Աղյուսակ VI.1): Նշված մետաղներում տեղի ունի Եներգիական գումարների «ծածկում» (Նկ. VIII.12), որի արդյունքում առաջանում է լրիվ շրացված գոտի, որի ներդրումը Հոյի գործակցում դրական է և գերազանցում է մասնակիորեն լրացված գոտու Լիևկարոնների ներդրումը:

ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

§1. Պինդ մարմինների դասակարգումն ըստ մագնիսական հատկությունների

Նյութը կազմող տարրական մասնիկները էլեկտրոնները, պրոտոնները և նեյտրոնները օժաված են իմպուլսի մոմենտով, որը պայմանավորված է ինչպես նրանց ուղիւրային շարժումով, այնպես էլ սեփական մեխանիկական մոմենտով՝ սպինով։ Հայտնի է, որ և ուղիւրային շարժման, և սպինի հետ կապված է մագնիսական մոմենտ, ուստի տարրական մասնիկներն իրենցից ներկայացնում են տարրական մագնիսներ, և նրանից կազմված ցանկացած համակարգ՝ միջովկ, էլեկտրոնային քաղաքր, ատոմ, մոլեկուլ, մակրոմարմին, սկզբունքորեն մագնիսականության աղբյուր է։ Այս սենանկյունից բնուրյան մեջ զոյուրյուն ունեցող բոլոր մարմինները մագնիսական նյութեր են, այսինքն՝ մագնիսականությունը համբնդիանոր բնույթ է կրում։

Նյութերի դասակարգումն ըստ մագնիսական հատկությունների կարելի է կատարել երեսուրաբանորեն, օգտագործելով նյութի մագնիսական որևէ բնութագիր, առանց պարզելու մագնիսականության կոնկրետ կրողներին և նրանց միջև գործող փոխազդեցուրյունները։ Ընդունված է այդ դասակարգումը կատարել ըստ մագնիսական բնկալունակության նշանի և մեծության։

Նյութը H լարվածությամբ մագնիսական դաշտում ձեռք է բերում որոշակի մագնիսական մոմենտ՝ այն մագնիսանում է։ Եթե M -ով նշանակենք նյութի միավոր ծավալի մագնիսական մոմենտը, որն ընդունված է անվանել մագնիսացվածություն, ապա կապը մագնիսացվածության և դաշտի լարվածության միջև տրվում է

$$M = \chi H \quad (1.1)$$

բանաձևով, որտեղ χ -ն նյութի մագնիսական ընկալունակությունն է։ Նյութում մագնիսական դաշտը բնորազրվում է ինդուկցիայի B վեկտորով՝

$$B = H + 4\pi M = H(1 + 4\pi\chi) = \mu H , \quad (1.2)$$

որաւել μ -ն նյութի մագնիսական բափանցելիությունն է և արտահայտվում է ընկալունակության միջոցով՝

$$\mu = 1 + 4\pi\chi : \quad (1.3)$$

Ընդհանուր դեպքում և ընկալունակությունը, և մագնիսական բափանցելիությունը II կարգի տեղագործներ են, ուստի (1.1) և (1.2) առնչությունները տեղի ունեն միայն իզուրուպ մարմինների համար: Հետագայում կենքաղթենք, որ զորդ ունենք իզուրուպ պինդ մարմնի՝ բազմաթյուրների հետ:

Համաձայն (1.1) սահմանման, χ մեծությունը չափագրկ է՝

$$\chi = \frac{M}{H} , \quad (1.4)$$

քանի որ M -ը և H -ը նույն չափայնությունն ունեն: χ -ի հետ մեկտեղ հաճախ օգտագործվում են միավոր զանզվածի ընկալունակության՝ χ_ρ -ի և մոլային (ատոմային) ընկալունակության՝ χ_μ -ի հասկացությունները՝

$$\chi_\rho = \frac{M \cdot V}{H \cdot m} = \frac{\chi}{\rho} , \quad (1.5)$$

$$\chi_\mu = \frac{M \cdot V}{H \cdot v} = \frac{\chi}{\rho} \bar{\mu} = \chi_\rho \cdot \bar{\mu} , \quad (1.6)$$

որտեղ V -ն մարմնի ծավալն է, ρ -ն՝ խտությունը, v -ն՝ մոլիքի քիվը ու զանզվածում, $\bar{\mu}$ -ն՝ մոլային զանզվածը:

Ըստ մագնիսական հատկությունների պինդ մարմինները բաժանվում են երեք խմբի.

ա) *Դիամագնիսական նյութեր (դիամագնիսներ),* որոնց ընկալունակությունը բացասական է՝ $\chi < 0$, բացարձակ արժեքով $10^{-6} \div 10^{-5}$ կարգի մեծություն է, և կախված չէ ոչ ջերմաստիճանից, ոչ մագնիսական դաշտի լարվածությունից: Մագնիսական բափանցելիությունը՝ $\mu \approx 1$, ուստի B և H վեկտորները գործնականորեն նույնն են:

բ) *Պարամագնիսական նյութեր (պարամագնիսներ),* որոնց ընկալունակությունը դրական է՝ $\chi > 0$ և $10^{-5} \div 10^{-3}$ կարգի մեծություն է. կախված

է զերմաստիճանից, գործնականորեն կախված չէ մազնիսական դաշտի լարվածությունից: $\mu \approx 1$, ուստի B և H վեկտորները գրեթե նույնն են:

(գ) Մազնիսակարգավորված կամ ուժեղ մազնիսական նյութեր (ֆեռա-մազմիսմեր, հակաֆինամազմիսմեր, ֆեռիմազմիսմեր), որոնց ընկալունակությունը դրական է և շատ անգամ մեծ պարամագնիսների ընկալունակությունից, էապես կախված է և ջերմաստիճանից, և մազնիսական դաշտի լարվածությունից: Այս նյութերի մազնիսական բափանցելությունը կարող է ընդունել շատ մեծ արժեքներ, ուստի B և H վեկտորներն իրարից կարող են խիստ տարբերվել:

Դիանազնիսական և պարամազնիսական հատկությունները բնորոշ են նյութերին բոլոր ազրեագատային վիճակներում, սակայն մազնիսակարգավորված վիճակ հնարավոր է միայն բյուրեղներում:

Քանի որ դիանազնիսների և պարամազնիսների ընկալունակությունը շատ փոքր է մեկից՝ $|\chi| << 1$, ապա այս նյութերի համար ընդունված է «քույլ մազնիսական նյութեր» անվանումը: Թույլ մազնիսական նյութերում մազնիսացվածությունը մազնիսական դաշտի լարվածության գծային ֆունկցիա է, ուստի ընկալունակության

$$\chi = \frac{M}{H} \quad \text{և} \quad \chi = \frac{dM}{dH} \quad (1.7)$$

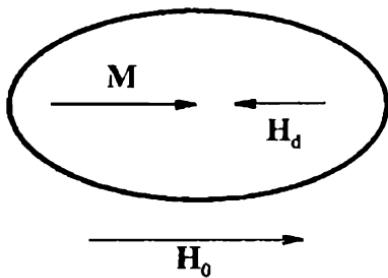
սահմանումները համարժեք են:

Ի տարբերակում բույլ մազնիսական նյութերի, ուժեղ մազնիսական նյութերը բնուրագրվում էն երկու տարբեր ընկալունակություններով՝ լրիվ ընկալունակություն, որը սահմանվում է (1.1) առնչությամբ, և դիֆերենցիալ ընկալունակություն, որը սահմանվում է որպես

$$\chi_d = \frac{dM}{dH} \quad (1.8)$$

և կախված է մազնիսական դաշտի լարվածությունից ոչ գծային օրենքով:

Ուժեղ մազնիսական նյութերի մյուս առանձնահատկությունը «նյութի ընկալունակություն» և «նմուշի ընկալունակություն» հասկացությունների տարբերությունն է: Բանն այն է, որ այս նյութերի մազնիսացվածությունը կախված է ոչ միայն ընկալունակությունից (նյութի տեսակից), այլ նաև նմուշի երկրաչափական բնուրագությունից, քանի որ մազնիսացման հետևան-



Նկ. IX.1

բով նմուշում առաջանում է արտաքին մագնիսական դաշտին հակառակ ուղղված այսպես կոչված «ապամագնիսացնող» դաշտ՝ H_d (նկ. IX.1), որի մեծությունը համեմատական է նմուշի մագնիսացվածությանը՝

$$H_d = 4\pi nM : \quad (1.9)$$

ո զրդակիցը կոչվում է ապամագնիսացնող զրդոն և համընկնում է Մաս I,

V-ում ներմուծված ապարենուացման զրդակցի հետ: Նրա մեծությունը (համասեռ նյութում) կախված է միայն նմուշի ծեփց:

Գումարային մագնիսական դաշտը նմուշում՝

$$H = H_0 - 4\pi nM = H_0 - 4\pi n\chi H \quad (1.10)$$

կամ

$$H_0 = H(1 + 4\pi n\chi) , \quad (1.11)$$

որսուղի H_0 -ն արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունն է:

Նմուշի բնկալունակությունը՝

$$\chi_0 = \frac{M}{H_0} = \frac{M}{H(1 + 4\pi n\chi)} = \frac{\chi}{1 + 4\pi n\chi} : \quad (1.12)$$

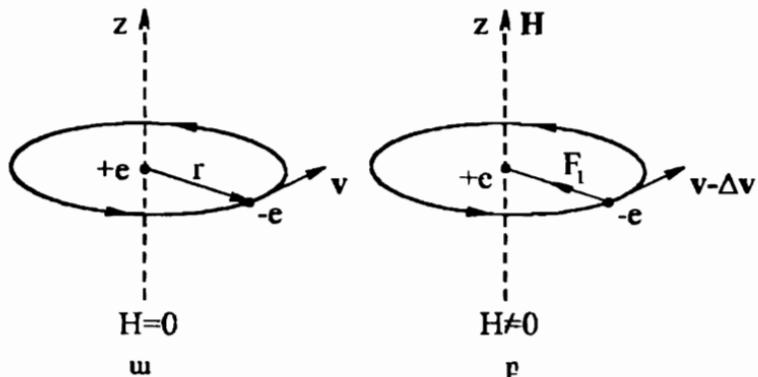
Ապամագնիսացնող զրդումի արժեքներն ընկած են $0 \leq n \leq 1$ տիրույթում, ուստի քոյլ մագնիսական նյութերի համար $4\pi n\chi \ll 1$ և $\chi_0 \approx \chi$, իսկ ուժեղ մագնիսական նյութերում χ_0 և χ մեծություններն իրարից կարող են էապես տարբերվել: Փորձարարական հետազոտություններում, որպես կանոն, ուժեղ մագնիսական նյութի նմուշին տալիս են բարակ, երկար զլանի ձև, որի դեպքում $n \ll 1$ և $\chi_0 \approx \chi$:

Հետագա շարադրանքի առաջին մասը (§§2-6) նվիրված է քոյլ մագնիսական նյութերի, իսկ երկրորդ մասը (§§7-14)՝ ուժեղ մագնիսական նյութերի ստումնասիրությանը:

§2. Ատոմական դիամագնիսականություն: Բորի, Վան-Լեևենի թեորեմը

Դիամագնիսականությունը սլայմանավորված է Էլեկտրական լիցքերի՝ արտաքին մագնիսական դաշտը մասնակիորեն կրանավորելու հատկությամբ: Այն դրսեորում է Լենցի կանոնի, որի համաձայն կոնտուրում մագնիսական հոսքի փոփոխությունը նրանում նակածում է ինդուկցիոն հոսանք, որը խոչընդոտում է այդ հոսքի փոփոխությանը: Հետևաբար՝ դիամագնիսականությամբ օժտված են առանց բացառության բոլոր մարմինները, սակայն այն շատ հաճախ ի հայտ չի գալիս ավելի ուժեղ պարամագնիսականությամբ քողարկվելու պատճառով:

Այժմ ծանորանանը դիամագնիսականության դասական տեսությանը, որը տրվել է Պ.Լանժըվենի կողմից (1905թ.):



Նկ. IX.2

Պարզության համար նախ դիտարկենք մեկ էլեկտրոնի շարժումը մագնիսական դաշտի ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ: Եթե $H = 0$, ապա էլեկտրոնը պատվում է միջուկի շորջը կալորյան ուժի ազդեցության տակ (Նկ. IX.2, ա), ուստի նրա շարժման հավասարումը կունենա

$$m\omega_0^2 r = \frac{e^2}{r^2} \quad (2.1)$$

տեսքը, որտեղից որոշվող

$$\omega_0 = \left(\frac{e^2}{mr^3} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

մեծությունը էլեկտրոնի շրջանային հաճախարյունն է: Եթե մագնիսական դաշտը զբայից աճելով, հասնում է որոշակի H արժեքի, էլեկտրոնի ուղեծրով սահմանափակված մակերեսով մագնիսական հոսքն աճում է, որի հետևանքով ծագում է ուղեծրի շոշափողով ուղղված մակածված էլեկտրական դաշտ: Այն վառիչում և էլեկտրոնի զդային արագությունը (Յկ. IX.2, բ-ում պատկերված դեպքում էլեկտրոնի արագությունը փոքրանում է): Միաժամանակ էլեկտրոնի վրա ազդում է Լորևնից ուժը, որն ուղղված է շրջանի շառավղով (Յկ. IX.2, բ): Լորևնցի

$$\mathbf{F}_L = -\frac{e}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}] \quad (2.3)$$

ուժի հաշվառումով շարժման հավասարումը կը նդունի

$$m\omega^2 r = m\omega_0^2 r \mp \frac{e}{c} \omega r H \quad (2.4)$$

տևսքը, որտեղ ω -ն մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի պտտման նոր հաճախությունն է, իսկ (\mp) նշանները համապատասխանում են շրջանագծով պտտման երկու հնարավոր ուղղություններին: (2.4) հավասարման լուծումներն են

$$\omega = \mp \frac{eH}{2mc} \pm \sqrt{\left(\frac{eH}{2mc} \right)^2 + \omega_0^2} : \quad (2.5)$$

Եթե մագնիսական դաշտի լարվածությունը բավարարաւ է

$$H \ll H_0 = \frac{2mc\omega_0}{e} \quad (2.6)$$

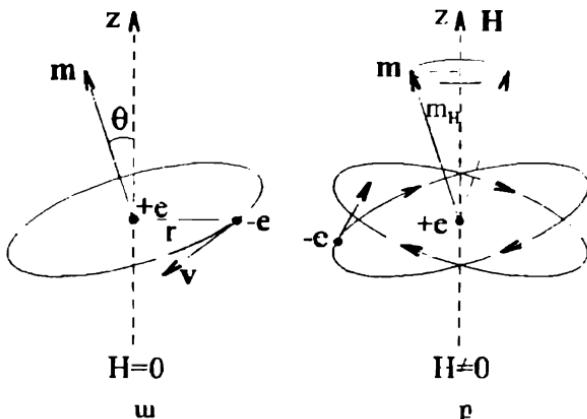
պայմանին, ապա (2.5) բանաձևից կստանանք՝

$$\omega = \mp \frac{eH}{2mc} \pm \omega_0 : \quad (2.7)$$

Մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոնի պտույտի հաճախության փոփոխությունը՝

$$\omega_L = \frac{eH}{2mc} \quad (2.8)$$

մեծությունը կոչվում է լարմորյան իաճախություն: Այն բնութագրում է էլեկտրոնի ուղեծրային շարժման վրա արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության չափը: Ըստ (2.6) պայմանի, $\omega_0 \sim 10^{15}$ ռադ·վ⁻¹ արժեքների համար $H_0 \approx 10^8$ Գս, այն դեպքում, եթե նրկայում փորձում ստացվող մագնիսական դաշտները չեն գերազանցում 10^7 Ղ-ս-ը:



Նկ. IX.3

Եթե էլեկտրոնային ուղեծրի հարթության նորմալը դաշտի ուղղության հետ կազմում է զրոյից տարրեր անկյուն (նկ. IX.3, ա), ապա նորմալը ուղղված կլինի նաև էլեկտրոնի ստեղծած փակ հոսանքի մագնիսական մոմենտի m վեկտորը: Եթե $H \neq 0$, ապա էլեկտրոնի վրա կազդի ուժի մոմենտ՝

$$K = [m, H], \quad (2.9)$$

որը պայմանավորում է հաճակարգի L մեխանիկական մոմենտի փոփոխությունը ժամանակի ընթացքում՝

$$\frac{dL}{dt} = K = [m, H]: \quad (2.10)$$

Նկատի ունենալով հաճակարգի մեխանիկական և մագնիսական մոմենտների միջև

$$m = -\frac{e}{2mc} L \quad (2.11)$$

կապը, (2.10) հավասարումը կարելի է ներկայացնել

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{e}{2mc} [m, H] = -[m, \omega_L] \quad (2.12)$$

տեսքով, որտեղ ω_L վեկտորն սողոված է H -ով, իսկ նրա մեծությունը տրվում է (2.8) բանաձևով: Համաձայն (2.12) հավասարման, m վեկտորը ω_L անկյունային արագությամբ պտտվում է H վեկտորի շուրջը, ընդ որում նրա մեծությունը և H -ի ուղղության հետ կազմած անկյունը չեն փոփոխվում ժամանակի ընթացքում (լարմորյան կոնապտույտ (պրեցեսիա), նկ. IX.3, բ): Եթոք, եթե (2.12) հավասարումը բազմապատկենք սկալյարուն նախ՝ m -ով, իսկ հետո՝ H -ով, և նկատի ունենանք, որ $(m[m, H]) = (H[m, H]) = 0$, ապա կստանանք՝

$$m \frac{dm}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (|m|^2) = 0, \quad |m| = const, \quad (2.13)$$

$$H \frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} (Hm) = H \frac{dm_H}{dt} = 0, \quad m_H = const.$$

Այսպիսով, անկախ էլեկտրոնային ուղեծրի հարթության դիրքից, արտաքին մագնիսական դաշտը բերում է էլեկտրոնի պտտման անկյունային արագության փոփոխության ω_L -ով:

Մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի ծեռք բերած լրացուցիչ ω_L անկյունային արագությունը պայմանավորում է լրացուցիչ հսանք՝

$$i = \frac{-e}{T_L} = -\frac{e\omega_L}{2\pi} = -\frac{e^2 H}{4\pi mc}, \quad (2.14)$$

որի սանդած մագնիսական մոլոնենոր՝

$$\Delta m = \frac{1}{c} iS = -\frac{e^2 HS}{4\pi mc^2}, \quad (2.15)$$

որտեղ S -ը էլեկտրոնի ուղեծրով սահմանավակված մակերեսի պրոյեկցիան է դաշտին ուղղահայաց հարթության վրա՝

$$S = \pi(x^2 + y^2) = \pi\rho^2 : \quad (2.16)$$

և էլեկտրոն ունեցող ատոմի՝ արտաքին մագնիսական դաշտում ծեռք բե-

բած մազնիսական մոմենտը՝

$$\langle M_1 \rangle = z \langle \Delta m \rangle = -\frac{e^2 H}{4mc^2} \sum_{k=1}^z (\langle x_k^2 \rangle + \langle y_k^2 \rangle), \quad (2.17)$$

որտեղ $\langle \cdots \rangle$ -ը նշանակում է տարածական միջինացում: Գնդային համաչափությամբ օժտված ատոմի համար

$$\langle x_k^2 \rangle = \langle y_k^2 \rangle = \langle z_k^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle R_k^2 \rangle, \quad (2.18)$$

որտեղ R_k -ն k -րդ էլեկտրոնի ուղեծրի շառավիղն է: Եթե նյութի միավոր ծավալում պարունակվում է N_1 ատոմ, ապա մազնիսացվածության համար (2.17) և (2.18) բանաձևերից կստանանք՝

$$M = N_1 \langle M_1 \rangle = -\frac{e^2 N_1 z}{6mc^2} \langle R^2 \rangle \cdot H, \quad (2.19)$$

որտեղ

$$\langle R^2 \rangle = \frac{1}{z} \sum_{k=1}^z \langle R_k^2 \rangle \quad (2.20)$$

մեծարյունը էլեկտրոնային ուղեծրի միջինացված շառավիղն է: (1.1) սահմանումից և (2.19) արտահայտությունից կստանանք՝

$$\chi = -\frac{e^2 N_1 z}{6mc^2} \langle R^2 \rangle = -\frac{e^2 N_A \rho z}{6mc^2 \bar{\mu}} \langle R^2 \rangle, \quad (2.21)$$

որտեղ N_A -ն Ավոգադրոյի թիվն է: (2.21), (1.5) և (1.6) բանաձևերից միավոր զանգվածի և մոլային ընկալունակությունների համար ստացվում են հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\chi_\rho = \frac{1}{\rho} \chi = -\frac{e^2 N_A z}{6mc^2 \bar{\mu}} \langle R^2 \rangle, \quad (2.22)$$

$$\chi_\mu = \bar{\mu} \chi_\rho = -\frac{e^2 N_A z}{6mc^2} \langle R^2 \rangle : \quad (2.23)$$

Վերջին բանաձևի մեջ տեղադրելով հիմնարար հաստատունների արժեքները, կստանանք՝

$$|\chi_\mu| \approx 2,832 \cdot 10^{10} z \langle R^2 \rangle : \quad (2.24)$$

Այս մեծությունը կախված է միայն էլեկտրոնային ուղեծրի շառավղից: Եթե ընդունենք $\langle R^2 \rangle \sim 10^{-16} \text{ սմ}^2$, ապա

$$|\chi_\mu| \sim 10^{-6} z, \quad (2.25)$$

որը կարգով համբնկնում է փորձի հետ (Այլուսակ IX.1): Այլուսակ IX.1-ում տրված նն իներտ զազերի դիամագնիսական բնկալունակության փորձնական և տեսական արժեքներն բատ տարբեր աղբյուրների:

Այլուսակ IX.1

Տարր	$ \chi_\mu \cdot 10^{-6} \text{ սմ}^3 \text{նյ}^{-1}$	
	Փորձ	Մեսություն
He	2,02	1,86
Ne	6,96	7,4
Ar	19,23	18,8
Kr	28,02	31,7
Xe	42,02	42,9

Մենք հաշվեցինք դիամագնիսական բնկալունակությունը զուտ դասական ձևով, առանց հաշվի առնելու ասումի սպիտ: Այդ պատճառով χ -ի համար ստացված (2.21) (ինչպես նաև χ_ρ -ի և χ_μ -ի) արտահայտուրյունը վերաբերվում է փակը $S = 0$ սպիտով էլեկտրոնային թաղանքներ ունեցող ատոմներին (այսպես կոչված աստմական դիամագնիսականություն):

Ընկալունակության (2.21) բանաձևն արտածելիս մենք անքացակայտուն ենթադրեցինք, որ տարրական շրջանային խոսանքները կայուն են, ինչը հակասում է դասական պատկերացումներին:

Այժմ ապացուենք, որ արտաքին մագնիսական դաշտում գտնվող լիցքերի դասական հանդույքի մագնիսական մոմենտը հավասարակշռական վիճակում հավասար է գրոյի (Բորի, Վան-Լեենի թեորեմ):

Արտաքին մագնիսական դաշտում դասական մասնիկների (լիցքերի) համակարգի համիլտոնիանն ընդհանուր դեպքում ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\mathcal{H} = \sum_{k=1}^N \frac{1}{2m_k} \left(p_k + \frac{q_k}{c} A_k \right)^2 + U(r_1, r_2, \dots, r_N), \quad (2.26)$$

որտեղ p_k -ն k -րդ մասնիկի իմպուլս է, m_k -ն՝ զանգվածը, q_k -ն՝ լիցքը, A_k -ն՝ մագնիսական դաշտի վեկտոր-պոտենցիալը k -րդ մասնիկի գտնվելու կետում, որը ստեղծվում է արտաքին մագնիսական դաշտի և լիցքավորված մասնիկների շարժման հետևանքով ծագող հոսանքների կողմից (ներքին

դաշտեր), իսկ $U(r_1, r_2, \dots, r_N)$ -ը մասնիկների վոլյուպտոթյան պոտենցիալ էներգիան է:

Դասական համակարգի վիճակագրական ինտեգրալը՝

$$Z_{cl} = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \int_{(V)}^{\infty} \cdots \int_{(V)}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\mathcal{H}}{k_B T} \right\} dp_1 dp_2 \cdots dp_N dr_1 dr_2 \cdots dr_N : \quad (2.27)$$

Տեղադրելով այս արտահայտության մեջ (2.26) արտահայտությունը և անցնելով ինտեգրման նոր վոլյուպտական ների՝

$$P_k = p_k + \frac{q_k}{c} A_k, \quad (k = 1, 2, \dots, N), \quad (2.28)$$

կարող ենք (2.27) վիճակագրական ինտեգրալը ներկայացնել՝

$$Z_{cl} = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{k_B T} \sum_{k=1}^N \frac{P_k^2}{2m_k} \right\} \frac{\partial(p_1, p_2, \dots, p_N)}{\partial(P_1, P_2, \dots, P_N)} dP_1 dP_2 \cdots dP_N \times \\ \times \int_{(V)}^{\infty} \cdots \int_{(V)}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{k_B T} U(r_1, r_2, \dots, r_N) \right\} dr_1 dr_2 \cdots dr_N \quad (2.29)$$

տեսքով: Համաձայն (2.28) կասի, $(p_1, p_2, \dots, p_N) \rightarrow (P_1, P_2, \dots, P_N)$ ձևափոխության յակորիանը՝

$$\frac{\partial(p_1, p_2, \dots, p_N)}{\partial(P_1, P_2, \dots, P_N)} = 1, \quad (2.30)$$

ուստի Z_{cl} մեծությունը կախված կլինի համակարգի V ծավալից և T ջերմաստիճանից, բայց ոչ արտաքին մազնիսական դաշտի լարվածությունից՝ $Z_{cl} = Z(T, V)$:

Ժերմողինամիկայի հայտնի առնչության համաձայն, համակարգի մազնիսական մոմենտն արտահայտվում է համակարգի F ազատ էներգիայի միջոցով՝

$$M = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial F}{\partial H} \right)_{T,V} = \frac{k_B T}{V} \left(\frac{\partial}{\partial H} \ln Z \right)_{T,V} : \quad (2.31)$$

Z -ը կախված չէ մազնիսական դաշտի լարվածությունից, ուստի $M = 0$: Այսպիսով, մազնիսականությունն իր էությամբ զուտ քվանտային երևոյթ է:

§3. Ատոմական բնկալունակության բնդիանուր եաշվարկը

Այժմ արտածենք ատոմական բնկալունակության առավել բնդիանուր՝ բվանամելսանիկական արտահայտությունը:

Եթե էլեկտրոններից բազկացած համակարգը (ատոմ, իոն) գտնվում է արտաքին մագնիսական դաշտում, ապա նրա համիլտոնիանը արկում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_k \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}}_k + \frac{e}{c} \mathbf{A}_k \right)^2 + U + \sum_k \frac{e}{mc} (\hat{\mathbf{s}}_k \cdot \text{rot} \mathbf{A}_k), \quad (3.1)$$

որտեղ $\hat{\mathbf{p}}_k = i\hbar \nabla_k$ -ն k -ը էլեկտրոնի խնդիրամբն է, $\hat{\mathbf{s}}_k$ -ն սպի-նի օպերատորը, $\mathbf{A}_k \equiv \mathbf{A}(r_k)$ -ն՝ արտաքին մագնիսական դաշտի վեկտոր-պոտենցիալը k -ը էլեկտրոնի գանձկու կիսում, $U \equiv U(r_1, r_2, \dots, r_N)$ -ն՝ էլեկտրոնների էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության և արտաքին էլեկտրա-կան դաշտի հետ փոխազդեցության լներգիան, $e > 0$. գումարումը կատար-վում է ըստ համակարգի բոլոր էլեկտրոնների:

Ենթադրենք, որ արտաքին մագնիսական դաշտը համասն և հաստա-տուն է, և վեկտոր-պոտենցիալն ընարենք

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} [\mathbf{H}, \mathbf{r}] \quad (3.2)$$

տևարով, որտեղից, նկատի ունենալով $\mathbf{H} = \text{const}$ պայմանը, կստանանք՝

$$\text{rot} \mathbf{A} = \frac{1}{2} \text{rot} [\mathbf{H}, \mathbf{r}] = \frac{1}{2} \{(\mathbf{r} \nabla) \mathbf{H} - (\nabla \mathbf{H}) \mathbf{r} + (\nabla \mathbf{r}) \mathbf{H} - (\mathbf{H} \nabla) \mathbf{r}\} =$$

$$= \frac{1}{2} (\mathbf{H} \text{div} \mathbf{r} - \mathbf{H}) = \frac{1}{2} (3\mathbf{H} - \mathbf{H}) = \mathbf{H}, \quad (3.3)$$

$$\text{div} \mathbf{A} = \frac{1}{2} \text{div} [\mathbf{H}, \mathbf{r}] = \frac{1}{2} (\mathbf{r} \cdot \text{rot} \mathbf{H} - \mathbf{H} \cdot \text{rot} \mathbf{r}) = 0 : \quad (3.4)$$

Զեափոխենք (3.1) համիլտոնիանում կինետիկ էներգիայի օպերա-տորը.

$$\frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}}_k + \frac{e}{c} \mathbf{A}_k \right)^2 = \frac{1}{2m} \left[\hat{\mathbf{p}}_k^2 + \frac{e}{c} (\hat{\mathbf{p}}_k \mathbf{A}_k + \mathbf{A}_k \hat{\mathbf{p}}_k) + \frac{e^2}{c^2} \mathbf{A}_k^2 \right] =$$

$$= -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_k^2 - \frac{ie\hbar}{c} (\nabla_k A_k + A_k \nabla_k) + \frac{e^2}{c^2} A_k^2 : \quad (3.5)$$

Օգտվելով (3.4) պայմանից, կարող ենք գրել, որ

$$\begin{aligned} (\nabla_k A_k + A_k \nabla_k) \psi &= \nabla_k (A_k \psi) + A_k \nabla_k \psi = \psi (\nabla_k A_k) + \\ &+ 2A_k \nabla_k \psi \equiv \psi \operatorname{div} A_k + 2A_k \nabla_k \psi = 2A_k \nabla_k \psi, \end{aligned}$$

այսինքն՝ A_k և ∇_k օպերատորները կոմուտացվում են: Եթե մագնիսական դաշտն ուղղված է z առանցքով՝ $H \equiv H(0,0,H)$, ապա

$$A_{kx} = -\frac{1}{2} Hy_k, \quad A_{ky} = \frac{1}{2} Hx_k, \quad A_{kz} = 0, \quad (3.6)$$

$$2A_k \nabla_k = 2 \left(A_{kx} \frac{\partial}{\partial x_k} + A_{ky} \frac{\partial}{\partial y_k} \right) = H \left(x_k \frac{\partial}{\partial y_k} - y_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right), \quad (3.7)$$

$$A_k^2 = A_{kx}^2 + A_{ky}^2 = \frac{1}{4} H^2 (x_k^2 + y_k^2): \quad (3.8)$$

(3.3)-(3.8) արտահայտությունների օգնությամբ Համիլանի (3.1) օպերատորը կներկայացվի

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \frac{e\hbar H}{2mc} (\hat{L}_z + 2\hat{S}_z) + \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \sum_k (x_k^2 + y_k^2) \quad (3.9)$$

տեսքով, որսեղ $\hat{\mathcal{H}}_0$ -ն համակարգի համիլտոնիանն է արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում, $\hbar \hat{L}_z$ -ը համակարգի էլեկտրանների ուղեծրային շարժման մեխանիկական մոմենտի

$$\hbar \hat{L} = \sum_k [r_k \cdot \hat{p}_k] \quad (3.10)$$

օպերատորի z բաղադրիչն է, իսկ $\hbar \hat{S}_z$ -ը՝ էլեկտրոնների սեփական մեխանիկական մոմենտի (սպինի)

$$\hbar \hat{S} = \sum_k \hat{s}_k \quad (3.11)$$

օպերատորի z բաղադրիչը:

(Այսպիսով, արտաքին մագնիսական դաշտն ազդում է և ուղեծրային, և սեփական շարժման վրա, բնդ որում այդ ազդեցությունը նկարագրվում է

$$\hat{\mathcal{H}}' = \frac{e\hbar H}{2mc} (\hat{L}_z + 2\hat{S}_z) + \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \sum_k (x_k^2 + y_k^2) \quad (3.12)$$

օպերատորով:

Հետազա հաշվարկները կլաստիկ օգավելով խոտորումների աեսուրյունից, բանի որ համաձայն սառի արված գնահատականների, ներկայումս ստացվող մագնիսական դաշտերում $\hat{\mathcal{H}}'$ -ով պայմանավորված վոփիլսուրյունը շատ անգամ փոքր է ասոմի զրգության Լերզիայից:

Խոտորումների աևսուրյամբ, n -րդ մակարդակի Լերզիայի վոփիլսուրյունը H -ի Π կարգի անդամների հաշվառումով, արվում է.

$$\Delta E_n = \langle n | \hat{\mathcal{H}}' | n \rangle + \sum_{n=n'} \frac{|\langle n | \hat{\mathcal{H}}' | n' \rangle|^2}{E_n - E_{n'}} \quad (3.13)$$

արտահայտությամբ, որտեղ E_n -ը $\hat{\mathcal{H}}_0$ օպերատորի սեփական արժեքն է: Տեղադրելով այս բանաձևում $\hat{\mathcal{H}}'$ -ի (3.12) արտահայտությունը, կստանանք՝

$$\begin{aligned} \Delta E_n = & \frac{e\hbar H}{2mc} \langle n | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | n \rangle + \frac{e^2 \hbar^2 H^2}{4m^2 c^2} \sum_{n=n'} \frac{|\langle n | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | n' \rangle|^2}{E_n - E_{n'}} + \\ & + \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \langle n | \sum_k (x_k^2 + y_k^2) | n \rangle: \end{aligned} \quad (3.14)$$

Սա այն հիմնական արտահայտությունն է, որի միջոցով կատարվում է ատոմների, խոնների և մոլեկուլների ընկալումակության հաշվարկը: Այս բանաձևով կարելի է հաշվել նաև բյուրեղի մագնիսական ընկալումակությունը, եթե այն կարող է ներկայացվել որպես թույլ դեֆորմացված ազատ ատոմների կամ խոնների հանրույթ:

Գնահատենք ΔE_n -ի առանձին գումարելիների կարգը:

Եթե $\langle n | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | n \rangle \neq 0$, ապա այն միավորի կարգի է, ինչուսաբար՝

$$\frac{e\hbar}{2mc} H \langle n | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | n \rangle \sim \frac{e\hbar}{mc} H = \hbar \omega_c, \quad (3.15)$$

որը $H \sim 10^5$ գս դաշտում 10^{-3} էվ կարգի մեծություն և և զգալի փոքր է աստմի գրգուման էներգիայից, որը էվ-երի կարգի մեծություն է:

Երկրորդ գումարելին համեմատական է

$$\frac{e^2 \hbar^2 H^2}{4m^2 c^2} \sum_{n \neq n'} \frac{1}{|E_n - E_{n'}|} \sim \frac{(\hbar \omega_c)^2}{\Delta} = \frac{\hbar \omega_c}{\Delta} \cdot \hbar \omega_c \quad (3.16)$$

մեծությանը և շատ փոքր է առաջին գումարելուց, բայսի որ ասումի գրգուման բնուրագրական էներգիան՝ $|E_n - E_{n'}| \sim \Delta > \hbar \omega_c$:

Վերջապես, ներառ ունենալով, որ $\langle n | (x_k^2 + y_k^2) | n \rangle$ մեծությունը ատոմի բնուրագրական չափի՝ $a_0 = \hbar^2 / me^2$ մեծության բառակուսու կարգի է, Երրորդ գումարելու համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \langle n | \sum_k (x_k^2 + y_k^2) | n \rangle &\sim O[\omega_c^2 m a_0^2] = O\left[\omega_c^2 m a_0 \cdot \frac{\hbar^2}{me^2}\right] \sim \\ &\sim (\hbar \omega_c)^2 \frac{1}{e^2/a_0} = \hbar \omega_c \cdot \frac{\hbar \omega_c}{e^2/a_0} \ll \hbar \omega_c, \end{aligned} \quad (3.17)$$

բանի որ $e^2/a_0 \approx 271$ է:

Քննարկենք տարբեր դեսլեր:

ա) Եթե բյուրեղը կազմված է վակ (լրացված) էլեկտրոնային բաղանքներ ունեցող աատոմներից կամ խններից, որոնց սպինը, ուղինքային մոմենտը, ինչպես նաև լրիվ մոմենտը հավասար են զրոյի՝

$$\hat{L}|0\rangle = \hat{S}|0\rangle = \hat{J}|0\rangle = 0, \quad (3.18)$$

ապա հիմնական $|0\rangle$ վիճակի էներգիայի ΔE_0 ուղղման մեջ զրոյից տարբեր է միայն (3.14) արտահայտության երրորդ գումարելին՝

$$\Delta E_0 = \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \langle 0 | \sum_k (x_k^2 + y_k^2) | 0 \rangle = \frac{e^2 H^2}{12mc^2} \sum_k \langle 0 | R_k^2 | 0 \rangle, \quad (3.19)$$

որը ստանալիս օգտվեցինք վակ էլեկտրոնային բաղանքներով ատոմի զնդային համաշափության հասկությունից հետևող (2.18) պայմանից:

Այժմ հաշվենք համակարգի մագնիսական ընկալունակությունը:

Աստմական E_n մակարդակների միջև զգալի (էվ-երի կարգի) էներ-

զիական տոպրելության հետևանքով նրանց չերմային գրգռման հավանականությունը զործնականորեն զրո է, ուստի կարելի է այն հաշվի չառնել, ինչը համարժեք է $T=0\text{K}$ ենթադրությանը: Այս պայմաններում համակարգի ազատ լեռգիան հավասար է ներքին էներգիային, ուստի (2.31), (1.4) և (3.19) արտահայտությունների օգնությամբ կստանանք՝

$$\begin{aligned} \chi = \frac{M}{H} &= -\frac{1}{HV} \left(\frac{\partial F}{\partial H} \right)_{F,0} \equiv -\frac{1}{HV} \left[\frac{\partial}{\partial H} (E_0 + \Delta E_0) \right]_{F,0} = \\ &= -\frac{1}{HV} \left(\frac{\partial \Delta E_0}{\partial H} \right)_{F,0} = -\frac{Ne^2}{6mc^2V} \sum_k \langle 0 | R_k^2 | 0 \rangle = -\frac{Ne^2 z}{6mc^2V} \langle R^2 \rangle, \end{aligned} \quad (3.20)$$

որտեղ N -ը համակարգի ասումների քիվն է, z -ը՝ ասումի կարգաբիշը (էլեկտրանների քիվը ատոմում), իսկ $\langle R^2 \rangle$ -ը տրվում է (2.20) բանաձևով: Այս արտահայտությունը ատոմական դիհամագնիսականության՝ «դասականորեն» սահմանադրությունը է, որի միջոցով կարելի է հաշվել իներտ գազերի բյուրեղների, ինչպես նաև պարզ խոնային (օրինակ՝ եռդալկալիական) բյուրեղների դիհամագնիսական ընկալունակությունը, քանի որ բվարկված բյուրեղներում խոնների՝ բյուրեղական դաշտի ազդեցությամբ պայմանավորված դեֆորմացիան շատ փոքր է և կարող է անտեսվել:

բ) Դիտարկենք այն դեպքը, երբ պինդ մարմինը կազմված է մեկ չլրացված էլեկտրանային քաղանք ունեցող ասումներից:

Ներք ասումի լրիվ մոմենտը՝ $J = 0$, սակայն $L = S \neq 0$, ինչը տեղի ունի հենարավոր տեղերի կեսից մեկով պակաս էլեկտրոններ պարանակող էլեկտրոնային քաղանք ունեցող ատոմում (օրինակ՝ d -քաղանքում ($l = 2$) ենարավոր աեղերի քիվը հավասար $1 \cdot 2 \cdot (2+1) = 10$, f -քաղանքում ($l = 3$)՝ $2 \cdot (2l+1) = 14$, ուստի d քաղանք ունեցող ատոմում կունենանք $10 \cdot 2 - 1 = 4$, օրինակ՝ Cr^{2+} , Mn^{3+} , իսկ f քաղանք ունեցող ատոմում՝ $14 \cdot 2 - 1 = 6$, օրինակ՝ Eu^{3+}), ապա (3.14) արտահայտության առաջին գումարելին, որն ատոմի սեփական մագնիսական մոմենտուն լեռգիան և մագնիսական դաշտում, հավասար է զրոյի՝

$$\frac{e\hbar}{2mc} \langle n | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | n \rangle = \frac{e\hbar}{2mc} \langle 0 | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | 0 \rangle = 0, \quad (3.21)$$

ինչը պայմանավորված է $J = 0$ վիճակի համաշավությամբ: Սակայն, իտարբերաբյուն լրացված էլեկտրոնային քաղանքով ատոմի, (3.14) արտահայտության Ա գումարելին այժմ գրոյից տարբեր է, ուսաի հիմնական վիճակի Եներգիայի համար կստանանք՝

$$\Delta E_0 = -\frac{e^2 \hbar^2 H^2}{4m^2 c^2} \sum_{n \neq 0} \frac{\left| \langle 0 | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | n \rangle \right|^2}{E_n - E_0} + \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \langle 0 | \sum_k (x_k^2 + y_k^2) | 0 \rangle, \quad (3.22)$$

որը տեղադրենլով (3.20) բանաձևում, կստանանք N մասնիկներից կազմված համակարգի մագնիսական ընկալունակության արտահայտությունը՝

$$\chi = \frac{e^2 N}{2m^2 c^2 V} \sum_{n \neq 0} \frac{\left| \langle 0 | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | 0 \rangle \right|^2}{E_n - E_0} - \frac{e^2 Nz}{6mc^2 V} \langle R^2 \rangle : \quad (3.23)$$

Քանի որ $E_n - E_0 > 0$ ($n \neq 0$) (հիմնական վիճակի Եներգիան ամենափոքրն է), ապա առաջին անդամը միշտ դրական է, այսինքն՝ այն նպաստում է մագնիսական մոմենտի դաշտով ուղղվելուն և համապատասխանում է պարամագնիսականության առաջացմանը (վանֆլեկյան կամ բևեռային պարամագնիսականություն):

զ) Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ էլեկտրոնային քաղանքի լրիվ մոմենտը՝ $J \neq 0$:

Կատարված գնահատումների համաձայն, (3.14) արտահայտության մեջ հիմնականը մագնիսական դաշտի լարվածությանը համեմատական առաջին գումարելին է, որը կարելի է ներկայացնել հետևյալ անընդունակ առաջարկությունուն՝

$$(\Delta E_n)_1 = \frac{e\hbar}{2mc} H (\bar{J}_z + \bar{S}_z) \equiv \mu_B H (\bar{J}_z + \bar{S}_z), \quad (3.24)$$

որտեղ

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 0,923 \cdot 10^{-20} \text{ еրգ/Т-ս} \quad (3.25)$$

Մեծությունը մագնիսական մոմենտի քվանտն 1: Բորի մագնետոնը, իսկ հորիզոնական զծիկով նշված է համապատասխան օպերատորի քվանտամեխանիկական միջինը: Նկատի ունենալով, որ J_z -ը մագնիսական դաշտում շարժման ինտեգրալ է, նրա միջին արժեքի համար կարող ենք գրել՝

$\bar{J}_z = m_J$, որտեղ m_J -ն \hat{J}_z օպերատորի սեփական արժեքն է: \bar{S}_z միջինը հաշվելու համար նախ գրենք \hat{S} օպերատորի պրոյեկցիան J -ի վրա՝

$$\hat{S}_J = \frac{(\hat{S} \cdot \hat{J})}{J} m_J \equiv \frac{(\hat{S} \cdot \hat{J}) \hat{J}}{J^2}, \quad (3.26)$$

իսկ հետո՝ դաշտի ուղղության (z առանցքի) վրա՝

$$\bar{S}_z = \frac{(\hat{S} \cdot \hat{J})}{J^2} \bar{J}_z = \frac{m_J}{J^2} \overline{(\hat{S} \cdot \hat{J})}: \quad (3.27)$$

Տեղադրելով (3.27) արտահայտությունը (3.24)-ում, կստանանք՝

$$(\Delta E_n)_1 = \mu_B H \left(1 + \frac{(\hat{S} \cdot \hat{J})}{J^2} \right) m_J : \quad (3.28)$$

$\hat{S} \cdot \hat{J}$ սկալյար արտադրյալը կորոշենք

$$\hat{L}^2 = (\hat{J} - \hat{S})^2 = \hat{J}^2 + \hat{S}^2 - 2\hat{J}\hat{S}$$

նույնությունից, որը միջինացնելուց հետո կստանանք՝

$$\bar{\hat{J}}\hat{S} \equiv \langle n | \hat{J}\hat{S} | n \rangle = \frac{1}{2} [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)] : \quad (3.29)$$

Տեղադրելով այս արդյունքը (3.28) բանաձևում և կատարելով

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.30)$$

նշանակումը, որը հայտնի է որպես Լանդեի բազմապատկիշ, $(\Delta E_n)_1$ էներգիան կարելի է ներկայացնել կրճատ ձևով՝

$$(\Delta E_n)_1 \equiv \Delta E_1 = \mu_B m_J g_J H, \quad (3.31)$$

որտեղ $m_J = -J, -(J-1), \dots, (J-1), J$, այսինքն՝ ընդունում է $2J+1$ հատ արժեք: Այսպիսով, $H=0$ դաշտում $(2J+1)$ -պատիկությամբ այլասերված հիմնական վիճակը $H \neq 0$ մագնիսական դաշտում ճեղքվում է առանձին վիճակների, որոնցից յուրաքանչյուրի էներգիան տրվում է (3.31) բանաձևով: Եթե (3.31) բանաձևը ներկայացնենք

$$\Delta E_1 = -\mu_J H \quad (3.32)$$

տեսքով, ապա

$$\mu_J = -\mu_B m_J g_J \quad (3.33)$$

մեծաքյունն իրենից կներկայացնի ատոմի էլեկտրանային քաղանքի մագնիսական մոմենտը, բնդ որպամ (\rightarrow) նշանը արտահայտում է այն փաստը, որ մագնիսական մոմենտն ուղղված է $\hbar m_J$ մեխանիկական մոմենտին հակառակ (տես (2.11) առնչությունը):

(3.14) և (3.22) բանաձևերի արտածման ժամանակ ենթադրվել է, որ իմանական և առաջին գրգուված մուլտիպլետի միջև էներգիական հեռավորությունը՝

$$E_{LSJ'} - E_{LSJ} \gg k_B T, \quad (3.34)$$

եթե ազատ էներգիայի մեջ իմանական ներդրումը տալիս ևն իմանական մուլտիպլետի $(2J+1)$ հատ վիճակները: Մյուս կողմից, իմանական վիճակի այլասերման եւտևաճրով մագնիսական դաշտում նույն մուլտիպլետին պատկանող մակարդակների միջև

$$\left| (\Delta E_1)_{m_J, m_J \pm 1} \right| = \mu_B g_J H \quad (3.35)$$

էներգիական հեռավորությունը կարող է զգալի փոքր լինել $k_B T$ էներգիայից: Եթե մտցնենք բնութագրական

$$T_0 = \frac{\mu_B g_J H}{k_B} \quad (3.36)$$

ջերմաստիճանը, ապա $T > T_0$ պայմանը $H \sim 10^4$ Գս դաշտերում տեղի ունի, սկսած տասնյակ կելվիններից:

Այս պայմաններում մագնիսական ընկալունակությունը հաշվարկելիս աներաժեշտ է հաշվի առնել լեռգիական մակարդակների ջերմային գրգուման ենարակությունը և օգտվել F ազատ էներգիայի (բայց ոչ ներքին էներգիայի) արտահայտությունից:

§4. Ազատ էլեկտրոնների ուղևծրային դիամագնիսականությունը

Համաձայն Բորի և Վան-Լենենի թեորեմի, դասական լիցքերի համակարգի, այդ թվում և էլեկտրոնային զազի, մագնիսական ընկալունակությունը

Եր հավասար I, զրոյի: Հասկանալի է, որ դաստիան բննարկման դեպքում բացակայում է լիցքի սեփական մագնիսական մոմենտի գաղափարը, ուստի խոսքը վերաբերվում է ուղեծրային շարժումով պայմանավորված մագնիսականությանը:

Դասական համակարգի էներգիայի անկախությունը մագնիսական դաշտի լարվածությունից հետևանք է այն փաստի, որ շարժվող լիցքի վրա դաշտի կողմից ազդակ Լորենցի ուժն աշխատանք չի կատարում՝

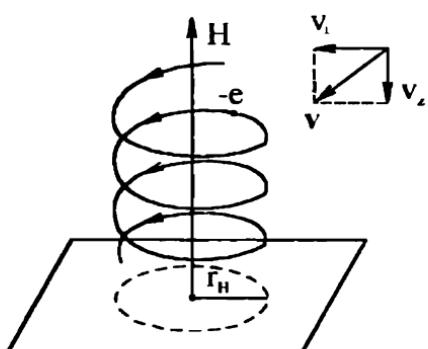
$$\delta A = F_L \delta r = -\frac{e}{c} ([v, H] v) \delta t = 0 , \quad (4.1)$$

որի հետևանքով էլեկտրոնների հավասարակշռության բաշխման ֆունկցիան մագնիսական դաշտում չի փոփոխվում:

Այլ է իրադրությունը քվանաային դիստրիման դեպքում: Մագնիսական դաշտում, դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ էլեկտրոնի շարժման տիրույթը սահմանափակվում է շրջանագծով, որի շառավիղը՝

$$r_H = \frac{v_{\perp}}{\omega_H} = \frac{p_{\perp}}{m\omega_H} , \quad (4.2)$$

որտեղ v_{\perp} -ն (p_{\perp} -ն) կեկտրոնի արագության (իմպոլսի) բաղադրիչն է դաշտի H վեկտորին ուղղահայաց հարթության մեջ (նկ. IX.4), իսկ



Նկ. IX.4

$$\omega_H = \frac{eH}{mc} \quad (4.3)$$

մեծությունը էլեկտրոնի շրջանային հաճախաւթյունն է:

Ուղղահայաց հարթության մեջ շարժման սահմանափակման հետևանքով կենսարունի լուրզիան քվանաանում է, և այն կարելի է գնահատել անորոշությունների առնչության օգնությամբ, որի համաձայն

$$\Delta r \cdot \Delta p \geq \hbar :$$

Կոորդինատի անորոշությունը էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի չափերի կարգի է: $\Delta r \sim r_H$, $\Delta p \sim p_{\perp}$, ուստի անորոշությունների առնչությունից և (4.2) բանաձևից կստանանք՝

$$r_H \cdot p_1 = \frac{p_1}{m\omega_H} \cdot p_1 = \frac{p_1^2}{m\omega_H} \geq \hbar$$

կամ

$$\varepsilon_1 = \frac{p_1^2}{2m} \geq \frac{\hbar\omega_H}{2} \sim H : \quad (4.4)$$

Մազնիսական դաշտի ուղղությամբ էլեկտրոնի արագությունը՝ $v_z = const$, ուստի էլեկտրոնի էներգիան, դաշտի լարվածությունից կախված, աճում է զծային օրենքով, որի հետևանքով էլեկտրոնային զարդ կունենա էլեկտրոնների ուղեծրային շարժումով պայմանավորված դիամագնիսականություն:

Այժմ ստանանք էլեկտրոնային զարդի ուղեծրային դիամագնիսական ընկալունակության արտահայտությունը բվանտային աեսության շրջանակներում (Լ.Դ.Լանդաու, 1930թ.):

N էլեկտրոններից կազմված իդեալական էլեկտրոնային զարդ գունվամ ϵ z առանցքով ուղղված համաստ հաստատուն $H(0,0,H)$ նազնիսական դաշտում, որը նկարագրվում է $A(0, Hx, 0)$ վեկտոր-պոտենցիալով: Էլեկարոնի համար Ծրեդինգերի հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\left[\frac{1}{2m} \hat{p}_x^2 + \frac{1}{2m} \left(\hat{p}_y + \frac{e}{c} Hx \right)^2 + \frac{1}{2m} \hat{p}_z^2 \right] \psi(x, y, z) = \varepsilon \psi(x, y, z) : \quad (4.5)$$

Զախ մասում զրված Համիլտոնի օպերատորը բացահայտ ձևով չի պարունակում y և z կոորդինատները, աստի ՝ \hat{p}_y -ը և \hat{p}_z -ը կամուսացվում են համիլտոնիամի հետ, այսինքն՝ նրանց սեփական արժեքները պահպանվում են: Ուրեմն, (4.5) հավասարման լուծումները կարենի է ներկայացնել

$$\psi(x, y, z) = \exp \{ i(yk_y + zk_z) \} u(x) \quad (4.6)$$

տեսքով, որտեղ $k_y = p_y/\hbar$, $k_z = p_z/\hbar$ մեծություններն ալիքային վեկտորի y և z բաղադրիչներն են, իսկ $u(x)$ ֆունկցիան որոշվում է (4.6) արտահայտությունը (4.5) հավասարման մեջ տեղադրելուց հետո սաացվող

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{m\omega_H^2(x - x_0)^2}{2} \right] u(x) = \varepsilon' u(x) \quad (4.7)$$

հավասարումից, որտեղ կատարված են հետևյալ նշանակումները՝

$$x_0 = -\frac{c\hbar}{eH} k_y = -\frac{\hbar k_y}{m\omega_H} = -\frac{v_y}{\omega_H}, \quad \epsilon' = \epsilon - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}. \quad (4.8)$$

(4.7) հավասարումը միաշափ, ներդաշնակ տատանակի Ծընդինզերի հավասարումն է, որի սեփական արժեքները արվում են

$$\epsilon'_n \equiv \epsilon_n = \hbar\omega_H \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.9)$$

բանաձևով (Լանդաուի մակարդակներ), իսկ սեփական ֆունկցիաներն արտահայտվում են Էրմիտի H_n բազմանդամների միջոցով՝

$$u_0(x - x_0) = \frac{1}{(\pi\lambda_H)^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\lambda_H^2} \right] \cdot H_n \left(\frac{x - x_0}{\lambda_H} \right), \quad (4.10)$$

որտեղ

$$\lambda_H = \left(\frac{c\hbar}{eH} \right)^{1/2} = \left(\frac{\hbar}{m\omega_H} \right)^{1/2} \quad (4.11)$$

մեծոթյունը մազնիսական երկարությունն է, որը բնութագրում է x_0 կետի շուրջ էլեկտրանի անդայնացման տիրույթի զծային չափները:

Համաձայն (4.6) և (4.10) բանաձևների, էլեկտրոնի վիճակը մազնիսական դաշտում որպես է k_y, k_z և n քվանտային թվերով (առանց սպիռնային վիճակի հաշվառման), իսկ էլեկտրանի էներգիան, համաձայն (4.8) և (4.9) բանաձևների, տրվում է

$$\epsilon_{n,k_z} = \hbar\omega_H \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \equiv \epsilon_n + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (4.12)$$

արտահայտությամբ և կախված է միայն երկու՝ n և k_z քվանտային թվերից: Այսպիսով, տեղի ունի էներգիական մակարդակների այլասերում ըստ k_y քվանտային թվի՝ բոլոր քվանտային վիճակներում, որոնք իրարից տարբերվում են միայն k_y -ով, էլեկտրոնն ունի միևնույն էներգիան: Այլասերման պատճառը համասեռ մազնիսական դաշտում ներդաշնակ տատանակի էներգիայի անկախաթյունն է տատանակի կենտրոնի x_0 կոորդինատից,

այսինքն՝ k_y -ից:

Էներգիայի (4.12) և ազատ էլեկտրոնի էներգիայի

$$\epsilon_{k_x, k_y, k_z} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (4.13)$$

արտահայտությունների համեմատությունից հետևում է, որ մազնիսական դաշտը բնրամ է H -ին ուղղահայաց (տվյալ դեպքում՝ xy) հարթության մեջ էլեկտրոնի շարժման քվանտացման:

$$\epsilon_\perp = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m} \rightarrow \epsilon_n = \hbar \omega_H \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (4.14)$$

իսկ H -ի ուղղությամբ էլեկտրոնի էներգիան մնում է անփոփոխ:

Այժմ պարզենք ϵ_{n, k_z} մակարդակի այլասերման պատիկությունը, այսինքն՝ որոշենք, թե քանի տարբեր արժեք կարող է ընդունել k_y բաղադրիչը:

Ենթադրենք, էլեկտրոնը զանգվածը L_x , L_y և L_z կողերով մի զուգահեռանիստում: Մազնիսական դաշտում էլեկտրոնը տատանվում է x_0 կենտրոնի շորջ, որը պատկանում է L_x կողին, այսինքն՝

$$0 \leq |x_0| \leq L_x, \quad (4.15)$$

կամ, եթե նկատի ունենանք x_0 -ի (4.8) նշանակումը՝

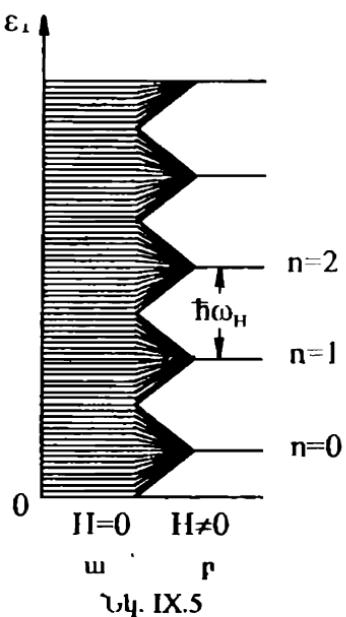
$$0 \leq k_y \leq \frac{eH}{c\hbar} L_x : \quad (4.16)$$

Քանի որ k_y -ն ընդունում է քվազիանընդհատ արժեքներ, որոնց միջև հեռավորությունը՝ $\Delta k_y = 2\pi/L_y$, ապա $eHL_x/c\hbar$ մեծությամբ տիրույթում k_y -ի ընդամած տարբեր արժեքների թիվը՝

$$g_n = \frac{(eHL_x/c\hbar)}{2\pi/L_y} = \frac{L_x L_y}{2\pi} \frac{eH}{c\hbar} = \frac{S}{2\pi\lambda_H^2}, \quad (4.17)$$

որտեղ $S = L_x L_y$ -ը համակարգի մակերեսն է մազնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ: $S_1 = \pi\lambda_H^2$ մեծությունը էլեկտրոնի տեղայնացման տիրույթի մակերեսն է, որտեղ կարող է զանգվել երկու էլեկտրոն՝ հակառակ

սսլիմելով, ուսափ S/S_1 հարաբերությունը տևիլու x_0 կոօրդինատի, այսինքն՝ k_y -ի, աւարքեր արժեների լրիվ թիվը: Հարկ է նշել նաև, որ g_n -ը



կախված չեն n -ից, այսինքն՝ մազնիսական դաշտում բոլոր լներգիական մակարդակներն ունեն այլասերման միևնույն պատիկությունը, որը, համաձայն (4.17) արտահայտության, համեմատական է մազնիսական դաշտի լարվածությանը: Նկ. IX.5-ում պատկերված են ազատ էլեկտրոնի բվագիտիսկրենս ε_1 սպեկտր (ա) և Լանդաուի մակարդակները (բ):

Այլասերման պատիկության (4.17) արտահայտությունը կարևոր է ստանալ նաև այլ նղանակով, ենեկով վիճակների թվի հասկացությունից:

$H = 0$ դեպքում վիճակների թիվը $dk_x dk_y$ տիրույթում (առանց սպինի հաշվառման):

$$dg = \frac{dk_x}{2\pi/L_x} \cdot \frac{dk_y}{2\pi/L_y} = \frac{L_x L_y}{(2\pi)^2} dk_x dk_y = \frac{S}{2\pi} k_1 dk_1 = \frac{Sm}{2\pi\hbar^2} d\varepsilon_1 : (4.18)$$

$H \neq 0$ դեպքում xy հարթության մեջ շարժման բվանտացման հետևանքով ε_1 -ի ամենավոքր հնարավոր փոփոխությունը, ըստ (4.14) արտահայտության, հավասար է $(\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_n)$ -ի, ուսափ

$$g = \int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_{n+1}} \frac{Sm}{2\pi\hbar^2} d\varepsilon_1 = \frac{Sm}{2\pi\hbar^2} (\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_n) = \frac{Sm\omega_H}{2\pi\hbar} = \frac{S}{2\pi\lambda_H^2} : (4.19)$$

Ն էլեկտրոններից բաղկացած համակարգի թերմոդինամիկական բնուրագրերը որոշելու համար անհրաժեշտ է հաշվարկել համակարգի վիճակագրական գումարը: Դիտարկելով էլեկտրոնների համակարգը որպես իդեալական զար, որը նկարագրվում է բուցմանյան վիճակագրությամբ, կարող ենք գրել, որ

$$Z = \frac{1}{N!} z_1^N , \quad (4.20)$$

որտեղ z_1 -ը մեկ կենտրոնի վիճակագրական գումարն է՝

$$z_1 = \sum_{(i)} \exp\left(-\frac{\epsilon_{(i)}}{k_B T}\right) : \quad (4.21)$$

Քվանտային թվերի հավաքածուն (i) $\equiv (n, k_z, k_y, s_z)$, որտեղ s_z սպինային բիզուային թիվն ընդունում է երկու արժեք, միարժեքորեն որոշում է կենտրոնի վիճակը։ Քանի որ էլեկտրոնի էներգիան մազնիսական դաշտում բառ (4.12) բանաձևի, կախված է միայն n -ից և k_z -ից, ապա կատարելով զումարում բառ k_y -ի և s_z -ի, z_1 -ը կարող ներկայացնել

$$z_1 = \sum_{n, s_z} \exp\left[-\frac{\epsilon_{n, k_z}}{k_B T}\right] = 2g \cdot \frac{L_z}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{\hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}}{k_B T}\right] \quad (4.22)$$

անսրբ, որտեղ բառ $\hbar\omega$ նշանաբանութեաւ k_z փոփոխականի կատարվել է. անցում գումարից՝ իմաստութեալի:

Ըստ n -ի անվերջ նրկաչափական սլրողրեսիայի գումարը՝

$$\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{\hbar\omega_H}{k_B T}\left(n + \frac{1}{2}\right)\right] = \frac{\exp(-\hbar\omega_H/2k_B T)}{1 - \exp(-\hbar\omega_H/k_B T)} = \left(2 \sinh \frac{\hbar\omega_H}{k_B T}\right)^{-1} , \quad (4.23)$$

իսկ բառ k_z -ի իմտեզրայր՝

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_z^2}{2mk_B T}\right) dk_z = \left(\frac{2\pi m k_B T}{\hbar^2}\right)^{1/2} : \quad (4.24)$$

Նպատակահարմար է. նաև $\hbar\omega_H$ -ը ներկայացնել ինտեյալ կերպ՝

$$\hbar\omega_H = \hbar \cdot \frac{eH}{mc} = \frac{e\hbar}{2mc} \cdot 2H = 2\mu_B H : \quad (4.25)$$

(4.17), (4.23)-(4.25) բանաձևերի օգնությամբ z_1 -ի համար ստացվում է ինտեյալ վերջնական արագակայացությունը՝

$$z_1 = \frac{SeHL_z(2\pi m k_B T)^{1/2}}{4\pi^2 \hbar^2 c \operatorname{sh} \left(\frac{\mu_B H}{k_B T} \right)} = V \left(\frac{m k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{\frac{\mu_B H}{k_B T}}{\operatorname{sh} \left(\frac{\mu_B H}{k_B T} \right)}, \quad (4.26)$$

որտեղ $V = SL_z = L_x L_y L_z$ -ը համակարգի ծավալն է: Օգտվելով համակարգի ազատ լմերդիայի, վիճակագրական գումարի և մազնիսացվածության միջն (2.31) կապից, կստանանք՝

$$\begin{aligned} M &= -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial F}{\partial H} \right)_{T,V} = \frac{k_B T}{V} \frac{\partial}{\partial H} \ln Z = \\ &= \frac{N \mu_B}{V} \left(\frac{k_B T}{\mu_B H} - \operatorname{cth} \frac{\mu_B H}{k_B T} \right) = -n \mu_B L \left(\frac{\mu_B H}{k_B T} \right). \end{aligned} \quad (4.27)$$

որտեղ n -ը էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է, իսկ

$$L(x) = \operatorname{cht} x - \frac{1}{x} = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} - \frac{1}{x} \quad (4.28)$$

արտահայտությունը Լանժըլենի ֆունկցիան է:

Ուսումնասիրենք մազնիսացվածության վարքը տարրեր սահմանային դեպքերում:

1. «Թույր» մազնիսական դաշտեր («քարձր» ջերմաստիճաններ)

$$x = \frac{\mu_B H}{k_B T} \ll 1 : \quad (4.29)$$

Նկատի ունենալով $x \ll 1$ արժեքների համար $L(x)$ ֆունկցիայի վերլուծությունը՝

$$L(x) \approx \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + O(x^5), \quad (4.30)$$

մազնիսական ընկալունակության համար կստանանք՝

$$\chi = \frac{M}{H} = -n \mu_B \frac{\mu_B}{3k_B T} = -\frac{n \mu_B^2}{3k_B T}, \quad (4.31)$$

որից հետևում է էլեկտրոնային զազի՝ ուղեծրային շարժումով պայմանավորված դիամագնիսականությունը:

2. «Շիժել» մազմիսական դաշտեր («ցածր» չերմաստիճաններ)

$$x = \frac{\mu_B H}{k_B T} \gg 1 : \quad (4.32)$$

Այս դեպքում $L(x)$ ֆունկցիայի վերլուծությունը տրվում է

$$L(x) \approx 1 - \frac{1}{x} + O(e^{-2x}) \quad (4.33)$$

արտահայտությամբ, ուստի մազմիսացվածության համար ստանում ենք՝

$$M \approx -n\mu : \quad (4.34)$$

$T \rightarrow 0K$ դեպքով, ըստ (4.31) բամաձևի, $|\chi| \rightarrow \infty$, ինչը հակասում է փարձին: Պատճառն այն է, որ (4.31) արտահայտությունն արտածելիս օգտվեցինք բոլցմանյան վիճակագրությունից, որն ակնհայտորեն խախտվում է ցածր ջերմաստիճաններում: Այնուամենայնիվ, (4.31) արտահայտությունից կարենի է ստանալ էլեկտրոնային զազի դիամագնիսական բնկալուակության ճիշտ արտահայտություն, եթե էլեկտրոնների լրիվ n կոնցենտրացիայով (VII.3.28):

$$n_T = k_B T g(\varepsilon_F) = \frac{3n k_B T}{2\varepsilon_F} : \quad (4.35)$$

(4.31) արտահայտության մեջ կատարելով անցում n -ից n_T -ին, կստանանք էլեկտրոնային զազի ուղեծրային դիամագնիսականության արտահայտությունը (L.Լանդաու)

$$\chi = -\frac{n_T \mu_B^2}{3k_B T} = -\frac{n \mu_B^2}{3\varepsilon_F} = -\frac{m \mu_B^2}{\hbar^2 (3\pi^2)^{2/3}} n^{1/3}, \quad (4.36)$$

որը կախված է միայն էլեկտրոնային զազի կոնցենտրացիայից:

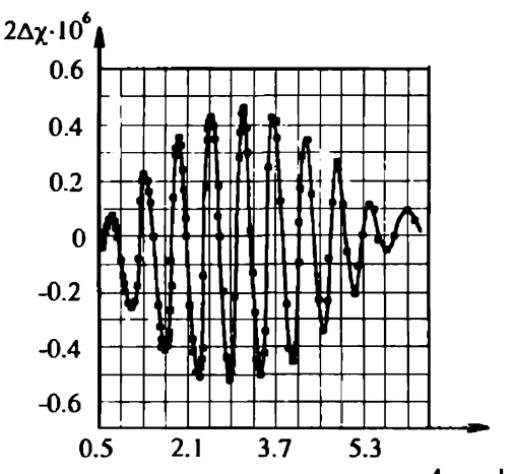
Մազմիսական դաշտում գտնվող իդեալական էլեկտրոնային զազի թերմոդինամիկական մեծությունների ծզգրիտ հաշվարկը կատարվում է Ֆերմի-Դիբրակի վիճակագրության շրջանակներում, ընդ որում ազատ էներգիայի համար ստացվում է հետևյալ արահեայտությունը (առանց սպինի հաշվառման)

$$F = N\mu - \frac{VeHk_B T}{2\pi^2 c\hbar} \sum_{n=0-\infty}^{\infty} \int \ln \left\{ 1 + \exp \frac{1}{k_B T} \left[\mu - 2\mu_B H \left(n + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right] \right\} dk_z , \quad (4.37)$$

որտեղ $\mu \equiv \mu(T, V, N)$ ֆունկցիան համակարգի քիմիական է: Այս արտահայտության հաշվարկը կապված է զգալի մաթեմատիկական դժվարությունների հետ, սակայն բերում է կարևորագույն արդյունքի, որի համաձայն բռնը թերմոդինամիկական մեծություններն ըստ $1/H$ -ի պարբերական ֆունկցիաներ են, ինչն առավելապես արտահայտվում է ուժներ մազնիւսական դաշտերում և ցածր ջերմաստիճաններում, երբ $\mu_B H >> k_B T$: Մասնավորապես, մազնիսական դաշտը մոնուան փոփոխների կենտրոնացին զազի դիամագնիսական մոմենտի պարբերական փոփոխությունը հայտնի է որպես Դ-է-Հաազ-Վան-Ալֆենի երևույթ և առաջին անգամ դիտվել է թիսմուտում (Bj) 1930թ.:

Նկ. IX.6-ում տրված է ընկալունակության՝ $(1/H)$ -ից կախման փորձարարական կորը ցինկի համար $T = 4,2\text{K}$ ջերմաստիճանում. օրդինատների առանցքի վրա տեղադրված է z և x (կամ y) առանցքների ուղղությամբ Zn -ի միաբարձրությի մազնիսական ընկալունակությունների $\Delta\chi = \chi_z - \chi_x$ տարրերությունը:

Թերմոդինամիկական մեծությունների՝ ըստ $1/H$ -ի



Նկ. IX.6

պարբերական վարքը մազնիսական դաշտում որակապես կարելի է բացատրել հետևյալ դատողությունների օգնությամբ:

$T = 0\text{K}$ -ում Ֆերմիի մակարդակից ներքև ընկած բոլոր մակարդակները զբաղեցված են, իսկ նրանից վեր՝ բոլորն ազատ (նկ. IX.7): Էլեկտրոնացին զազի $n \sim 10^{22} \div 10^{23} \text{ սմ}^{-3}$ կոնցենտրացիաների դեպքում Ֆերմիի էներ-

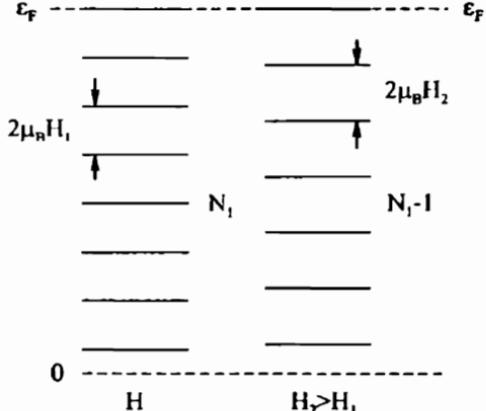
զիան մի քանի էՎ-ի կարգի մեծություն է (Աղյուսակ VII.1), ուստի լրացված էներգիական մակարդակների թիվը՝

$$N_1 = \frac{\varepsilon_F}{2\mu_B H} \sim \frac{10^{-12}}{10^{-20} H} \sim \frac{10^8}{H} \sim 10^3 \div 10^4 \quad (4.38)$$

Կարգի մեծություն է անգամ $H \sim 10^4 \div 10^5$ Գս դաշտերում:

Եթե մազնիսական դաշտի լարվածությունն աճում է, ապա մեծանում է Լամիառի մակարդակների միջև $2\mu_B H$ հեռավորությունը, և H -ի որոշակի արժեքի դեպքում լրացված մակարդակներից ամենավերինը հավասարվում և անցնում է Ֆերմիի մակարդակը: Դրանից հետո էներգիական մակարդակների բաշխումը կլինի նման նախկին բաշխմանը, միայն այն տարրերությամբ, որ այժմ Ֆերմիի մակարդակից ներքև կա $N_1 - 1$ մակարդակ (Ակ. IX.

7): Քանի որ (4.38) զնահատման համաձայն $N_1 \gg 1$, ապա այդ տարրերությունը գործնականորեն աննշան է, այդ իսկ



Ակ. IX.7

պատճառով նոր, ավելի մեծ մազնիսական դաշտում համակարգի վիճակը կլինի լիմպին համարժեք հին վիճակին, որն էլ նշանակամ է պարբերական կախում մազնիսական դաշտի լարվածությունից:

Որոշենք թերմոլինամիկական ֆունկցիաների վուփոխման պարբերությունը: Մազնիսական դաշտի լարվածության մեծացման հետ, ըստ (4.17) բանաձևի, մեծանում է յուրաքանչյար էներգիական մակարդակում տեղերի թիվը: Այդ տեղերը զբաղեցվում են ամենավերին մակարդակից դեպի ստորինները զնացող էլեկտրոններով, եթե վերջինս անցնամ է Ֆերմիի մակարդակը: Քանի որ համակարգում էլեկտրոնների թիվը կախված չէ դաշտի լարվածությունից, ապա

$$N = N_1 g_1 = (N_1 - 1) g_2 = \text{const} : \quad (4.39)$$

Օգսվելով (4.17) և (4.38) արտահայտություններից, (4.39) պայմանից կստանանք

$$\frac{\varepsilon_F}{2\mu_B H_1} H_1 = \left(\frac{\varepsilon_F}{2\mu_B H_1} - 1 \right) H_2, \quad (4.40)$$

որտեղից հետևում է

$$\Delta \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{1}{H_1} - \frac{1}{H_2} = \frac{2\mu_B}{\varepsilon_F} \quad (4.41)$$

արտահայտությունը: Այն բերողինամիկական ֆունկցիաների վովոխման պարբերությունն է բառ $1/H$ վովոխմանի և գործնականորեն հաստատում մեծություն է: $\Delta(1/H)$ -ի միջոցով կարելի է արտահայտել նաև բառ H -ի վովոխման պարբերությունը:

$$\Delta H \equiv H_2 - H_1 = H_1^2 \Delta \left(\frac{1}{H} \right) = H_1^2 \frac{2\mu_B}{\varepsilon_F}, \quad (4.42)$$

որն, ի տարբերություն $\Delta(1/H)$ պարբերության, վովոխմանը մեծություն է:

§5. Ատոմների և իօնների պարամագնիսականությունը:

Կյուրիի օրենքը

Եթե ատոմի (իոնի) կամ մոլեկուլի սևիական մագնիսական մոմենտը զրոյից տարբեր է, ապա այդպիսի մասնիկներից կազմված նյութը կլինի պարամագնիսական: Մասնավորապես, զրոյից տարբեր մագնիսական մոմենտ ունեն չրացված կենսարունային բաղանքում կենս բվով կենտրոն պարունակող ատոմները (օրինակ՝ ալկալիական մետաղները), բանի որ էլեկտրոնների գումարային սպինը, որը կիսաամբող (և միավորներով) մեծություն է, չի կարող եամակավել ուղեծրային մոմենտով, որը միշամբող է: “Պարամագնիսականությամբ կարող են օժտված լինել նաև գոյզ թվով էլեկտրոններ ունեցող ատոմները կամ մոլեկուլները:

Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայությամբ մակրոմարմնի մագնիսացվածությունը հավասար է զրոյի, բանի որ չերմային շարժման հետևանքով մասնիկների մագնիսական մոմենտներն ուղղված են պատահական ձևով, քոյոր հնարապիոր ուղղություններով: Սակայն մագնիսակամ

դաշտի աճին գուգրնքաց բոլոր մասնիկների մազնիսական մոմենտները ծեռ են բերում դաշտի ուղղությամբ բաղադրիչներ, որոնք, գումարվելով, տալիս են զրոյից տարբեր մազնիսացվածություն:

Ծանոթանանք նաև պարամագնիսականության դասական տեսությանը (*Պ.Լ.անժըվեն*):

Դիտարկենք μ մազնիսական մոմենտների իդեալական գագ, որը գտնվում է H մազնիսական դաշտում: μ մոմենտի պոսինցիալ էներգիան տրվում է

$$W = -\mu H = -\mu_z H = -\mu H \cos \theta \quad (5.1)$$

բանաձևով, որտեղ μ_z -ը մազնիսական մոմենտի պրոյեկցիան է դաշտի ուղղությամբ, θ -ն՝ μ և H վեկտորների կազմած անկյունը:

Հավանականությունն այն բանի, որ μ վեկտորը գտնվում է (θ, φ) ուղղության շուրջ $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ մարմնային անկյան մեջ, արվում է Բոլցմանի բաշխման ֆունկցիայով՝

$$f(\theta, \varphi) d\Omega = A \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) d\Omega = A \exp\left(\frac{\mu H \cos \theta}{k_B T}\right) d\Omega, \quad (5.2)$$

իսկ նորմավորման A հաստատունը արտահայտվում է մեկ մասնիկի վիճակագրական ինտեգրալի՝ H -ից կախված մասի միջոցով՝

$$\frac{1}{A} = z_i(H, T) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \cdot \exp\left(\frac{\mu H}{k_B T} \cos \theta\right) = \frac{4\pi k_B T}{\mu H} \operatorname{sh} \frac{\mu H}{k_B T} : \quad (5.3)$$

Վիճակագրական գումարի մնացած մասը կախված է համակարգի ծավալից և քրմաստիճանից և մազնիսացվածությունը հաշվելիս դեռ չի խաղում (կարևոր է ենթադրել, որ μ մոմենտը գամված է և միայն կարող է պատասխան տեսաված կենտրոնի շուրջ բոլոր ուղղություններով):

N մազնիսական մոմենտների համակարգի ազատ էներգիայի՝ H -ից կախված մասն արտահայտվում է z_i -ի միջոցով՝

$$F(H, T) = -N k_B T \ln z_i(H, T) = -N k_B T \ln \left(\frac{4\pi k_B T}{\mu H} \operatorname{sh} \frac{\mu H}{k_B T} \right) : \quad (5.4)$$

բանաձևով, որը տեղադրելով (2.31) արտահայտության մեջ, մազնիսացվածության համար կստանանք՝

$$M = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial F}{\partial H} \right)_{T,V} = n\mu \left(\text{cht} \frac{\mu H}{k_B T} - \frac{k_B T}{\mu H} \right) \equiv n\mu L \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right), \quad (5.5)$$

որտեղ n -ը մազնիսական մոմենտների կոնցենտրացիան է:

(5.5) արտահայտությունը նկարագրում է մազնիսացվածության ջերմաստիճանային և մազնիսական դաշտի լարվածությունից ունեցած կախումներն ընդհանուր դեպքում:

Ուսումնասիրենք մազնիսացվածության վարքը տարրեր սահմանային դեպքերում:

1. «Ուժեղ» մազնիսական դաշտեր («ցածր» ջերմաստիճաններ)

$$x = \frac{\mu H}{k_B T} \gg 1 : \quad (5.6)$$

Օգտելով $L(x)$ ֆունկցիայի (4.33) վերլուծությունից, մազնիսացվածության համար ստանում ենք

$$M \approx n\mu \quad (5.7)$$

արտահայտությունը, ըստ որի բոլոր մազնիսական մոմենտներն ուղղված են դաշտի ուղղությամբ, այսինքն՝ տեղի ունի հագեցում՝ մազնիսացվածությունը կախված չէ ոչ դաշտի լարվածությունից, ոչ չերմաստիճանից:

2. «Թույլ» մազնիսական դաշտեր («բարձր» ջերմաստիճաններ)

$$x = \frac{\mu H}{k_B T} \ll 1 : \quad (5.8)$$

Նկատի ունենալով $x \ll 1$ արժեքների համար $L(x)$ ֆունկցիայի (4.30) վերլուծությունը, մազնիսացվածության համար կստանանք՝

$$M \approx n\mu \cdot \frac{\mu H}{3k_B T} = \frac{n\mu^2}{3k_B T} H \equiv \chi H, \quad (5.9)$$

որտեղ

$$\chi = \frac{n\mu^2}{3k_B T} : \quad (5.10)$$

Ընդունված է մազնիսական ընկալվածակության (5.10) արտահայտությունը

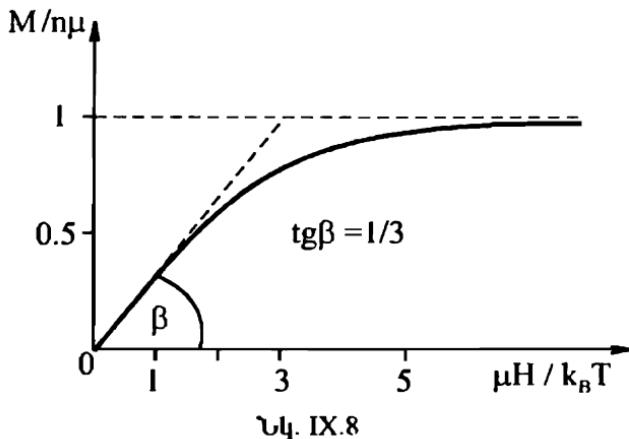
Աերկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (5.11)$$

որը հայտնի է որպես Կյուրիի օրենք պարամագնիսմերի համար, իսկ

$$C = \frac{n\mu^2}{3k_B} \quad (5.12)$$

մեծությունը կոչվում է Կյուրիի հաստատուն: Նկ. IX.8-ում պատկերված է մագնիսացվածության կախումը $\mu H / k_B T$ վտվությանից:



Ազատ լեռդիայի (5.4) բանաձևի օգնությամբ համակարգի էներգիայի դաշտի լարվածությունից կախված մասի համար ստացվում է

$$S(H, T) = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_H = Nk_B \left[\ln \left(\frac{4\pi k_B T}{\mu H} \sinh \frac{\mu H}{k_B T} \right) - \frac{\mu H}{k_B T} L \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right) \right] \quad (5.13)$$

արտահայտությունը: Եթե $T \rightarrow 0$ K, $x = (\mu H / k_B T) \rightarrow \infty$, ուստի

$$S(H, T) \approx -Nk_B \cdot \ln \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right) \rightarrow -\infty, \quad (5.14)$$

ինչը հակասում է թերմոդինամիկայի III օրենքին, որի համաձայն, եթե $T \rightarrow 0$ K, $S \rightarrow 0$ (Ներնստի թեորեմ): Այս հակասությունը հետևանք է դա-

սական սևության սահմանավուակուրյան և պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ նրանում հաշվի չի առնված մոմենտի տարածական բվանտացումը, որի համաձայն տրված J մոմենտի պրոյեկցիան բնդունում է $2J+1$ հատ արժեք՝ $m_J = -J, -(J-1), \dots, J-1, J$: Ի սարքիրություն դասական բննարկման, երբ մազնիսական մոմենտի պրոյեկցիան դաշտի ուղղությամբ՝ $\mu_z = \mu \cos \theta$ մեծությունն ընդունում է անվերջ բվով արժեքներ (θ անկյունը փոխոլավում է անընդհատ $[0, \pi]$ աիրույրում), տարածական բվանտացման հաշվառումով մազնիսական մոմենտի սյույեկցիայի ընդունած արժեքները տրվում են (3.33) բանաձևով:

Մազնիսական մոմենտի տարածական բվանտացման հաշվառումն իրականացվում է (5.3) վիճակագրական լինաւեգրատիգ գումարին անցումով, որի մեջ անդադրվում է մազնիսական մոմենտի լներգիայի (3.31) արտահայտությունը՝

$$z_I(H, T) = \sum_{m_J=-J}^J \exp\left(\frac{\mu_B g_J m_J H}{k_B T}\right) \equiv \sum_{-J}^J e^{m\alpha}, \quad (5.15)$$

որտեղ

$$\alpha = \frac{\mu_B g_J H}{k_B T}; \quad (5.16)$$

(5.15) արտահայտությունը վերջապոր երկրաչափական պրոզրեսիա է, որի գումարը՝

$$\sum_{-J}^J e^{m\alpha} = e^{-J\alpha} \frac{e^{(2J+1)\alpha} - 1}{e^\alpha - 1} = \frac{\operatorname{sh}[(J+1/2)\alpha]}{\operatorname{sh}(\alpha/2)}; \quad (5.17)$$

Տեղադրելով (5.17) արտահայտությունը ազատ էներգիայի (5.4) սահմանման մեջ և ածանցելով այն ըստ H -ի, մազնիսացվածության համար կստանանք՝

$$M = n \mu_B g_J J B_J \left(\frac{J \mu_B g_J H}{k_B T} \right), \quad (5.18)$$

որտեղ բրիլյուենի $B_J(y)$ ֆունկցիան արվում է.

$$B_J(y) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J+1}{2J} y\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2J} y\right) \quad (5.19)$$

արտահայտությամբ:

Ուսումնասիրենք մագնիսացվածության վարքը տարրեր սահմանային դեպքերում:

1. «Ուժեղ» մագնիսական դաշտեր՝

$$y = \frac{J\mu_B g_J H}{k_B T} \gg 1 : \quad (5.20)$$

Արգումենտի մեծ արժեքների համար

$$\begin{aligned} B_J(y) &\approx \frac{2J+1}{2J} \left[1 + 2 \exp\left(-\frac{2J+1}{J}y\right) \right] - \frac{1}{2J} \left[1 + 2 \exp\left(-\frac{1}{J}y\right) \right] = \\ &= 1 - \frac{1}{J} e^{-y/J} \left[1 - (2J+1)e^{-2y} \right], \end{aligned} \quad (5.21)$$

ուստի մագնիսացվածության համար ստացվում է

$$M = n\mu_B g_J J \quad (5.22)$$

ալիքայտ արդյունքը:

2. «Խոր» մագնիսական դաշտեր՝

$$y = \frac{J\mu_B g_J H}{k_B T} \ll 1 : \quad (5.23)$$

Օգտվելով շենքությամբ վերլուծությունից՝

$$\operatorname{cth} y = \frac{1}{y} + \frac{y}{3} - \frac{y^3}{45} + \dots, \quad (5.24)$$

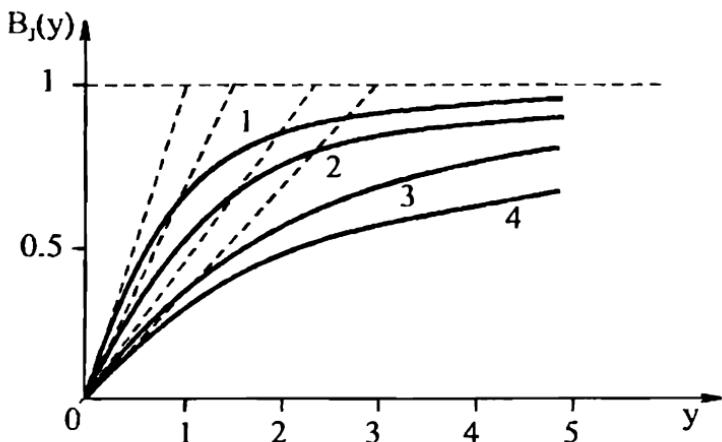
$B_J(y)$ ֆունկցիայի համար կստանանք՝

$$B_J(y) \approx \frac{J+1}{3J} y - \frac{(J+1)(2J^2+2J+1)}{90J^3} y^3 + \dots : \quad (5.25)$$

J մեծության ամենափոքր արժեքը $1/2$ է, ուստի $y=0$ կետում $B'_J(0)$ ածանցյալի արժեքները փոփոխվում են

$$1/3(J=\infty) \leq B'_J(0) \leq 1(J=1/2)$$

Միայնակ տիրապետություն: $B_J(y)$ ֆունկցիայի ($M/Jng_J\mu_B$ չափազուրկ մագնիսացվածության) գրաֆիկները J -ի մի քանի արժեքների համար արված են նկ. IX.9-ում ($1. J = 1/2$, $2. J = 1$, $3. J = 7/2$, $4. J = \infty$):



Նկ. IX.9

(5.18) և (5.25) բանաձևերի համաձայն՝

$$M = n\mu_B g_J J \frac{J+1}{3J} \frac{\mu_B g_J J H}{k_B T} = \frac{n\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)H}{3k_B T} \equiv \chi H , \quad (5.26)$$

որտեղից մագնիսական ընկալունակության համար ստացվում է

$$\chi = \frac{n\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B T} \equiv \frac{C}{T} \quad (5.27)$$

արտահայտությունը և Կյուրիի հաստատունի նոր արժեքը՝

$$C = \frac{n\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B} : \quad (5.28)$$

Համաձայն (3.36) զնահատման, Կյուրիի օրենքը ստուգի ունի շատ լայն ջերմաստիճանային տիրույթում, սկսած $(10^{-4} H)K$ քերմաստիճաններից:

Փորձում Կյուրիի հաստատունը որպշվում է $\chi^{-1} = T/C$ կախումն արտահայտող ուղիղ գծի թեքության միջոցով (նկ. IX.10)

Այժմ համեմատենք պարամագնիսական՝ χ_p և աստմական դիամագնիսականության՝ χ_d ընկալունակությունները:

Համաձայն (5.27) և (3.20) բանաձևերի՝

$$\left| \frac{\chi_p}{\chi_d} \right| = \frac{g_J^2 J(J+1)}{2z k_B T} \cdot \frac{\hbar^2}{m \langle R^2 \rangle} : (5.29)$$

Սենյակային ($T \sim 300\text{K}$) չերմաստիճաններում Gd^{3+} խնի համար ($J = S = 7/2$, $L = 0$, $g_J = 2$, $z = 64$)

(5.29) հարաբերությունը ≈ 525 : Այսինքն՝ $J = 7/2$ մոմենտով չլրացված քաղաքացիության ներ-

քաղաքացիության մուտքագրության մեջ մոտ 525 անգամ զերազանցում է բոլոր էլեկտրոնների դիամագնիսական ներդրությունը և որի բացարձակ արժեքը

Gd -ի համար, բառ (2.21) բանաձեռքի ($\rho \approx 8,23\text{q}/\text{սմ}^3$, $\mu = 157.25\text{q}/\text{մոլ}$) հավասար է $\approx 9,5 \cdot 10^{-6}$:

Մազօխացվածության (5.18) բնդեանուր արտահայտությունից սահմանային անցումով կարելի է ստանալ (5.5) դասական արդյունքը:

Իրաք, եթե $\hbar \rightarrow 0$, վերջավոր մազօխական մոմենտ ստանալու համար անհրաժեշտ է, որ միաժամանակ $J \rightarrow \infty$: Այս դեպքում

$$g_J \mu_B J = g_J \frac{e\hbar}{2mc} J \rightarrow \mu : \quad (5.30)$$

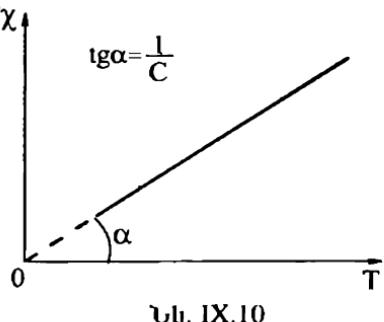
Մյուս կողմից, եթե $J \rightarrow \infty$,

$$\begin{aligned} B_J(y) &= \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J+1}{2J} \frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2J} \frac{\mu H}{k_B T}\right) \approx \\ &\approx \operatorname{cth}\frac{\mu H}{k_B T} - \frac{1}{2J} \frac{2J k_B T}{\mu H} + O\left(\frac{1}{J^2}\right) = L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right), \end{aligned}$$

այսինքն՝

$$M = n g_J \mu_B J B_J \left(\frac{J g_J \mu_B H}{k_B T} \right) \Bigg|_{\substack{\hbar \rightarrow 0 \\ J \rightarrow \infty}} = n \mu L\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) :$$

Այժմ անհրաժեշտ է պարզել, թե որքանով մոմենտների իդեալական «զազի» համար ստացված արդյունքները կիրառելի են պինդ մարմնի



Նկ. IX.10

մագնիսական բնկալունակուրյունը հաշվարեկիս, քանի որ պինդ մարմնով ատոմի (խոնչ) վրա կարող է որաշչի լինել նրա շրջապատի ազդեցությունը:

Ենչպես ցույց 1 տալիս վիրծքը, հազվագյուտ հոգային տարրերի խոնչներ սլարունակող մեկուսիչ բյուրեղների պարամագնիսական բնկալունակուրյունը մեծ ճշտույթամբ նկարագրվում է Կյուրիի (5.27) օրենքով: Հաճախ նրանում առկա C՝ հաստատությունը ներկայացվում է.

$$C = \frac{n\mu_B^2 p_{eff}^2}{3k_B} \quad (5.31)$$

տեսքով, որտեղ մացված I. Բորի մագնիսատունների արդյունարար թիվը՝

$$P_{eff} = g_J \sqrt{J(J+1)} : \quad (5.32)$$

Աղյուսակ IХ.2

Z	Տարր	4f-քաղանքի կազմությունը	p_{eff} . սես.	p_{eff} . Վիրծ.
57	La	4f ⁰	0,00	ηիսամագն.
58	Ce	4f ¹	2,54	2,4
59	Pr	4f ²	3,58	3,5
60	Nd	4f ³	3,62	3,5
61	Pm	4f ⁴	2,68	—
62	Sm	4f ⁵	0,84	1,5
63	Eu	4f ⁶	0,00	3,4
64	Gd	4f ⁷	7,94	8,0
65	Tb	4f ⁸	9,72	9,5
66	Dy	4f ⁹	10,63	10,6
67	Ho	4f ¹⁰	10,60	10,4
68	Er	4f ¹¹	9,59	9,5
69	Tm	4f ¹²	7,57	7,3
70	Yb	4f ¹³	4,54	4,3
71	Lu	4f ¹⁴	0,00	ηիսամագն.

Ապյուսակ IХ.2-ում բնրված են p_{eff} -ի արժեքները չլրացված 4f էլեկտրոնային թաղանքով հազվագյուտ հողային տարրերի եռարժեք իոնների համար, որոնք որոշվել են (5.32) բանաձևով (p_{eff} , աև.) և ստացվել են վորդից՝ Կյուրիխի հաստատունի չափումներից և (5.31) բանաձևից (p_{eff} , փորձ.): Փորձի և անսուրյան համընկնումը (բացի Eu^{3+} -ից և Sm^{3+} -ից) բույլ է տալիս Լեզակացնելու, որ շրջապատը զգրծնականորեն չի ազդում 4f բաղանքի լեզուրունների վրա: Բանս այն է, որ 4f բաղանքը գտնվում է իօնի «խորքում» (նրա շառավիղը մոտ 0,3 Å է) և Լեզանավորված է շրջապատի ազդեցուրյունից $5s^2$ և $5p^6$ լրացված լեզուրունային բաղանքներով: Eu^{3+} և Sm^{3+} իոնների մոա դիսպոզ զգալի շեղումները անսուրյունից հետևանք են այն բանի, որ տրված L -ի և S -ի, այսինքն՝ տրված մուլտիպլետի համար տարրեր (իմնականում վիորը) J -երով մակարդակների միջև ներավորությունը՝ $|\Delta E_{J,J\pm 1}| \sim k_B T$ սենյակային չերմասափճաններում, այնինչ Կյուրիխի օրենքը ստացված է $|\Delta E_{J,J\pm 1}| >> k_B T$ նմբաղրության դեպքում:

Այլ է իրադրությունը անցումային մետաղների, օրինակ՝ երկաթի խմբի խմնների համար: Թեև երանց համար նույնպես սևողի ունի Կյուրիխի օրենքը, սակայն փորձին ավելի մուս ևն p_{eff} -ի այն արժեքները, որոնք որոշվում են ըստ $p_{eff} = \sqrt{S(S+1)}$ բանաձևի, այսինքն՝ կարծես ուղեծրային L մոմենտն ընդհանրապես բացակայում է: Այս փաստը հայտնի է, որպես ուղեծրային մոմենտի «ասաւեցում», որն ավելի բնդիանուր երևույթի՝ բյուրեղական ներքին լեզուրական դաշտում եներգիական մակարդակների ճեղքման մասնավոր դրաւերումն է: Ի տարբերակյուն 4f լեզուրանների, երկաթի խմնի 3d բաղանքը փաստորեն «ամենադրսինն» է, ուստի և առավել ենրակա բյուրեղական անհամասեռ դաշտի ներգործությանը: Բյուրեղական դաշտի ազդեցուրյան տակ խախտվում է կապը L և S վեկտորների միջև, ուստի վիճակներն այլև չի կարելի դասակարգել ըստ J -ի արժեքների: Բացի այդ, բյուրեղական դաշտը մասնակիութեան կամ լրիվ վերացնում է աստմի՝ տրված L -վիճակի (2L + 1)-պատիկ այլամերվածությունն ըստ L_z -ի:

Ինչպես՞ս հասկանալ մոմենտի «ասաւեցման» երևույթը:

Կենտրոնախամաշափ դաշտում (օրինակ՝ միջուկի կուլոնյան դաշտում)

դասական ուղևծրի հարթությունը տարածության մեջ սևեռված L , ուստի մոմենտի բոլոր բաղադրիչները՝ L_x , L_y , L_z -ը, պահպանվում են: Քվանտային մեխանիկայում այս դեպքում պահպանվում են L^2 -ն և L_z -ը: Եթե դաշտը կենտրոնահամաշափ չէ, ապա ուղևծրի հարթությունը տարածության մեջ պատվում է, մոմենտի բաղադրիչներն այլև հաստատուն չեն մնում և կարող են միշտ հաշվով գրություն ունենալ: Չնայած $L^2 \neq 0$, սակայն գրությունը նաև L_z -ի միշտնությունը և բանի որ մազնիսական մոմենտի z բաղադրիչը, համաձայն (2.11) առնչության, համեմատական է L_z -ին, ապա գրությունը նաև առնելի է:

§6. Սպինային պարամագնիսականություն

Ենկատրունների ուղևծրային շարժումով պայմանավորված մազնիսացվածությունը որոշելիս ննքաղը կաց, որ կենկարունները չունեն սեփական մազնիսական մոմենտ:

Այժմ պարզենք կենկարունի սեփական մազնիսական մոմենտի ներդրումը կենկարունային գագի մազնիսացվածության մեջ: Կենքաղը կաց, որ կենկարունի ուղևծրային շարժումը չի ազդում կենկարունի սեփական մազնիսական մոմենտի վրա, այսինքն՝ հաշվի չենք առնի սպին-ուղևծրային վիճակությունը:

Հանի որ կենկարունն ունի սեփական մազնիսական մոմենտ՝ μ_B , ապա դասական վիճակագրության շրջանակներում կենկարունների համակարգի մազնիսացվածությունը կարելի է հաշվել Կյորիի օրենքով, (5.26) բանաձևում տևղաղը կազմով $J = S = 1/2$, $g_J = 2$:

$$M = \frac{\eta \mu_B^2}{k_B T} H, \quad \chi = \frac{\eta \mu_B^2}{k_B T}: \quad (6.1)$$

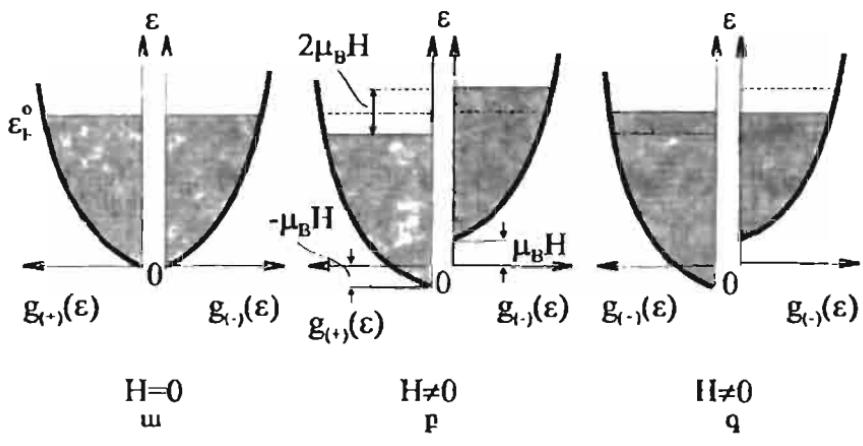
Սակայն, ինչպես ցույց է տալիս Վործը, մետաղների մեծամասնության մազնիսական ընկալունակությունը կախված չէ ջերմաստիճանից, իսկ նրա մեծությունը սենյակային ջերմաստիճաններում մոտ 100 անգամ փոքր է (6.1) բանաձևից ստացվող արժեքից: Վ. Պաուլին ցույց տվեց, որ փորձի

Իետ հսմընկնող արդյունքներ կարելի է ստանալ, եթե էլեկտրոնային գազը նկարագրվի Ֆերմի-Դիրակի բաշխումով:

Արաւաքին մազմիսական դաշտի բացակայությամբ էլեկտրոնային գազի արլյունարար մազմիսական մոմենտը $T = 0\text{K}$ -ում հավասար է զրոյի, բանի որ կան նույն բվով և հակառակ ուղղություններով սպիներ: Որևէ ուղղության զուգահեռ (+) և հակազուգաելու (-) սպիներով վիճակների խառություններն իրար հավասար են (նկ. IX.11, ա):

$$g_+(\varepsilon) = g_-(\varepsilon) = \frac{1}{2}g(\varepsilon), \quad (6.2)$$

որտեղ $g(\varepsilon)$ -ն վիճակների խտության լրիվ ֆունկցիան է:



Նկ. IX.11

Եթե $H \neq 0$, ապա, սեփական մազմիսական մոմենտի էներգիայի $W = -\mu_z H$ արտահայտության եամածայն, H -ին զուգահեռ սպինի ($\mu_z = \mu_B$) էներգիան փոքրանում է $\mu_B H$ -ով, իսկ հակազուգահեռ սպինի ($\mu_z = -\mu_B$) էներգիան՝ մեծանում $\mu_B H$ -ով: Տեղի է ունենում (+) և (-) վիճակների էներգիական մակարդակների իրար նկասումամբ $2\mu_B H$ տեղաշարժ (նկ. IX.11, թ), որի դեպքում (+) և (-) վիճակների միատևսակ լրացումն այլև չի համապատասխանում համակարգի նվազագույն էներգիային: Հավասարակշռության վիճակին անցնելիս (-) սպիներով էլեկտրոնների

որոշ մասը գրադեցնում է ավելի վտրք էներգիա ունեցող և ազատ (+) վիճակները, որի հետևանքով համակարգի լրիվ էներգիան փորբանում է, և համակարգը ծեռք է բերում գրայից տարբեր մազնիսական մոմենտ (Եկ. IX.11, զ): Գնահատումների համաձայն, վորդում սստացվող ամենաուժեղ մազնիսական դաշտերում $\mu_B H \ll \varepsilon_F$, ուստի $\mu_B H$ տիրույթում $g_{\pm}(\varepsilon)$ ֆունկցիաների վորքը վորպիշտությունները կարելի է հաշվի չառնել և (+) և (-) սպիներով էլեկտրոնների լսաւությունների վորպիշտությունների համար զրել:

$$\delta n_{\pm} \approx \pm g_{\pm}(\varepsilon_F) \mu_B H : \quad (6.3)$$

Համակարգի մազնիսացվածության համար (6.3) առնչությունների օգնությամբ կստանանք՝

$$\begin{aligned} M &= \mu_B \delta n_+ + (-\mu_B) \delta n_- = \mu_B (\delta n_+ - \delta n_-) = \\ &= \mu_B^2 H [g_+(\varepsilon_F) + g_-(\varepsilon_F)] = \mu_B^2 g(\varepsilon_F) H : \end{aligned} \quad (6.4)$$

Նկատի ունենալով վիճակների խտության (VII.3.28) արտահայտությունը, (6.4) առնչությունից էլեկտրոնային գազի մազնիսական ընկալունակության համար կստանանք (Վ. Պատլի, 1927թ.)՝

$$\chi = \mu_B^2 g(\varepsilon_F) = \frac{3n\mu_B^2}{2\varepsilon_F} : \quad (6.5)$$

Դժվար չէ համոզվել, որ այս բանաձևն անմիջականորեն ստացվում է (6.1) բանաձևից, եթե նրանում լրիվ կեկարունային կոնցենտրացիայի փոխարեն սեղադրենք «դասական» վարք ունեցող էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի (4.35) արտահայտությունը: Սենյակային ջերմաստիճաններում χ -ի փորձնական արժեքի մոտ 100 անգամ փոքրությունը (6.1) դասական արտահայտությունից ստացվող արժեքից պայմանավորված է հենց n_T և n կոնցենտրացիաների հարաբերությամբ, որը, համաձայն (4.35) առնչության, հավասար է

$$\frac{n_T}{n} = \frac{3k_B T}{2\varepsilon_F} = \frac{3}{2} \frac{T}{T_F} \sim \frac{10^2}{10^4} \sim 0,01 : \quad (6.6)$$

Այժմ ստանանք սպինային պարամազնիսական ընկալունակության արտահայտությունը ջերմաստիճանների ողջ տիրույթում:

Մազնիսական դաշտի ուղղությամբ ուղղված սպիներով Լեկարունների քիվը $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ աիրույրում որոշելու համար անհրաժեշտ է գտնել $g_+(\varepsilon)$ վիճակների խտության ֆունկցիան $H \neq 0$ դեպքում: (+) սպինով Լեկարունի իմսլուսր որոշվում է

$$p_+ = \left[2m(\varepsilon + \mu_B H) \right]^{1/2}, \quad \varepsilon \geq -\mu_B H \quad (6.7)$$

արտահայտությունից, ուսար վիճակների թվի համար կարող ենք գրել

$$\begin{aligned} g_+(\varepsilon) d\varepsilon &= \frac{4\pi p_+^2 d p_+}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{4\pi \cdot 2m(\varepsilon + \mu_B H) \cdot (2m)^{1/2}}{8\pi^3 \hbar^3 \cdot 2(\varepsilon + \mu_B H)^{1/2}} d\varepsilon = \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\varepsilon + \mu_B H)^{1/2} d\varepsilon = \frac{1}{2} g(\varepsilon + \mu_B H) d\varepsilon. \end{aligned} \quad (6.8)$$

այսինքն՝

$$g_+(\varepsilon) = \frac{1}{2} g(\varepsilon + \mu_B H), \quad \varepsilon \geq -\mu_B H : \quad (6.9)$$

Նույն ձևով (-) սպիներով վիճակների խտության ֆունկցիայի համար կարող ենք գրել՝

$$g_-(\varepsilon) = \frac{1}{2} g(\varepsilon - \mu_B H), \quad \varepsilon \geq \mu_B H : \quad (6.10)$$

(6.9) և (6.10) արտահայտությունների օգնությամբ (+) և (-) սպիներով Լեկարունների կոնցենտրացիաների համար կստանանք՝

$$n_+ = \int_{-\mu_B H}^{\infty} f(\varepsilon) g_+(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{2} \int_{-\mu_B H}^{\infty} f(\varepsilon) g(\varepsilon + \mu_B H) d\varepsilon = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(\varepsilon - \mu_B H) g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.11)$$

$$n_- = \int_{\mu_B H}^{\infty} f(\varepsilon) g_-(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{2} \int_{\mu_B H}^{\infty} f(\varepsilon) g(\varepsilon - \mu_B H) d\varepsilon = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(\varepsilon + \mu_B H) g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.12)$$

որտեղ $f(\varepsilon)$ -ն Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան է:

Համակարգի մազնիսական մոմենտը բոլոր Լեկարունների սեփական մազնիսական մոմենտների գումարն է՝

$$M = \mu_B(n_+ - n_-) = \frac{1}{2} \mu_B \int_0^\infty [f(\varepsilon - \mu_B H) - f(\varepsilon + \mu_B H)] g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.13)$$

իսկ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան հավասար է՝

$$n = n_+ + n_- = \frac{1}{2} \int_0^\infty [f(\varepsilon - \mu_B H) + f(\varepsilon + \mu_B H)] g(\varepsilon) d\varepsilon : \quad (6.14)$$

Վերջին արտահայտությունն անբացահայտորեն որոշում է համակարգի քիմիական դաշտի լարվածությունից, կամ առաջանական դաշտի լարվածության ֆունկցիայի և մազնիսական դաշտի լարվածության ֆունկցիայի:

$$\mu = \mu(T, n, H) : \quad (6.15)$$

(6.14) արտահայտության օգնությամբ պարզենք քիմայտենցիալի կախումը մազնիսական դաշտի լարվածությունից: Քանի որ $\mu_B H \ll \bar{\varepsilon}$ բնութագրական միջին էներգիայից, ապա (6.14) բանաձևում բաշխման ֆունկցիան կարելի է վերածնլ շարքի ըստ $\mu_B H$ «փոքր» պարամետրի՝

$$\begin{aligned} n &= \int_0^\infty f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon + (\mu_B H)^2 \int_0^\infty \frac{\partial^2 f}{\partial \varepsilon^2} g(\varepsilon) d\varepsilon + \dots = \\ &= \int_0^\infty f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon + O(\mu_B H)^2 : \end{aligned} \quad (6.16)$$

Այս արտահայտությունը $(\mu_B H / \bar{\varepsilon})^2$ կարգի անդամների ճշգրիտամբ համընկնում է $H = 0$ դեպքում գրված նորմավորման պայմանի հետ, ուստի քիմայտենցիալի համար կարող ենք նշված ճշտությամբ գրել՝

$$\mu(T, n, H) \approx \mu(T, n, 0) : \quad (6.17)$$

Մազնիսացվածության համար (6.13) արտահայտությունից ստացվում է՝

$$M = -\mu_B^2 H \int_0^\infty \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} g(\varepsilon) d\varepsilon \equiv \chi H , \quad (6.18)$$

որտեղից հետևում է ընկալունակության ընդհանուր բանաձևը՝

$$\chi = -\mu_B^2 \int_0^\infty \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} g(\varepsilon) d\varepsilon : \quad (6.19)$$

Մասնավորապես, եթե $T = 0\text{K}$,

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F) , \quad (6.20)$$

և (6.19) բանաձևից ստացվում է. (6.5) արտահայտությունը:

Ուժեղ այլասերված Լևկարոնային զագի դեպքում, եթե $k_B T \ll \varepsilon_F$, (6.19) ինտեգրալը մի անգամ մասերով ինտեգրելուց հետո բերվում է (VII.3.23) տեսքի, որտեղից

$$\chi = \mu_B^2 \left[g(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (k_B T)^2 \left(\frac{d^2 g}{d\varepsilon^2} \right)_\mu \right] : \quad (6.21)$$

χ -ի ջերմաստիճանային կախումը որոշելու համար պետք է նկաաի ունենալ նաև μ թիմապունենցիալի ջերմաստիճանային ուղղումը, որը սրվում է (VII.3.27) արտահայտությամբ: Արդյունքում կստանանք՝

$$g(\mu) \approx g(\varepsilon_F) + \left(\frac{dg}{d\varepsilon} \right)_{\varepsilon_F} (\mu - \varepsilon_F) = g(\varepsilon_F) + \frac{2g(\varepsilon_F)}{2\varepsilon_F} \left[-\frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2 \right], \quad (6.22)$$

$$\left(\frac{d^2 g}{d\varepsilon^2} \right)_\mu \approx \left(\frac{d^2 g}{d\varepsilon^2} \right)_{\varepsilon_F} = -\frac{g(\varepsilon_F)}{4\varepsilon_F^2} : \quad (6.23)$$

Տեղադրելով (6.22), (6.23) արտահայտությունները ընկալունակության (6.21) բանաձևում, կստանանք՝

$$\chi(T) = \mu_B^2 g(\varepsilon_F) \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2 \right] = \chi(0) \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2 \right], \quad (6.24)$$

որի համաձայն էլեկտրոնային զագի պարամագնիսական ընկալունակությունը գործնականում կախված չէ ջերմաստիճանից:

Եթե Լևկարոնային զագն այլասերված չլ, այն նկարագրվում է դասական (բոլցմանյան) բաշխումով՝

$$f(\varepsilon) = \exp \frac{\mu - \varepsilon}{k_B T} , \quad (6.25)$$

որի միջոցով (6.19) բանաձևից կստանանք՝

$$\chi = \frac{\mu_B^2}{k_B T} \int_0^\infty f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{n\mu_B^2}{k_B T} : \quad (6.26)$$

Վերջինս դասական արդյունքից՝ (5.10) բանաձևից, աւարտերվում է $1/3$ գործակցով, ինչը հետևանք է դաշտի ուղղության վրա էլեկտրոնի սպինի միայն երկու պրոյեկցիայի գոյության, ի տարրերություն դասական տեսության մեջ հնարավոր բոլոր պրոյեկցիաների, որոնք ընկած են $(-\mu_B, \mu_B)$ տիրություն։ Հարկ է նշել նաև, որ (6.26) բանաձևը համընկնում է (6.1) բանաձևի հետ, քանի որ վերջինս սահացվել է Կյուրիի օրենքից աւարածական բվանացման հաշվառմամբ։

Սպինային ընկալունակությունը զնահատելու համար (6.5) արտահայտության մեջ տևողաբերենք Ֆերմիի լեռգիայի $\hbar^2 k_F^2 / 2m$ և $\mu_B = e\hbar / 2mc$ արտահայտությունները.

$$\chi = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 a_0 k_F \approx 1,3 \cdot 10^{-6} a_0 k_F , \quad (6.27)$$

որտեղ $\alpha = e^2 / \hbar c \approx 1/137$ մեծությունը նույր կառուցվածքի հաստատունն է, $a_0 = \hbar^2 / me^2 \approx 0,53 \text{ \AA}$ ՝ բորի շառավիղը, k_F -ը՝ Ֆերմիի ալիքային թիվը։ Էլեկտրոնների մետաղական կոնցենտրացիաների համար $a_0 k_F \sim 1$ և $\chi \approx 10^{-6}$ ։ Այսպիսով, χ -ն ունի փոքր՝ դիամագնիսական ընկալության կարգի արժեքը, որը զգալի փոքր է խանների պարամագնիսական ընկալունակությունից։ Այս հանգամանքը պայմանավորված է ջերմային անկարգավորության նկատմամբ Պաուլիի սկզբունքի գերակայությամբ, որն ավելի արդյունավետ ծևով է ճնշում մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ նույն ուղղությամբ դասավորվելու սպինների ծավալումը։ Եթոք, մագնիսական դաշտի կողմնորոշիչ ազդեցության չափանիշը մագնիսական $\mu_B H$ լներգիայի և էլեկտրոնի $\bar{\varepsilon}$ միջին լեռգիայի հարաբերությունն է։ Դասական էլեկտրոնային զարում $\bar{\varepsilon} \sim k_B T$, իսկ այլասերված զարում $\bar{\varepsilon} \sim \varepsilon_F$, ուստի

$$\frac{\mu_B H}{\varepsilon_F} = \frac{\mu_B H}{k_B T} \cdot \frac{k_B T}{\varepsilon_F} = \frac{\mu_B H}{k_B T} \cdot \frac{T}{T_F} \ll \frac{\mu_B H}{k_B T} , \quad (6.28)$$

քանի որ $T \ll T_F$ ։

Էլեկտրոնային գազի ուղեծրային դիամագնիսական ընկալունակության (4.36) և սպինային պարամագնիսական ընկալունակության (6.5) արտահայտությունների միջև առնի ունի

$$\chi_d = -\frac{1}{3} \chi_s \quad (6.29)$$

կապը, որից հետևում է, որ Էլեկտրոնային գազի լրիվ ընկալունակությունը՝

$$\chi = \chi_s + \chi_d = \frac{2}{3} \chi_s = \frac{n \mu_B^2}{\varepsilon_F} > 0 , \quad (6.30)$$

այսինքն՝ ազատ Էլեկտրոնային գազը պարամագնիսական է:

Եթե ազատ Էլեկտրոնային գազի մոդելը կիրառենք, յինչպես դա սովորաբար արվում է, մետաղների նկատմամբ, ապա (6.30) արդյունքը համարժեք է այն պնդմանը, որ բոլոր (ոչ ֆեռոմագնիսական) մետաղները պետք է լինեն պարամագնիսներ: Սակայն հայտնի է, որ կան շատ մետաղներ, որոնք դիամագնիսներ են: Որակապես այս փաստը բացաբարվում է այն հանգամանքով, որ մետաղում (ավելի ճիշտ՝ բյուրեղի պարբերական դաշտում) գտնվող Լեկարոնի էներգիական սպեկտրը զգալիորեն տարբերվում է ազատ Էլեկտրոնի սպեկտրից (VIII.3): Մասնավորապես, դիսպերսիայի բառակրուսային օրևնքի դեպքում, ոչ մեծ իմպուլսների ախրույրամ Էլեկտրոնին վերագրվում է m^* արդյունարար զանգված, որը կարող է լավաս տարբերվել ազատ Էլեկտրոնի $m = 9,1 \cdot 10^{-28}$ գ զանգվածից: Ի տարբերություն սպինային պարամագնիսականության, որը որոշվում է ազատ Էլեկտրոնի m զանգվածով, ուղեծրային դիամագնիսականությունը որոշվում է m^* զանգվածով, ուստի նրանում Բորի մագնետոնի փոխարեն պետք է ներմուծել Բորի «արդյունարար» մագնետոնը՝

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} \rightarrow \mu_B^* = \frac{e\hbar}{2m^*c} = \mu_B \frac{m}{m^*} : \quad (6.31)$$

Էլեկտրոնային գազի լրիվ ընկալունակության համար կստանանք՝

$$\chi = \chi_s + \chi_d = \frac{3n\mu_B^2}{2\varepsilon_F} - \frac{n\mu_B^{*2}}{2\varepsilon_F^0} = \chi_s \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{m}{m^*} \right)^2 \right] : \quad (6.32)$$

Եթե $m^* < m/\sqrt{3}$, ապա լրիվ ընկալունակությունը՝ $\chi < 0$, և Էլեկտրոնային

զագը դիամագնիսական է, հակառակ՝ $m^* > m/\sqrt{3}$ դեպքում այն պարա-
մագնիսական է:

Դիամագնիսական բնկալունակությունը համեմատաբար մեծ արժեք-
ներ և բնդունում որոշ կիսահաղորդիչներում, որոնք բնութագրվում են վորոր
 $m^* \leq 0,1m$ կարգի արդյունարար գանգվածներով:

§7. Մագնիսական կարգավորվածություն

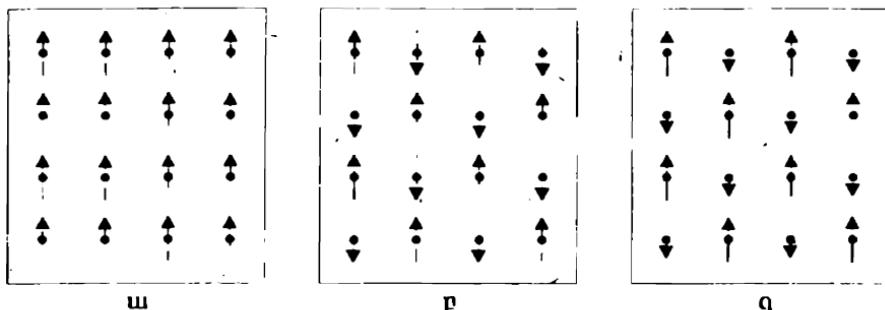
Պարամագնիսական նյութերում, մասնավորապես՝ այնու պարամագ-
նիսներում, արտաքին մագնիսական դաշտում ծևոք բերված մագնիսական
մոմենտը՝ մագնիսացվածաթյունը, պայմանավորված է արագին դաշտի
ուղղությունը և ջերմային շարժման քառայնաթյունը բնութագրող Լենգիսիա-
ների՝ $\mu_B H$ -ի և $k_B T$ -ի հարաբերակցությամբ: Բյուրեղական ցանցի հան-
գույցում տեղայնացված մասնիկին բաժին բնկնող միջին մագնիսական
մոմենտը տրվում է (5.19) բանաձևով, որի համաձայն $H = 0$ դեպքում, ցան-
կացած ջերմասահճանում միջին մագնիսական մոմենտը հավասար է զրոյի
(նյութի պարամագնիսական վիճակ):

Որոշ պինդ մարմիններում, որոշակի ջերմասահճանից ցածր ջերմաս-
տիճանային տիրույթում, մեկ մասնիկին բաժին բնկնող մագնիսական մո-
մենտը կարող է զրոյից տարբերվել նաև արտաքին մագնիսական դաշտի
բացակայությամբ: Այդպիսի պինդ մարմիններն ընդունված են անվանել
մագնիսակարգավորված:

Զրոյից տարբեր, տեղայնացված մագնիսական մոմենտները կարող
են փոխել կամ չփոխել մարմնի մագնիսացվածությունը: Եթե մագնիսական
մոմենտները փոխում են մագնիսացվածությունը, ապա միկրոսկոպական
մակարդակի վրա գոյություն ունեցող մագնիսական կարգավորվածությու-
նը, անգամ արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայությամբ, ի հայտ է
գալիս մակրոսկոպական մագնիսացվածության ծավալ, որը կոչվում է ինքնա-
բերական (սպանտան) մագնիսացվածություն: Այդպիսի կարգավորված վի-
ճակն ընդունված է անվանել ֆեռոմագնիսական (նկ. IX.12, ա):

Եթե միկրոսկոպական մակարդակի վրա գոյություն ունեցող կարգա-
վորվածությունը չի բերում մակրոսկոպական մագնիսական մոմենտի առա-

զացման, այսինքն՝ առանձին, գլուխից աւարբեր մազնիսական մոմենտների գումարը հավասար է զրոյի, ապա՝ այդպիսի մազնիսակարգավորված վիճակն ընդունված է անվանել հակաֆեռոմազնիսական (նկ. IX.12, բ):



Նկ. IX.12

Պարզագույն ֆեռոմազնիսական նյութերում բոլոր աեղայնացված մազնիսական մոմենտներն ունեն միևնույն մեծությունը և նույն միջին ուղղությունը, իսկ հակաֆեռոմազնիսական նյութերում մազնիսական նոմենաները կազմում են միևնույն կառուցվածքն ունեցող և իրար մեջ ներդրված մազնիսական ենթացանցեր: Յուրաքանչյուր ենթացանցում բոլոր մազնիսական մոմենտները և նրանց ուղղությունները նույնն են, սակայն ենթացանցերի գումարային մազնիսական մոմենտներն իրար հավասար են և ուղղված են եակառակ, այնպէս որ լրիվ (մազնիսական ենթացանցերի գումար) մազնիսական մոմենտնար հավասար է զրոյի:

Եթե ենթացանցերի մազնիսական մոմենտներն ինների կամ նրանց ըվի տարբերության հետևանքով իրար հավասար չեն, ընդ որում նրանց տարբերությունն առանձին մազնիսական ենթացանցների մոմենտների կարգի է, ապա այդպիսի մազնիսակարգավորված վիճակն ընդունված է անվանել ֆեռիմազնիսական (նկ. IX.12, գ. ընդունված է նաև «զհամակշոված հակաֆեռոմազնիսականություն» անվանումը):

Որոշ նյութեր, հակաֆեռոմազնիսականությամբ օժաված լինելով հանդերձ, ունեն ինքնարերական մազնիսական մոմենտ, որը կազմում է առանձին մազնիսական ենթացանցի մազնիսացվածության $10^{-3} \div 10^{-2}$ մասը: Այսպիսի ինքնարերական մոմենտը պայմանավորված է որոշակի պայ-

մանմերում ենթացանցերի մագնիսական մոմենտների խփառ հակազուգահեռության խախառումով: Այս նյութերն ընդունված է անվանել թույլ ֆեռոմագնիսական:

Ֆեղիմագնիսականությունը կարելի է դիաել որպես մագնիսական կարգավորվածության ամենաընդհանուր վիճակ, որը բնութագրվում է երկու և ավելի մագնիսական և նրացանցերի գոյությամբ:

Մագնիսակարգավորված մնատաղների համար ստեղայնացված մագնիսական մոմենտի գաղափարը կիրաւելի չէ, ուստի նրանց դասակարգումն ըստ մագնիսական հատկությունների կատարվում է սպիտակին խտության ֆունկցիայի միջոցով:

$$s_z(r) = \frac{1}{2} [n_{\uparrow}(r) - n_{\downarrow}(r)], \quad (7.1)$$

որը որոշված է յուրաքանչյուր կեսում կամայական z -ուղղության համար: $n_{\uparrow}(r)$ -ով և $n_{\downarrow}(r)$ -ով նշանակված են տարբեր սպիտակին ($\uparrow\downarrow$) վիճակներում գտնվող էլեկտրոնների լուսցենտրացիաները:

Մագնիսակարգավորված վիճակում $s_z(r) \neq 0$: Ֆեռոմագնիսական մեսաղում գրայից տարբեր է նաև $\int d\tau s_z(r)$ ինտեգրալը, իսկ հակաֆեռոմագնիսական մեսաղում այդ ինտեգրալը ցանկացած z -ուղղությամբ հավասար է զրոյի:

Աղյուսակ IX.3

Նյութ	T_c (K)	M_0 (Գս)	Նյութ	T_c (K)	M_0 (Գս)
Fe	1043	1752	Au₂MnAl	200	323
Co	1388	1446	Cu₂MnAl	630	726
Ni	627	510	Cu₂MnIn	500	613
Gd	293	1980	EuO	77	1910
Dy	85	3000	EuS	16,5	1184
CrBr₃	37	270	MnAs	318	870
MnBi	670	675	GdCl₃	2,2	550

Մագնիսակարգավորված վիճակում մագնիսացվածությունը (ֆեռո- և ֆեղմագնիսներում) կամ ենթացանցերի մագնիսական մոմենտները (հակաֆե-

ոռմտգնիսմերում) ամենամեծ արժեքը՝ M_0 , ունեն $T = 0\text{K}$ ջերմասահճանում և ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց, որպես կանոն, նվազում էն, դասնալով զրո որոշակի ջերմաստիճանում:

Աղյուսակ IX.4

Աղյուսակ IX.5

Նյութ	$T_N(\text{K})$	Նյութ	$T_A(\text{K})$
MnO	122	KCoF₃	125
FeO	198	MnF₂	67.34
CoO	291	FeF₂	78.4
NiO	600	CoF₂	37.7
KFeF₃	115	VS	1040
KMnF₃	88.3	Cr	311

Նյութ	$T_c(\text{K})$	$M_0(\text{Tb})$
Fe₃O₄	858	510
CoFe₂O₄	793	475
NiFe₂O₄	858	300
CuFe₂O₄	728	160
MnFe₂O₄	573	560
Y₃Fe₅O₁₂	560	195

Ֆեռո- և ֆերմագնիսական նյութերում այդ ջերմաստիճանն բնդունված է անվանել Կյուրիի ջերմաստիճան (Կյուրիի կես): T_c , իսկ հակասֆեռոմագնիսական նյութերում՝ Նեելի ջերմաստիճան՝ T_N : T_c կամ T_N ջերմաստիճանից բարձր ջերմաստիճաններում մագնիսակարգավորված նյութն անցնում է պարանագնիսական վիճակի: IX.3, IX.4, IX.5 աղյուսակներում բերված են համապատասխանաբար ֆեռո-, հակաֆեռո- և ֆերմագնիսական որոշ նյութերի T_c և T_N ջերմաստիճանները և առավելագույն խնդնաբերական մագնիսացվուծության արժեքները:

Մագնիսակարգավորված վիճակում ($T \leq T_c$) խնդնաբերական մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախումը նկարագրվում է

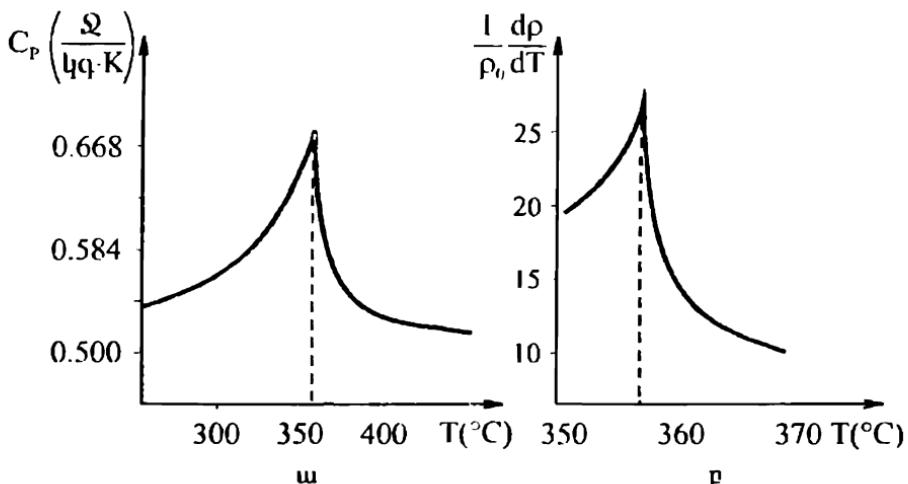
$$M(T) \sim (T_c - T)^\beta \quad (7.2)$$

աստիճանային օրենքով, որտեղ β տարրեր ֆեռոմագնիսների համար, համաձայն վործից ստացվող արդյունքների, $0,33 \leq \beta \leq 0,37$: T_c բնութագրական ջերմաստիճանին պարանագնիսական տիրույթից մոտենալիս ($T \geq T_c, T \rightarrow T_c$) ֆեռոմագնիսի ընկալունակությունն աճում է

$$\chi(T) \sim (T - T_c)^\gamma \quad (7.3)$$

օրենքով: Փորձի համաձայն, տարրեր նմուշների համար $1,2 \leq \gamma \leq 1,7$:

Հակաֆիսումագնիսական նյութերում $\chi(T)$ -ն բնդունում է սուսալելացույն (վերջավոր) արժեքը $T^* \geq T_c$ կետում, իսկ T_c անցումային կետում առավելագույնն է $\chi'(T)$ ածանցյալը:



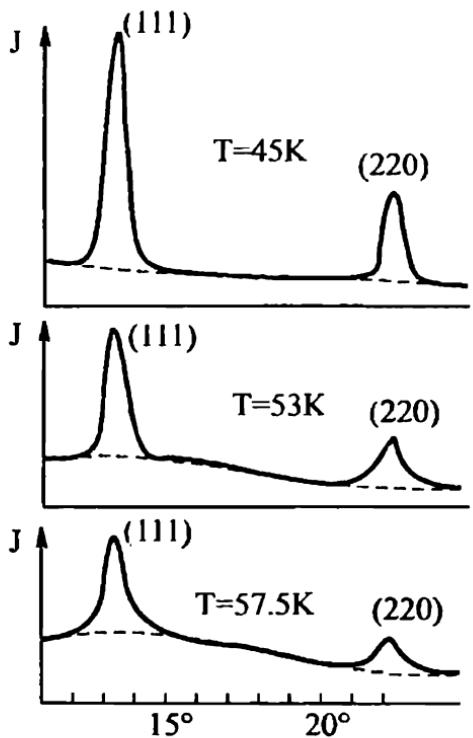
Նկ. IX.13

Հարկ է նշել, որ $T \approx T_c$ կետում մագնիսակարգավորված նյութերի ոչ միայն մագնիսական, այլ բոլոր ֆիզիկական բնութագրերն ունեն այսպիս կոչված ֆեռոմագնիսական շեղումներ (անոմալիաներ). որոնցով և այս նյութերը տարրերվում են թույլ մագնիսական նյութերից:

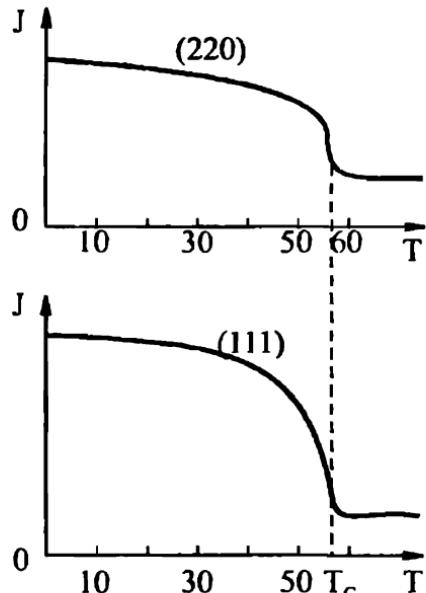
Ֆեռոմագնիսական շեղումների առկայությունը թույլ է տալիս բավականաչափ մեծ հշառությամբ նյութի ոչ մագնիսական բնութագրերից որոշել անցումային ջերմաստիճանը: Նկ. IX.13-ում պատկերված են նիկելի ջերմունակության (ω) և տևակարար դիմադրության ջերմաստիճանային գործակցի (ρ) ջերմաստիճանային կախումները, որոնցից երևում են $T \approx T_c$ կետում ֆեռոմագնիսական շեղումները:

Մագնիսակարգավորված նյութերի կառուցվածքային ուսումնասիրության լավագույն միջոցը մագնիսական նեյտրոնակրությունն է, որն ուսումնասիրում է մագնիսակարգավորված նյութերում դանդաղ նեյտրոնների ցրման օրինաչափությունները: Քանի որ նեյտրոնն ունի մագնիսական մո-

մենա ($\mu_n = -1.91 \mu_B$), ապա, բացի բրեզյան մարսիմումներից, որտնք պայմանավորված են աստղային միջուկների վրա նեյտրոնների ցրումով և առկա են նաև մագնիսական կարգավորվածությունից գուրկ բյուրեղներում, առաջանում են լացուցիչ մաքսիմումներ, որոնք պայմանավորված են նեյտրոնների մագնիսական մոմենտների և էլեկտրոնային սպինների փոխազդեցությամբ: Ընդունին, այդ լացուցիչ (մագնիսական) մաքսիմումները հեշտացնելու ամենահաճախ տարրերի վեհական մաքսիմումներից, քանի որ ջերմասավաճանի աճին գուգրներաց նրանց ինտենսիվությունը նվազում է և $T \geq T_c$ տիրույթում՝ դանում գրության մագնիսական մաքսիմումները փոփոխվում են նաև արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ:



Նկ. IX.14



Նկ. IX.15

Նկ. IX.14-ում պատկերված է նեյտրոնների գրման բրեզյան (111) և (220) մաքսիմումների J ինտենսիվության փոփոխությունը՝ կախված չերմասահիճանից հակաֆլուսնազնիական նյութում (մանգանի վանադին՝ MnV_2O_4 , $T_N = 56K$), իսկ նկ. IX.15-ում՝ այդ գծերի ինտենսիվությունների չերմասահիճանային կախման կորերը: Խիշպես երեսում է գծագրերից, եթե $T > T_N$, մաքսիմումների ինտենսիվությունը զործնականորեն կախված չէ չերմասահիճանից:

§8. Ֆեռոմագնիսականություն

Խելառմագնիսական վիճակի հիմնական տառանձնահակուրյունը առանց արագացքի դաշտի վերջավոր ինքնարկական մագնիսակուն մոմենտի (հազեցման մագնիսացվածության) գոյությունն $0 \leq I \leq T_c$ չերմասահիճանային տիրույթում:

Խելքնարերական մագնիսացվածության գոյարյունը ֆեռոմագնիսներում երեսությաբանորեն բացատրվել է Պ.Վեյսի կողմից 1907թ.: Համաձայն Վեյսի վարկածի, ֆեռոմագնիսական վիճակում զանկող բյուրեղում մագնիսական մոմենտների միջև գործում է արյունարար վիլյագրեցուրյուն, որը սահպում է բոլոր մոմենտներին ուղղվել իրար զանգահետ և միևնույն ուղղությամբ: Այդ վիլյագրեցուրյանը համապատասխանության մեջ է դրվում ներքին արդյունարար մագնիսական դաշտ՝ H_E (ոնդունված և նաև «Այսի դաշտ», «մողեկուային միջին դաշտ» և «վոլյուսակային դաշտ» անվանումները): Ներքին H_E դաշտը կողմնորոշիչ ազդեցուրյուն է ունենում մագնիսական մոմենտների չերմային շարժման վրա, բերելով գումարային մագնիսական մոմենտի առաջացման:

Ըստ միջին դաշտի մուսավորության, արդյունարար ներքին դաշտը համեմատական է նմուշի մագնիսացվածությանը՝

$$H_E = \lambda M, \quad (8.1)$$

որտեղ λ մեծությունը կոչվում է մոլեկուլային դաշտի կամ Վեյսի հաստատում և կախված չէ չերմասահիճանից: (8.1) բանաձևում M մագնիսացվածությունը համապատասխանում է H_E դաշտում և T չերմասահիճանում չերմային ხավասարակշռության վիճակին:

Ներդին մագնիսական դաշտի լարվածությունը կարելի է գնահատել, իբրաք հակասարեցնելով H_E դաշտում մագնիսական մոմենտի առավելագույն և երգիշան և T_c ջերմաստիճանում մեկ մագնիսական մոմենտին բաժին ընկնող ջերմային էներգիան:

$$g_J \mu_B J H_E (T = 0\text{K}) \sim k_B T_c : \quad (8.2)$$

Երկարի համար ($J \approx S = 1$, $g_J \approx 2$, $T_c \approx 10^3 \text{ K}$) կատարված զնահատման համաձայն $H_E \approx 7 \cdot 10^6 \text{ Г.ս.}$ Համապատասխան համար նշենք, որ ցանցի հաստատունի կարգի ($a \sim 2 \div 3 \text{ Å}$) հեռավորության վրա մագնիսական մոմենտի ստեղծած դիսլոյային դաշտի լարվածությունը՝

$$H_d \sim \frac{\mu_B}{a^3} \sim 10^3 \text{ Г.ս.}$$

Կարգի մեծությունն է՝ առնվազն 1000 անգամ վերքը H_E դաշտի լարվածությունից:

Կատարված զնահատմաններից ակնհայտորեն բխում է, որ H_E ներքին դաշտը չի կարող լինել մագնիսական դիսլոյային վոլյուության արդյունք: Եթե այն իր ծագումով պայմանավորված լիներ մագնիսական դիսլոյային վոլյուությամբ, ապա ֆեռոմագնիսական կարգավորվածությունը, համաձայն (8.2) առնչության և արված զնահատականի, կանոնավոր

$$T_c^* \sim \frac{\mu_B H_d}{k_B} \approx \frac{\mu_B H_E}{k_B} \cdot \frac{H_d}{H_E} = T_c \frac{H_d}{H_E} \sim 10^{-3} T_c \sim 1 \text{ K}$$

Կարգի ջերմաստիճաններում: Այսպիսով, ներքին մագնիսական դաշտի գոյությունը պայմանավորված է ոչ մագնիսական բնույթի վոլյուությամբ:

Այժմ ծանորանանք ֆեռոմագնիսական վիճակի երևարանական տեսարյանը, առանց պարզեցն ներքին արդյունարար դաշտի ծագման պատճառը, որը հնարավոր և բացարեկ միայն քանտային տեսության շրջանակներում:

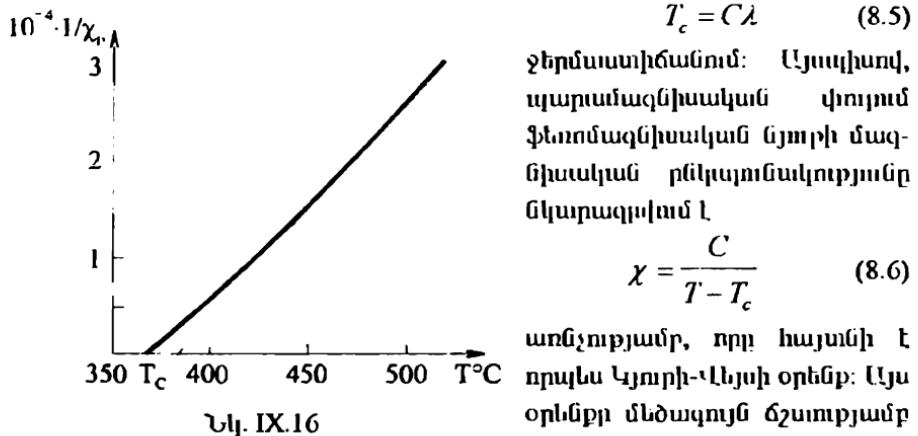
Եթե ֆեռոմագնիսական նյութը գտնվում է պարամագնիսական վուլում $T > T_c$, ապա, համաձայն Կյուրիի օրենքի (սկս (5.10) բանաձևի)

$$M = \chi_p \cdot H_0 = \frac{C}{T} (H + H_E) = \frac{C}{T} (H + \lambda M), \quad (8.3)$$

որտեղ C -ն ւյուրիի հաստատունն է, խոկ H -ը՝ արաւաքին մազնիսական դաշտի լարվածությունը: Նկատ ունենալով մազնիսական բնկալունակության սահմանամբ, (8.3) հավասարումից կստանանք՝

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - C\lambda} : \quad (8.4)$$

Այս առնչության համաձայն, $H = 0$ դեպքում գրոյից տարրեր մազնիսացվածություն ($M \neq 0$) ի հայտ է գալիս ւյուրիի կետում՝



$$T_c = C\lambda \quad (8.5)$$

Չերմաստիճանում: Այսպիսով, պարամագնիսական փուլում ֆեռոմազնիսական նյուրի մազնիսական բնկալունակությանը նկարագրված է

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (8.6)$$

առնչությամբ, որի հայտնի է որպես Կյուրի-Վեյսի օրենք: Այս օրենքը մեծագոյն ճշությամբ աւելի ունի $T > T_c$ չերմաստի-

ճամներում, սակայն եթե $T \rightarrow T_c$, $\chi(T)$ -ն արգում է (7.3) օրենքով: Նկ. IX.16-ում պատկերված է միավոր գանգվածի բնկալունակության հոսկադարձ մեծության ջերմաստիճանային կախման կորը նիկելի համար, խակ կետագծերով պատկերված է բարձրցերմաստիճանային ափրուքից կատարված արտամուտը:

Օգսվելով (8.5) առնչությունից և Կյուրիի հաստատունի (5.28) արաւահայառությունից, մոդելուային դաշտի հաստատունի համար կստանանք՝

$$\lambda = \frac{T_c}{C} = \frac{3k_B T_c}{ng_J^2 \mu_B^2 J(J+1)} = \frac{3k_B T_c \bar{\mu}}{\rho N_A g_J^2 \mu_B^2 J(J+1)} : \quad (8.7)$$

Երկարի համար ($T_c \approx 10^3 \text{ K}$, $\bar{\mu} \approx 56 \text{ q/մոլ}$, $\rho \approx 7.8 \text{ q/սմ}^3$, $g_J \approx 2$, $J \approx S = 1$) կատարված գնահատման համաձայն, $\lambda \approx 5000$: Ուսակ, օգտվելով Այսուսակ IX.3-ում բերված երկարի հազեցման մազնիսացվածության

$M_0 \approx 1750$ Գմ արժեքից, (8.1) առնչությունից կստանանք $H_E \approx \lambda \cdot M \sim 9 \cdot 10^6$ ԴԱ, ինչը բնականաբար, համրմենում է (8.2) առնչությունից ստացված գնահատականի հետ:

Այժմ որոշենք ֆեռոմագնիսի մազնիսացվածության կախումը չերմաստիճանից և արտաքին մազնիսական դաշտի լարվածությունից:

Օգսվենք պարամագնիսական նյութի մազնիսական մոմենտի (5.18) արտահայտությունից, նրանում H -ի փոխարևն աւեղադրելով լրիվ դաշտի $H + H_E = H + \lambda M$ արտահայտությունը: Արդյունքում ստուգվում է տրամացենդենտ հավասարում մազնիսացվածությունը որոշելու համար՝

$$M = M_{S0} B_J \left[\frac{g_J \mu_B J (H + \lambda M)}{k_B T} \right], \quad (8.8)$$

որտեղ $M_{S0} = n g_J \mu_B J$ հազերման մազնիսացվածությունը համապատասխանում է բոլոր մազնիսական մոմենտների՝ գուգահեռ և միևնույն կողմն ուղղվածությանը, $B_J(x)$ -ը (Ω դիմումների ֆունկցիան) է (անս (5.19) բանաձևը):

Անցնենք նոր փոփոխականի, նշանակելով

$$\alpha = \frac{g_J \mu_B J}{k_B T} (H + \lambda M) = \frac{\mu}{k_B T} (H + \lambda M), \quad (8.9)$$

որտեղ $\mu = g_J \mu_B J$ -ն մեկ մասնիկի մազնիսական մոմենտն է: (8.8) հավասարումն ընդունում է

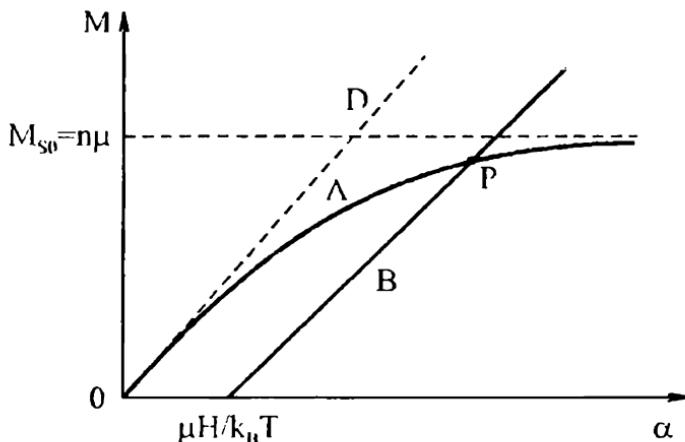
$$M = n \mu B_J(\alpha) \quad (8.10)$$

անսարք: (8.9) կապից նույնպես M -ն արտահայտենք α -ով՝

$$M = \frac{k_B T}{\lambda \mu} \alpha - \frac{H}{\lambda}; \quad (8.11)$$

Այսպիսով, (8.8) հավասարման լուծումը հավասարագոր է (8.10) և (8.11) հավասարումների համատեղ լուծմանը, երբ որպես անկախ փոփոխական է ծառայում α -ն:

Պատկերենք (8.10) և (8.11) հավասարումները (M, α) հարթության վրա (Ըն. IX.17, A կորը տրվում է (8.10), իսկ B ուղղութը (8.11) հավասարումով): A և B կորերի հատման P լինտի կորդիմատները (8.10) և (8.11) հավասարումների համակարգի լուծումներն են:



Նկ. IX.17

1. Ընթարկեանք նախ $H = 0$ դեպքու և որոշենք ինքնարերական մազնիսացվածության ջերմաստիճանային կախումը: Այս դեպքում B ուղղությանցնում L Օ կետով:

ա) Ցածր ջերմաստիճաններ՝ $\alpha \gg 1$:

Եթե $T \rightarrow 0K$, A և B կորինքի հատման P կետը անդաշարժվում է դեպի $\alpha = 1$ մեծ արժեքների տիրույթ, իսկ մազնիսացվածությունը ծգաւում է իր սահմանային M_{s0} արժեքին: Օգտվելով Բրիլյունի ֆունկցիայի՝ արգումենտի մեծ արժեքների համար (5.21) Վերլուծությունից և նրանում անդադեկով λ հասաւությունի (8.7) արտահայտությունը, կստանանք ինքնարերական մազնիսացվածության ջերմաստիճանային կախումը՝

$$M \approx M_{s0} \left[1 - \frac{1}{J} \exp \left(-\frac{3}{J+1} \cdot \frac{T_c}{T} \right) \right]: \quad (8.12)$$

Ստացված արտահայտությունը ճշշտ չի նկարագրում մազնիսացվածության ջերմաստիճանային վարքը $T \rightarrow 0K$ ափություն (տես §12):

բ) Բարձր ջերմաստիճաններ՝ $\alpha \ll 1$:

Զերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց B կորի թերությունն աճում է, և հատման P կետը տեղաշարժվում է դեպի վարք արգումենտների տիրույթ: Եթե B ուղիղը համրնկանում L Ա կորին կորոդինատների սկզբնակետում տարված շոշափողի հետ Օ(Օ), P կետը համրնկանում է Օ կետի հետ:

ինչը համապատասխանում է $M = 0$ վիճակին: $\alpha = 0$ կետում A և B կորերի ածանցյալների հավասարության պայմանից (5.25) վերլուծության միջոցով կստանանք՝

$$\left(\frac{dM}{d\alpha} \right)_{\alpha=0} = \frac{k_B T_0}{\lambda \mu} = n \mu B'_J(\alpha) \Big|_{\alpha=0} = \frac{J+1}{3J} n \mu : \quad (8.13)$$

Այս առնչությունը որոշում է այն T_0 ջերմաստիճանը, որի դեպքում $M = 0$:

$$T_0 = \frac{\lambda \mu^2 n (J+1)}{3J k_B} = \frac{\lambda J^2 \mu_B^2 g_J^2 n (J+1)}{3J k_B} = \\ = \lambda \cdot \frac{\mu_B^2 g_J^2 n J (J+1)}{3k_B} \equiv \lambda \cdot C = T_c , \quad (8.14)$$

որտեղ C -ն կյուրիի հաստատունն է: $T > T_c$ տիրույթում A և B կորերի համան միակ կետը $\alpha = 0$ կեան է, որին համապատասխանում է $M = 0$ վիճակը:

Պարզենք ինքնաբերական նազնիսացվածության ջերմաստիճանային կախման անառը $T \sim T_c$ տիրույթում: Օգտվելով (5.25) վերլուծությունից, նրանում պահենով նաև α^3 -ին համեմատական անդամը, (8.10) հավասարումը կարենի է ներկայացնել

$$M \approx n \mu (A\alpha - B\alpha^3) = n \mu \left[A \cdot \frac{\mu \lambda}{k_B T} M - B \cdot \left(\frac{\mu \lambda}{k_B T} \right)^3 M^3 \right] \quad (8.15)$$

տեսքով, որտեղ

$$A = \frac{J+1}{3J}, \quad B = \frac{(J+1)(2J^2 + 2J + 1)}{90J^3} : \quad (8.16)$$

(8.13), (8.14) և (8.16) առնչությունների համաձայն՝

$$\frac{A n \mu^2 \lambda}{k_B} = T_c , \quad (8.17)$$

$$B \cdot \left(\frac{\mu \lambda}{k_B T} \right)^3 n \mu = B \cdot \left(\frac{T_c}{T} \right)^3 \frac{n \mu}{A^3 (n \mu)^3} = \frac{3(2J^2 + 2J + 1)}{10(J+1)^2} \cdot \left(\frac{T_c}{T} \right)^3 \frac{1}{M_{s0}^2} =$$

$$\equiv \alpha \left(\frac{T_c}{T} \right)^3 \frac{1}{M_{s0}^2}, \quad \alpha = \frac{3(2J^2 + 2J + 1)}{10(J+1)^2}, \quad (8.18)$$

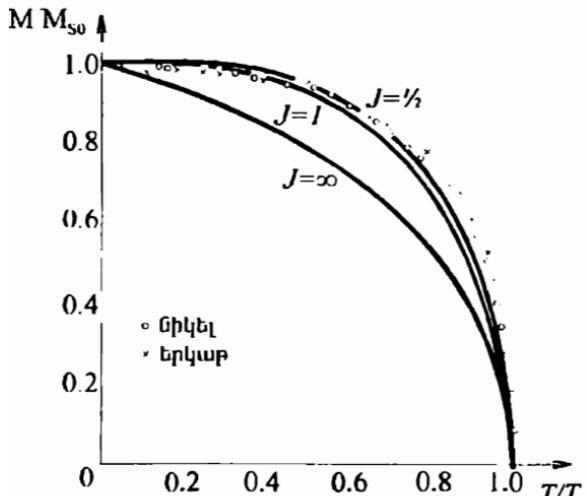
ուստի (8.15) արտահայտությունը կրնդունի հետևյալ վերջնական տեսքը՝

$$\frac{M}{M_{s0}} \left[\left(1 - \frac{T_c}{T} \right) + \alpha \left(\frac{T_c}{T} \right)^3 \left(\frac{M}{M_{s0}} \right)^2 \right] = 0 : \quad (8.19)$$

Պարամագնիսական ախտոյթում $T > T_c$, և $(1 - T_c/T) > 0$, ուստի (8.19) հավասարումն ունի միայն զրոյական լուծում $M = 0$, ինչը համապատասխանում է, ինքնաբերական մագնիսացվածության բացակայությանը:

Եթե $T < T_c$, ապա (8.19) հավասարումից կստանանք՝

$$M = M_{s0} \alpha^{1/2} \left(\frac{T_c}{T} \right)^{3/2} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right)^{1/2} \sim (T_c - T)^{1/2} : \quad (8.20)$$



Նկ. IX.18

Այս կախումը փորձում դիսված (7.2) օրենքից տարբերվում է β ցուցի արժեքով: Այս փաստը, ինչպես նաև մագնիսացվածության (8.12) բանաձևից ստացվող արդյունքի և վործի չհամընկնելը, եթե $T \rightarrow 0K$, ցույց է տալիս միջին դաշտի մոտավորության սահմանափակությանը:

Եթե բոլոր ջերմաստիճաններում ($0 \leq T \leq T_c$) բիուտման կետի կորդի-

նատները տեղադրվեն M/M_{s0} և T/T_c առանցքների վրա, ապա կստացվի ինքնաբերական մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախման կորը ցանկացած J -ի դեպքում: Նկ. IX.18-ում պատկերված են $M(T)$ կորերը $J = \infty$, $J = 1$ և $J = 1/2$ արժեքների համար և փորձում երկարի (x) և նիկելի

(օ) համար ստացված արժեքները: Տեսական կորերը բավականաշափ լավ են մոտարկում փորձնական տվյալները. նիկելի համար ստացված կետերը մոտ են $J = 1/2$ կորին, իսկ երկարի համար ստացվածները՝ $J = 1$ կորին:

2. Այժմ ուսումնասիրենք արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցությունը ֆեռոմագնիսական նյութի մագնիսացվածության վրա: Նկատի ունենալով ընդհանուր դևաքում մագնիսացվածության ոչ գծային կախվածությունը մագնիսական դաշտի լարվածությունից, գրեթե դիֆերենցիալ ընկալունակության

$$\chi_d = \frac{dM}{dH} = n\mu \frac{dB_J}{d\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dH} \quad (8.21)$$

արտահայտությունը: Մյուս կողմից, համաձայն (8.9) հավասարման,

$$\frac{d\alpha}{dH} = \frac{\mu}{k_B T} + \frac{\mu\lambda}{k_B T} \frac{dM}{dH} = \frac{\mu}{k_B T} + \frac{\mu\lambda}{k_B T} \chi_d : \quad (8.22)$$

(8.21) և (8.22) արտահայտություններից կստանանք՝

$$\chi_d = \frac{n\mu^2 B'_J(\alpha)}{k_B \left[T - \frac{n\lambda\mu^2}{k_B} B'_J(\alpha) \right]} : \quad (8.23)$$

ա) Ցածր ջերմասարքաներ՝ $T \ll T_c (\alpha \gg 1)$:

Օգտվենք $B'_J(\alpha)$ -ի՝ մեծ արգումենտների համար (5.21) վերլուծությունից և հաշվենք նրա ածանցյալը՝

$$B'_J(\alpha) \approx \frac{1}{J^2} \exp\left(-\frac{\alpha}{J}\right) : \quad (8.24)$$

Քանի որ (8.23) արտահայտության հայտարարը համեմատական է T -ին, եթե $T \rightarrow 0$, ապա դիֆերենցիալ ընկալունակությանը՝

$$\chi_d \sim T^{-1} B'_J(\alpha) \sim T^{-1} \exp\left(-\frac{\mu H}{J k_B T} - \frac{\lambda M}{J k_B T}\right) \rightarrow 0 : \quad (8.25)$$

Ընկալունակության նման վարքը պայմանավորված է այն հաճամանքով, որ արտաքին մագնիսական դաշտը շատ փոքր է ներքին արդյունարար դաշտի համեմատությամբ, և զգայի գագաթը սաանալու համար անհրաժեշտ է ունենալ ուժեղ մագնիսական դաշտեր: Այս իմաստով $T \ll T_c$ տիրույթում

χ -ი ანტანოიმ სი ენტაქტონაცირების თიტლი გავასტროიმ:

բ) Բարձր ջերմասահճաններ՝ $T \gg T_c$, ինչպես նաև $T \sim T_c$ ($\alpha \ll 1$):

Նկասի ունենալով, որ $H \ll H_E$ և $\alpha \ll 1$, (8.8) հավասարման աջ մասը վերածենք շարքի լրաց α -ի, պահելով նաև α^3 -ի կարգի անդամները, ընդ որում լստ α -ի զճային անդամում կպահենք նաև H -ին համեմատական անդամը: Արդյունքում կստանանք՝

$$\frac{M}{M_{s_0}} \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) + \sigma \left(\frac{T_c}{T}\right)^3 \left(\frac{M}{M_{s_0}}\right)^3 = \frac{T_c}{T} \cdot \frac{H}{\lambda M_{s_0}}, \quad (8.26)$$

$$\chi_d = \left[\frac{3H}{M} + 2\lambda \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \right]^{-1}, \quad (8.27)$$

որսեղ M -ը (8.26) հավասարնան լուծումն է: (8.26) հավասարումը (8.19) հավասարումից տարրերվում է միայն աշխատում առկա անդամով:

Ուստոմնասիրենք (8.26) և (8.27) հավասարումները ստարբեր դեպքերում:

1) Եթե $T \gg T_c$, ապա (8.26) հավասարման ձախ մասի երկրորդ գումարիցին անակտերով առաջինի նկատմամբ, կստանանք՝

$$M \simeq \frac{T_c}{(T - T_c)\lambda} H = \frac{C}{T - T_c} H :$$

Այս արտասինհայտությունը սկզբանական (8.27) բանաձևի մեջ, կստանանք՝

$$\chi_d = \chi = \frac{C}{T - T_c} , \quad (8.28)$$

որն իրևնից ներկայացնում է Կյուրի-Վեյսի օրենքը:

2) Եթե $T \geq T_c$ կամ $T \leq T_c$, ապա (8.26) հավասարման ձևի մասում անհրաժեշտ է պահել երկու գումարելիներն 1, իսկ բնկալունակությունը հաշվարկել (8.27) բանաձևով:

3) Եթե $T = T_c$, ապա մազնիսացվածության կախումը մազնիսական դաշտի լարվածությունից տրվում է

$$M = M_{s0} \left(\frac{H}{\lambda a M_{s0}} \right)^{1/3} \sim H^{1/3} \quad (8.29)$$

օրենքով, որը հաստատվում է ֆեռոմագնիսական միավայրների և համաձոլվածքների համար լիործում սաւացված սվյաներով:

Ընկալունակության համար (8.27) բանաձեխց սաւացված

$$\chi_d = \frac{1}{3} \frac{M}{H} \sim H^{-2/3} \quad (8.30)$$

առնչությունն անմիջապես հետևում է նաև (8.29) բանաձեխց և դիֆերենցիալ ընկալունակության (1.8) սահմանումից:

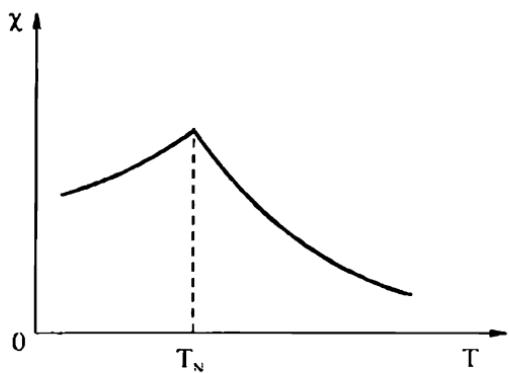
§9. Հակաֆեռոմագնիսականություն

Մագնիսական մոմենտների հակաֆեռոմագնիսական դասավորվածության դևաքում աւարելու մագնիսական ենթացանցերի պատկանող հարեան սպիտերն ուղղված են իրար եակառակ, ուսակի միմյանց չեզորյացնում են: Այս չեզորքացման հետևանքով ինքնարերական մագնիսացվածությունը զործնականում հավասար է զրոյի, ուստի հակաֆեռոմագնիսական նյութը դասակարգվում է որպես քոյլ մագնիսական, իսկ նրա մագնիսական ընկալունակությունը $10^5 \div 10^2$ կարգի մեծություն է, ինչպես և պարամագնիսական նյութերին:

Սակայն, ի տարբերություն պարամագնիսների, հակաֆեռոմագնիսում մագնիսական մոմենտների հակագույղակիւր դասավորվածությունը պայմանավորված է հենց ուժեղ փոխազդեցությամբ, որը խոչընդոտում է մագնիսական մոմենտների կողմնորոշմանն արաւարին մագնիսական դաշտի ուղղությամբ, և որի հետևանքով հակաֆեռոմագնիսի մագնիսական ընկալունակությունը կարող է լինել նաև ավելի փոքր, քան պարամագնիսինք: Չերմաստիճանի բարձրացման հետ մագնիսական մոմենտների կարգավորվածությունն ասաիճանաբար խախտվում է, որի հետևանքով, հակառակ պարամագնիսների, մագնիսական ընկալունակությունը մնանում է: Որտշակի T_N չերմաստիճանում (Ներկայ ջերմաստիճան) մագնիսական ենթացանցերի մագնիսական մոմենտների գումարը դամում է զյու, ստեղծվում է լրիվ անկանոն, քառային վիճակ, որից հետո չերմաստիճանի հետազա աճի հետ մագնիսական ընկալունակությունը, ինչպես և պարամագնիսների մոտ, նվազում է: Հակաֆեռոմագնիսի մագնիսական ընկալունակության չերմաս-

սիմետրիային կայսման կորր պատկերված է նկ. IX.19-ում:

Ծանոթանանք այժմ հակաֆլուոմագնիացվածության երևոքաբանական տեսությանը (Լ.Նիել, 1932թ.): Պարզությամ համար դիտարկենք երկու մազնիսական ենթացանցերից բաղկացած կառուցվածքը, եթե յուրաքանչյուր մազնիսական մոմենտի ամենամուս հարեւաները պատկանում են մյուս մազնիսական ենթացանցին: Այսինքն մոլեկուլային դաշտի սեփական շրջանակներում «1» ենթացանցի որևէ հանդույսում արդյունաբար կարող է հանդիպել:



գույցում արդյունաբար ներքին մազնիսական դաշտի լարվածությունը կարող է ներկայացնել:

$$H_1 = \lambda_{11} M_1 + \lambda_{12} M_2 \quad (9.1)$$

տեսքով, որտեղ M_1 (M_2)-ը առաջին (երկրորդ) մազնիսական ենթացանցի մազնիսական մոմենտն է, λ_{11} -ը՝ մոլեկուլային դաշտի հասաւաունը, սայմանավորված «1» ենթացանցի մազնիսական մոմենտների (սպիների) փոխազդեցությամբ, λ_{12} -ը՝ «1» և «2» ենթացանցերի սպիների փոխազդեցությամբ: Նույն ձևով «2» ենթացանցի որևէ հանդույսում արդյունաբար ներքին մազնիսական դաշտի լարվածության համար կարող է նք գրել՝

$$H_2 = \lambda_{21} M_1 + \lambda_{22} M_2 : \quad (9.2)$$

Քանի որ «1» և «2» ենթացանցերը համարժեք են, ապա

$$\lambda_{11} = \lambda_{22} \equiv \lambda, \quad \lambda_{12} = \lambda_{21} \equiv \nu, \quad (9.3)$$

ընդ որում $\lambda > 0$, իսկ $\nu < 0$, ինչպես նաև

$$M_2 = -M_1, \quad (9.4)$$

այսինքն՝ ենթացանցերի մոմենտները հավասար են և ուղղված հակառակ: (9.1)-(9.4) առնչություններից կստանանք՝

$$H_1 = (\lambda - \nu) M_1, \quad (9.5)$$

$$H_2 = (\lambda - \nu) M_2 : \quad (9.6)$$

Մյուս կողմից, «1» և «2» ննթացանցերի մազնիսացվածությունների հավասարակշռական արժեքները կարելի է ներկայացնել (5.18) արտահայտության միջոցով, նրանում արտաքին մազնիսական դաշտի լարվածության վտիսարեն տեղադրելով արդյունաբար մազնիսական դաշտի արտահայտությունը համապատասխան ննթացանցի համար՝

$$M_1 = \frac{n\mu}{2} B_J \left(\frac{\mu H_1}{k_B T} \right) = \frac{n\mu}{2} B_J \left[\frac{\mu(\lambda - \nu) M_1}{k_B T} \right], \quad (9.7)$$

$$M_2 = \frac{n\mu}{2} B_J \left(\frac{\mu H_2}{k_B T} \right) = \frac{n\mu}{2} B_J \left[\frac{\mu(\lambda - \nu) M_2}{k_B T} \right], \quad (9.8)$$

որտեղ n -ը ատոմների կոնցենտրացիան է ($n/2$ յուրաքանչյուր ննթացանցի համար):

Չերմաստիճանի աճի հետ M_1 և M_2 մազնիսացվածությունները նվազում են և $T = T_N$ ջերմաստիճանում դառնում գրա: Եթե $T \sim T_N$ և $M_{1,2} \rightarrow 0$, կարող ենք օգտվել $B_J(x)$ ֆունկցիայի (5.25) վերլուծությունից և գրել՝

$$M_1 = \frac{n\mu}{2} \left[\frac{J+1}{3J} \cdot \frac{\mu(\lambda - \nu)}{k_B T} M_1 + O(M_1^3) \right], \quad (9.9)$$

կամ

$$M_1 \left[\frac{n\mu^2 (J+1)(\lambda - \nu)}{6Jk_B T} - 1 + O(M_1^2) \right] = 0 : \quad (9.10)$$

Եթե $M_1 \neq 0$, ապա պետք է գրայի հավասար լինի փակագծի մեջ գրված արտահայտությունը, այսինքն՝

$$\frac{n\mu^2 (J+1)(\lambda - \nu)}{6Jk_B T} = 1 - O(M_1^2). \quad (9.11)$$

և եթե $M_1 \rightarrow 0$, (9.11) բանաձևից կորոշվի Նենի ջերմաստիճանը՝

$$T_N = \frac{n\mu^2 (J+1)(\lambda - \nu)}{6Jk_B} = \frac{n\mu_B^2 g_J^2 J (J+1)}{3k_B} \cdot \frac{\lambda - \nu}{2} = \frac{C(\lambda - \nu)}{2}, \quad (9.12)$$

որսեղ C -ն կյարիի հաստատունն է:

Այժմ ուսումնասիրենք արսարին մազնիսական դաշտի ագուցությունը հակաֆեռումազնիսի մազնիսական հասլությունների վրա: Հարկ է նշել, որ արսարին դաշտի առկայությամբ մազնիսական ենթացանցերի մազնիսացվածությունների մեծությունների հավասարության (9.4) պայմանը լսալստվում է:

ա) Եթե հակաֆեռումազնիսական նմուշը գտնվում է H լարվածությամբ դաշտում, որն ուղղված է «1» ենթացանցի մազնիսացվածության ուղղությամբ, ապա «1» և «2» ենթացանցերի մազնիսացվածությունները որոշվում են

$$M_1 = \frac{n\mu}{2} B_J \left[\frac{\mu(H + \lambda M_1 + \nu M_2)}{k_B T} \right], \quad (9.13)$$

$$M_2 = \frac{n\mu}{2} B_J \left[\frac{\mu(H + \lambda M_2 + \nu M_1)}{k_B T} \right], \quad (9.14)$$

տրանսցենդենտ հավասարումների համակարգից:

Որոշենք հակաֆեռումազնիսի «Նրկայնական» ($H \uparrow \uparrow M_1$) մազնիսական ընկալունակությունը՝

$$\chi_{\parallel} = \frac{\partial(M_1 + M_2)}{\partial H} : \quad (9.15)$$

Աջանցելով (9.13) և (9.14) հավասարումներն ըստ H -ի՝

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_1}{\partial H} &= \frac{n\mu}{2} \cdot B'_J \cdot \frac{\mu}{k_B T} \left(1 + \lambda \frac{\partial M_1}{\partial H} + \nu \frac{\partial M_2}{\partial H} \right), \\ \frac{\partial M_2}{\partial H} &= \frac{n\mu}{2} \cdot B'_J \cdot \frac{\mu}{k_B T} \left(1 + \lambda \frac{\partial M_2}{\partial H} + \nu \frac{\partial M_1}{\partial H} \right) \end{aligned}$$

և գումարելով իրար ստացված արտահայտությունները, կստանանք՝

$$\chi_{\parallel} = \frac{n\mu^2}{k_B T} \cdot \frac{B'_J}{1 - \frac{n\mu^2}{2k_B T} B'_J (\lambda + \nu)}, \quad (9.16)$$

որտեղ B'_J -ն բրիլյունի ֆունկցիայի ածանցյալն է ըստ իր արգումենտի:

Եթե $T > T_N$, $T \sim T_N$, ապա $B_J(x)$ ֆունկցիայի արգումենտը՝ $x = \mu(H + \lambda M_1 + \nu M_2)/k_B T_N \ll 1$, ուստի, նկատի ունենալով (5.25) վերլուծությունը, կստանանք՝

$$\frac{n\mu^2}{k_B} \cdot B'_J = \frac{n\mu^2}{k_B} \cdot \frac{J+1}{3J} = \frac{ng_J \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B} \equiv C$$

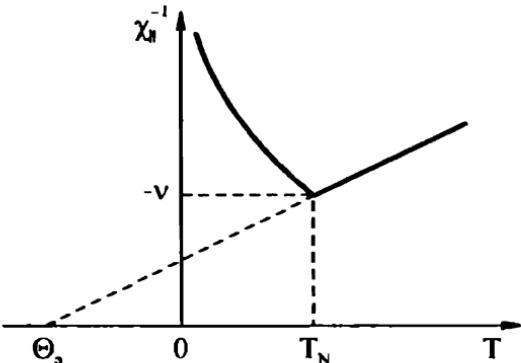
Կատարելով

$$\theta_a = \frac{1}{2}C(\lambda + \nu) \quad (9.17)$$

նշանակումը, որն ընդունված է անվանել հակաֆեռումագնիսական նյութի Կյորիի պարամագնիսական (կամ ասիմպատական) ջերմաստիճան, χ_I -ի համար (9.16) առնչությունից կստանանք

$$\chi_I = \frac{C}{T - \theta_a} \quad (9.18)$$

բանաձևը, որը Կյորի-Վեյսի օրենքի նմանակն է հակաֆեռումագնիսի համար $T > T_N$ տիրույթում: $(1/\chi_I, T)$ հարթության վրա χ_I^{-1} ֆունկցիայի գրաֆիկը հատում է T առանցքը θ_a կետում (նկ.



Նկ. IX.20

յի գրաֆիկը հատում է T առանցքը θ_a կետում (նկ.

IX.20): Հարկ է նշել, որ եթե ֆեռումագնիսական նյութի համար առաջին մուտքորությամբ Կյորիի պարամագնիսական (θ_a) և ֆեռումագնիսական (T_c) ջերմաստիճաններն իրար հավասար են, ապա հակաֆեռումագնիսական նյութերում դրանք էապես տարբերվում են իրարից (θ_a և T_N): Իբր, բանի որ M_1 և M_2 մագնիսացվածություններն իրար հակառակ են ուղղված, ապա $\nu < 0$, և, ըստ (9.12) առնչության, $T_N > 0$, իսկ θ_a -ն, ըստ (9.17) նշանակման, տարբերվում է T_N -ից և կարող է լինել նաև բացասա-

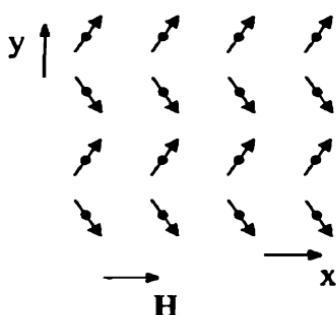
կամ՝ $\theta_a < 0$, եթե $\lambda < |\nu|$: T_N և θ_a բնութագրական ջերմաստիճանները կապված են

$$T_N = \theta_a \frac{\lambda - \nu}{\lambda + \nu} = \theta_a \frac{\lambda + |\nu|}{\lambda - |\nu|} \quad (9.19)$$

առնչությամբ, որը հետևում է (9.12) և (9.17) բանաձևերից: $T = T_N$ կետում, ըստ (9.18) արտահայտության,

$$\chi_{\perp} = \frac{C}{T_N - \theta_a} = \frac{C}{\frac{C(\lambda - \nu)}{2} - \frac{C(\lambda + \nu)}{2}} = -\frac{1}{\nu} = \frac{1}{|\nu|} : \quad (9.20)$$

Ջերմաստիճանի նվազման հետ յուրաքանչյուր մագնիսական ենթացանցի մագնիսացվածությունն աճում է, իսկ B'_z ածանցյալը նվազում է բապտինցիալ օրենքով (տես (5.21) բանաձև), և եթե $T \rightarrow 0$, $\chi_{\perp} \rightarrow 0$ (նկ. IX.20):



Նկ. IX.21

բ) Այժմ սրոշենք հակաֆեռումագնիսի մագնիսական ընկալունակությունը ենթացանցերի մագնիսական մոմենտներին ուղղակայաց արտաքին դաշտում՝ χ_{\perp} -ը:

Մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ «1» և «2» ենթացանցերի մագնիսացվածությունները թերքում են միևնույն ուղղությամբ, այնպես որ, անզամ $T = 0\text{K}$ ջերմաստիճանում, ընկալունակությունը զրոյից տարբեր է: Եթե արտաքին դաշտն ուղղված է

x առանցքով (նկ. IX.21), ապա «1» ենթացանցի արդյունարար մագնիսական դաշտի բաղադրիչները կլինեն

$$\begin{aligned} H_{1x} &= \lambda M_{1x} + \nu M_{2x}, \\ H_{1y} &= \lambda M_{1y} + \nu M_{2y}. \end{aligned} \quad (9.21)$$

Քանի որ «1» և «2» ենթացանցերը համաչափ են, ապա

$$M_{1x} = M_{2x}, \quad M_{1y} = -M_{2y}, \quad (9.22)$$

հետևաբար՝ (9.21) և (9.22) արտահայտություններից

$$H_{1x} = (\lambda + \nu) M_{1x}, \quad H_{1y} = (\lambda - \nu) M_{1y} : \quad (9.23)$$

Արտաքին դաշտն ուղղված է x առանցքով, ուստի արդյունարար մագնիսացվածությունն ուղղված կլինի $H_0(H_{0x}, H_{0y}) \equiv (H + H_{lx}, H_{ly})$ արդյունարար դաշտի ուղղությամբ՝

$$\frac{H_{0x}}{H_{0y}} = \frac{H + H_{lx}}{H_{ly}} = \frac{H + (\lambda + \nu)M_{lx}}{(\lambda - \nu)M_{ly}} = \frac{M_{lx}}{M_{ly}}, \quad (9.24)$$

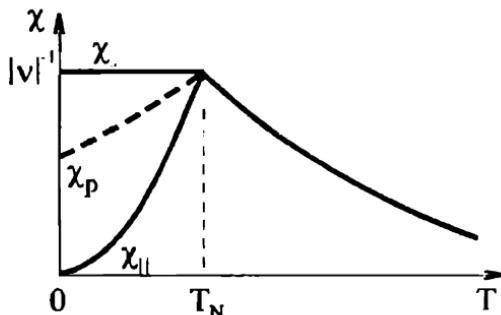
որտեղից՝

$$M_{lx} = -\frac{H}{2\nu}; \quad (9.25)$$

(9.22) և (9.25) առնչություններից հետևում է ընկալունակության

$$\chi_L = \frac{M_x}{H} = \frac{M_{lx} + M_{2x}}{H} = \frac{2M_{lx}}{H} = -\frac{1}{\nu} = \frac{1}{|\nu|}, \quad (9.26)$$

արժեքը, ինչը համընկնում է (9.20) արտահայտության հետ: Այսպիսով, $(0, T_N)$ տիրայթում χ_L -ը մնում է հաստատուն (նկ. IX.22):



Նկ. IX.22

Անհրաժեշտ է նկատի ունենալ, որ նկ. IX.22-ում պատկերված կորերը նկարագրում են միարյութեղի մագնիսական ընկալունակությունների վարքը: Բազմաբարեղից պատրաստված նմուշի ընկալունակությունը ստացվում է ըստ անլյան համապատասխան ձևով միջինացամից (նկ. IX.22, χ_p կարը):

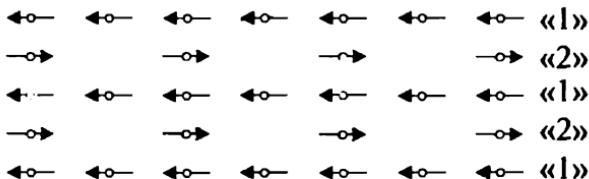
§10'. Ֆեռիմագնիսականուրյուն

Ի տարրերություն հակաֆեռոմագնիսական նյութերի, որոնցում մագնիսական ննդացանցերի մագնիսացվածություններն իրար հավասար են և ուղղված հակադիր կողմներ, ֆեռիմագնիսական նյութերում մագնիսացվածություններն իրար հավասար չեն, իսկ նրանց տարբերությունը ննդացանցերի մագնիսացվածությունների կազմի է:

Ֆեռիմագնիսականուրյան երևորաբանական տեսուրյունը արվել է Լ.Նենի կողմից (1948թ.) պարզ մոդելի հիման վրա, որի համաձայն ֆեռիմագնիսական նյութը բաղկացած է միևնույն անսակի ատոմներից, որոնք բաշխված են «1» և «2» ննդացանցերի միջև $a:b$ հարաբերությամբ (Նկ. IX.23), ընդ որում

$$a+b=1 : \quad (10.1)$$

Տվյալ ենթացանցի կամայական եանգույցում միջին մոլեկուլային դաշտը, ինչպես և հակաֆեռոմագնիսաներում, որոշվում է որպես այդ ենթացանցի և մյուս ենթացանցի մագնիսացվածություններով ատեղծված արդյուն-



Նկ. IX.23

նարար դաշտերի զումար: «1» և «2» ննդացանցերի եանգույցներում արդյունարար մագնիսական դաշտները տրվում են համապատասխանարար

$$H_1 = \lambda_{11}M_1 + \lambda_{12}M_2, \quad H_2 = \lambda_{21}M_1 + \lambda_{22}M_2 \quad (10.2)$$

բանաձևերով: Կենթաղյենք, որ միևնույն ենթացանցին պատկանող եանգույցներում սպինների վոլտագույցությունը ֆեռամագնիսական բնույթ ունի՝ $\lambda_{11} > 0$, $\lambda_{22} > 0$, իսկ տարբեր ենթացանցերի սպինների վոլտագույցությունը՝ հակաֆեռոմագնիսական՝ $\lambda_{12} = \lambda_{21} < 0$: Նպատակահարմար և կատարել կետևալ նշանակումները՝

$$\lambda_{12} = \lambda_{21} = -w, \quad \lambda_{11} = \alpha w, \quad \lambda_{22} = \beta w, \quad (10.3)$$

որտեղ α (β) զործակիցը բնութագրում է միջին մոլեկուլային դաշտը «1» ($«2»$) մագնիսական ենթացանցում (արտահայտված w միավորներով): Նշանակենք նաև J_1 (J_2)-ով «1» ($«2»$) ենթացանցի մեկ հանգույցին վերացրվող միջին մագնիսական մոմենտը՝ բազմապատկած համակարգի մասնիկների թվով: Մագնիսական ենթացանցերի մագնիսացվածություններն արտահայտվում են J_1 և J_2 մեծությունների միջոցով՝

$$M_1 = aJ_1, \quad M_2 = bJ_2 : \quad (10.4)$$

(10.2)-(10.4) բանաձևերից հետևում են ներքին արդյունարար դաշտերի արտահայտությամբները՝

$$H_1 = w(\alpha a J_1 - b J_2), \quad H_2 = w(\beta b J_2 - a J_1) : \quad (10.5)$$

Մագնիսական մոմենտների հավասարակշռության արժեքները H դաշտում, ինչպես և §§8,9-ում քննարկված դեպքերում, որոշվում են

$$\begin{aligned} J_1 &= n\mu B_J \left[\frac{\mu w(\alpha a J_1 - b J_2) + \mu H}{k_B T} \right], \\ J_2 &= n\mu B_J \left[\frac{\mu w(\beta b J_2 - a J_1) + \mu H}{k_B T} \right] \end{aligned} \quad (10.6)$$

արտահայտություններով:

Որոշենք այժմ ֆենիմագնիադի մագնիսական ընկալունակությունը: Սահմանման համաձայն՝

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{\partial}{\partial H} (aJ_1 + bJ_2) = a \frac{\partial J_1}{\partial H} + b \frac{\partial J_2}{\partial H} : \quad (10.7)$$

(10.6) բանաձևերից սրաշերով $\partial J_1 / \partial H$ և $\partial J_2 / \partial H$ ածանցյալները և տեղադրելով (10.7) արտահայտության մեջ, կստանանք՝

$$\chi = C \frac{T - Cwab(\alpha + \beta + 2)}{T^2 - Cw(\alpha a + \beta b)T + C^2 w^2 ab(\alpha \beta - 1)}, \quad (10.8)$$

որտեղ

$$C = \frac{n\mu^2}{k_B} B'_J : \quad (10.9)$$

Ուսումնասիրենք ընկալունակության (10.8) արտահայտությունը պարագնիական տիրապյթում: Այս տիրապյթում B_J ֆունկցիայի արգումենտը շատ վարք է մեկից, ուստի, օգտվելով (5.25) վերլուծությունից, կստանանք՝

$$C = \frac{n\mu^2}{k_B} \cdot \frac{J+1}{3J} = \frac{n\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B} :$$

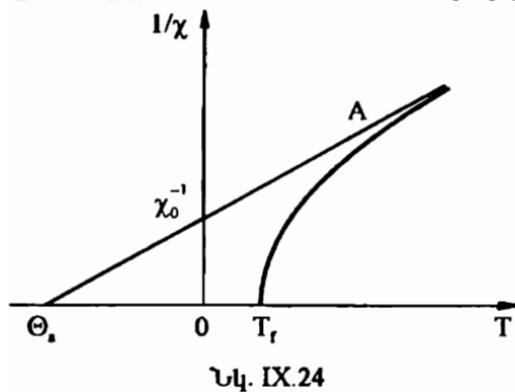
Ընկալունակության ջերմաստիճանային կախումը կարելի է ներկայացնել

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \theta} \quad (10.10)$$

տեսքով, որտեղ

$$\begin{aligned} \frac{1}{\chi_0} &= w(2ab - \alpha a^2 - \beta b^2), \\ \sigma &= Cw^2 ab [a(\alpha+1) - b(\beta+1)]^2, \\ \theta &= Cwab(\alpha+\beta+2): \end{aligned} \quad (10.11)$$

Եթե $T \rightarrow \infty$, (10.10) արտահայտության երրորդ գումարելին ծզառում է զրոյի: Արդյունքում (10.10) բանաձևով տրվող ֆունկցիայի ասիմպտոտը՝



$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} \quad (10.11)$$

այլին, հատում է օրդինատների առանցքը χ_0^{-1} կետում և անի C^{-1} թերթյուն, իսկ նրա հատման կետն աբսցիսների առանցքի հետ տալիս է այսպես կոչված Կյուրիի ասիմպտոտական ջերմաստիճանը (Նկ. IX.24):

$$\theta_a = -\frac{C}{\chi_0} : \quad (10.12)$$

Մյօս կողմից, եթք ջերմաստիճանը նվազում է, $1/\chi(T)$ ֆունկցիայի գրաֆիկն ավելի և ավելի է ենուանում A ասիմպտոտից, և T_f ջերմաստիճանում, որը կոչվում է Կյուրիի ֆեռիմագնիսական կետ, $\chi^{-1}(T_f) = 0$ (նկ. IX.24): Օգտվելով T_f ջերմաստիճանի սահմանումից և (10.8) բանաձևից, T_f -ի որոշման համար կստանանք՝

$$T_f^2 - Cw(\alpha\alpha + \beta b)T_f + C^2 w^2 ab(\alpha\beta - 1) = 0 \quad (10.13)$$

հավասարումը, որի լուծումները տրվում են

$$T_f = \frac{Cw}{2} \left[\alpha\alpha + \beta b \pm \sqrt{(\alpha\alpha - \beta b)^2 + 4ab} \right] \quad (10.14)$$

արտահայտությամբ:

Եթե $T_f \leq 0$, ապա ամբողջ ջերմաստիճանային տիրույթում նյութը գտնվում է պարամագնիսական վիճակում: Եթե $T_f > 0$, ապա $0 \leq T \leq T_f$ տիրույթում նյութը ձեռք է բերում ինքնաբերական մագնիսացվածություն, որը տրվում է

$$M = aJ_1 + bJ_2 \quad (10.15)$$

արտահայտությամբ, իսկ J_1 -ը և J_2 -ը որոշվում են (10.6) հավասարումներից $H = 0$ և $T < T_f$ դեպքում:

Եթե $T_f = 0$, ապա, համաձայն (10.14) արտահայտության,

$$\alpha\alpha + \beta b \pm \sqrt{(\alpha\alpha - \beta b)^2 + 4ab} = 0$$

կամ

$$\alpha\beta = 1 : \quad (10.17)$$

Եթե $\alpha > 0$, $\beta > 0$, ապա (10.17) և (10.14) առնչություններից հետևում է, որ

$$T_{f1} = Cw(\alpha\alpha + \beta b) > 0, \quad T_{f2} = 0, \quad (10.18)$$

այսինքն՝ նյութը գտնվում է ֆեռիմագնիսական վիճակում:

Եթե $\alpha < 0$, $\beta < 0$, ապա

$$T_{f1} = 0, \quad T_{f2} = Cw(\alpha\alpha + \beta b) < 0, \quad (10.19)$$

այսինքն՝ նյութը գտնվում է պարամագնիսական վիճակում:

Ֆելիմագնիսական վիճակի ամենակարևոր առանձնահատկությունն այն է, որ մազնիսական և նրացանցերի ինքնարերական մազնիսացվածությունների շերմաստիճանային կախումները կարող են էավես աարեր սևքեր ունենալ, կախված α , β , a , b պարամետրերի արժեքներից: Այդ կախումների մասին պատճերացում կազմելու համար պարզենք, թե $T = 0K$ շերմաստիճանում ինչպես են փոփոխվում J_1 և J_2 հավասարակշռական նազնիսացվածությունները:

$H = 0$ դեպքում, տրված J_1 և J_2 մեծությունների համար արդյունաբար մոլեկուլային դաշտի և մազնիսացվածությունների փոխազդեցության էներգիան՝

$$E = -\frac{1}{2}aJ_1 \cdot H_1 - \frac{1}{2}bJ_2 \cdot H_2 , \quad (10.20)$$

(10.5) բանաձևերի օգնությամբ կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$E = -\frac{1}{2}w(\alpha a^2 J_1^2 - 2abJ_1J_2 + \beta b^2 J_2^2) : \quad (10.21)$$

Կախված J_1 և J_2 մեծություններից, E -ն ընդունում է նվազագույն արժեքներ, որոնց մեծությունները որոշվում են α , β , a և b պարամետրերի արժեքներով: Հնարավոր է չորս դեպք.

1. Պարամագնիսական վիճակ՝

$$J_1 = J_2 = 0 , \quad (10.22)$$

և ըստ (10.21) առնչության՝

$$E = 0 : \quad (10.23)$$

2. Լրիվ հազեցման վիճակ, եթե J_1 և J_2 մեծություններն ընդունում են առավելագույն արժեքներ՝

$$J_1 = n\mu , J_2 = -n\mu , \quad (10.24)$$

$$E = -\frac{1}{2}wn^2\mu^2(\alpha a^2 + 2ab + \beta b^2) : \quad (10.25)$$

3. «1» և «2» ենթացանցի մազնիսացվածությունն առավելագույնն է՝ $J_1 = n\mu$, իսկ «2» ենթացանցը հազեցած չէ, և նրա մազնիսացվածության հավասարակշռական արժեքը որոշվում է էներգիայի մինիմումի պայմանից՝

$$\frac{\partial E}{\partial J_2} = 0, \quad \text{որտեղից} \quad J_2 = \frac{a}{\beta b} n \mu, \quad (10.26)$$

$$E = -\frac{1}{2} \kappa n^2 \mu^2 a^2 \left(\alpha - \frac{1}{\beta} \right); \quad (10.27)$$

4. «2» Ենթացանցի մազնիսացվածությունն առավելագույնն է՝ $J_2 = -n \mu$, իսկ «1» Ենթացանցինը որոշվում է հներգիայի մինիմումի պայմանից՝

$$\frac{\partial E}{\partial J_1} = 0, \quad \text{որտեղից} \quad J_1 = -\frac{b}{\alpha a} n \mu, \quad (10.28)$$

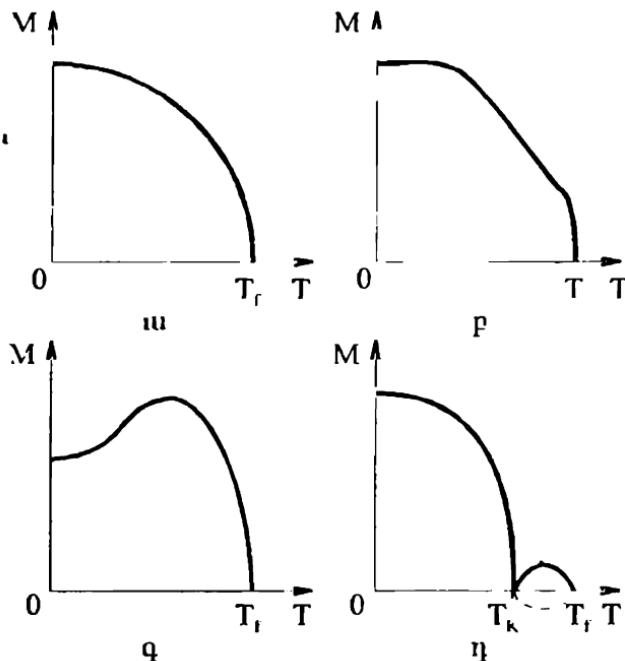
$$E = -\frac{1}{2} \kappa n^2 \mu^2 b^2 \left(\beta - \frac{1}{\alpha} \right); \quad (10.29)$$

Թե բվարկված դեպքերից որը կիրականանա $T = 0K$ -ում, կախված է α , β , a և b պարամետրերի արժեքներից:

Եթե ենթացանցի մազնիսացվածությունը հազեցված չէ (3. և 4. դեպքեր), ապա մազնիսական մոմենտների կարգավորվածությունը խախավում է ջերմաստիճանի բարձրացմանը գուգրներաց: Ուսափ, կախված J_1 և J_2 մեծությունների հարաբերակցությունից, արդյունարար մազնիսացվածությունը՝ որպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա, կարող է արագ նվազել կամ, ընդհակառակը՝ աճել, ինչը և բերում է $M(T)$ կախման բազմազանության: Նկ. IX.25-ում պատկերված են ֆենիմազնիսի ինքնարերական մազնիսացվածության ջերմաստիճանային կախումների հնարակոր կորերը:

Միայն ֆենիմազնիսին բնորոշ առանձնահատակություն է այն փաստը, որ ջերմաստիճանի բարձրացմանը գուգրներաց հնարավոր է ինքնարերական մազնիսացվածության նշանի (ուղղության) փոփոխություն որոշակի կետում՝ T_K , որն ինդունված է անվանել համակշռման (կոմպենսացիայի) ջերմաստիճան (նկ. X.25, դ):

Մազնիսացվածության նման ջերմաստիճանային վարքը պարզելու համար ենթադրենք, որ $H = 0$, $T \leq T_f$ և օգավենք (10.6) հավասարումներից: Սահմանափակվելով B_J ֆունկցիայի վերլուծության առաջին անդա-



Նկ. IX.25

մով և նկատի ունենալով (5.28) առնչությունը, կստանանք՝

$$J_1 = \frac{Cw}{T} (\alpha a J_1 - b J_2), \quad J_2 = \frac{Cw}{T} (\beta b J_2 - a J_1) : \quad (10.30)$$

Քանի որ $T = T_K$ ցերմասահճանում $M(T_K) = 0$, ապա

$$\begin{aligned} M &= aJ_1 + bJ_2 = \frac{Cw}{T_K} [(\alpha a^2 - ab)J_1 + (\beta b^2 - ab)J_2] = \\ &= \frac{Cw}{T_K} [(\alpha a - b) - (\beta b - a)] a J_1 = 0 : \end{aligned} \quad (10.31)$$

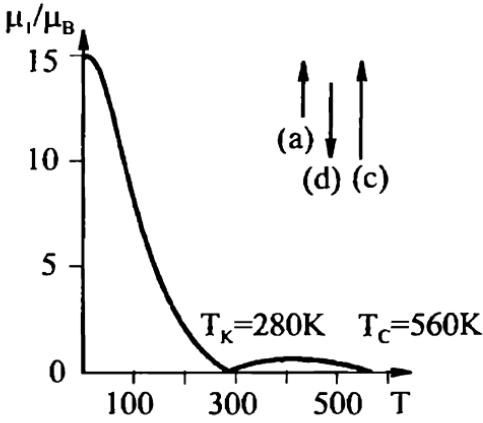
Այսպիսով, աւարեք նշաններ ունեցող մազնիսացվածություններով վիճակների բաժանման սահմանը որոշվում է հետևյալ սլայմանից՝

$$a(\alpha + 1) - b(\beta + 1) = 0 : \quad (10.32)$$

Եթե $a(\alpha + 1) > b(\beta + 1)$, ապա $M > 0$, իսկ եթե $a(\alpha + 1) < b(\beta + 1)$, ապա

$M < 0$: Դժվար չէ անսնել, որ (10.32) պայմանի դեպքում (10.11) բանաձևով որոշվող σ մնջությունը հավասար է զրոյի, ուստի վերանում է խճնարերական մագնիսացվածության առաջանալու միտումը:

Խելքմագնիսների դասական ներկայացուցիչներն են ֆեռիաները, որոնց բնդիանուր բիմիական բանաձևն է MOFe_2O_3 , որտեղ M -ը մետաղի ($\text{Zn}, \text{Cd}, \text{Fe}, \text{Ni}, \text{Cu}, \text{Co}, \text{Mg}$) երկարժեք կատալունն է: Հարկ է նշել նաև ֆեռիտ-նոնարարերը, որոնք խորանարդային կառուցվածք ունեցող մնկուսիչ բյուրեղներ են $\text{M}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ընդհանուր բանաձևով, որտեղ M -ը լուարժեք մետաղի իոն է, իսկ Fe -ը՝ երկարի եռարժեք իոնը ($S = 5/2, L = 0$): Հազվագյուտ հողային ֆեռիտ-նոնարարերում M^{3+} խնները հազվագյուտ հողային մետաղների խմբից են և անդադրվում են c -ենթացանցի հանգույցներում: Երկարի 5 խններից 3-ը զրադացնում են d -ենթացանցի, իսկ 2-ը՝ a -ենթացանցի հանգույցները: a -ենթացանցում մազ-



Նկ. IX.26

նիսական մոմենտներն ուղղված են d -ենթացանցի մագնիսական մոմենտներին հակառակ: c -ենթացանցի մագնիսացվածությունն ուղղված է a - և d -ենթացանցերի զամարային ($3 \cdot 5 \mu_B - 2 \cdot 5 \mu_B = 5 \mu_B$) մագնիսացվածությանը հակառակ (նկ. IX.26): $T = 0$ K ջերմասահիճանում $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ նոնարարի մեկ բանաձևային միավորին բաժին ընկնող մագնիսական մոմենտը $\mu_l(0) = (3 \cdot 7 - 5) \mu_B = 16 \mu_B$, որտեղ $7 \mu_B$ -ն զադոյլնիումի (Gd) մեկ խնի մագնիսական մոմենտն է: Ցածր ջերմասահիճաններում Gd -ի 3 խնների զամարային մագնիսացվածությունը մեծ է երկարի խնների զամարային մագնիսացվածությունից, սակայն ցերմաստիճանի բարձրացման հետ այն կարուի նվազում է, որի հետևանքով բյուրեսի լրիվ մագնիսական մոմենտը դառնում է զրո և ապա նորից աճում՝ շնորհիվ Fe^{3+} խնների ներդրման գե-

բակշտության: Նկ. IX.26-ում պատկերված է $Gd_3Fe_5O_{12}$ -ի մոլեկուլար բանաձևային միավորի մազնիսացվածության ջերմաստիճանային կախման զրաֆիկը:

§11. Փոխանակային վտագղեցուրյան: Հայզենբերգի մոդելը

Ուժին մազնիսական նյութերի ֆիզիկական եասլություններն ուսում-նասիրելիս Խնդրադրվեց, որ նրանցում գոյություն ունի H_E ներքին արդյունաբար մազնիսական դաշտ, որի ազդեցության առակ տարրական մազնիսական մոմենտները ծևաք են բերում որոշակի կարգավորված դասավորվածություն։ Կարելի էր ենթադրել, որ մոմենտների միջև գործող մազնիսական վիճակը եցությունը, որին համապատասխանության մեջ է դրվում H_E դաշտ, պայմանավորված է մազնիսական մոմենտների դիվալային վիխագրեցաւթյամբ։ Սակայն §8-ում կատարված զնահատումների համաձայն, այդ վիխագրեցությամբ հնարավոր չէ բացատրել մազնիսական մոմենտների միջև իրական վիխագրեցությունը։ Մազնիսական վիխագրեցության հիմնական պատճառների թվից կարելի է բացատրել նաև սպին-ուղղեցային վիխագրեցությունը, որը, սակայն, կարևոր դեր է խաղում առանձին ատոմի լրիվ մազնիսական մոմենտների որոշելիս։

Մազնիսական փոխազդեցուրյան հիմնական աղբյուրը էլեկտրոնների էլեկտրաստատիկ (կոլորնյան) փոխազդեցուրյունն է: Սակայն, ի տարբերություն անմիջական ուժային փոխազդեցուրյան, մազնիսական փոխազդեցուրյունը կախված է էլեկտրոնների (մազնիսական իոնների) սպիների ուղղություններից և հետևանք է Պառիի սկզբունքի:

Որպեսզի պարզենք կապը համակարգի էներգիայի և սպիտակ միջն, դիտարկենք ընդամենը երկու էլեկտրոն ունեցող համակարգ և օգտվենք ջրածնի մոդելովի տեսության որոշ արդյունքներից (Մաս I, II.6):

Ինչպես զիտենք, էլեկտրոնային համակարգի լրիվ ալիքային ֆունկցիան հակահամաշափ ֆունկցիա է, այսինքն՝ այն փոխառ է իր նշանը, եթե կատարվում է երկու էլեկտրոնների փոխատեղություն՝ $r_1, s_1 \leftrightarrow r_2, s_2$: Սահմանադրային փոխազդեցության անտեսման և արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության պայմաններում համակարգի համիլտոնիանը կախված չէ սահմանադրային փոխազդեցության անտեսման վերաբերյալ:

նատային՝ $\psi(r_1, r_2)$ և սպինային՝ $\chi(s_1, s_2)$ ֆունկցիաների արտադրյալի տեսքով՝

$$\Phi(r_1, s_1; r_2, s_2) = \psi(r_1, r_2) \cdot \chi(s_1, s_2) : \quad (11.1)$$

Հնարավոր սպինային վիճակներից, որոնց համապատասխանում են s_1 և s_2 սպիների z -պրոյեկցիաների որոշակի արժեքներ (այն է՝ $s_{z1} = 1/2$ (\uparrow), $s_{z2} = 1/2$ (\uparrow), որը համառոտակի կնշանակենք $|s_{z1}, s_{z2}\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle$ խորիզա-նիշով, ինչպես նաև մնացած երեք հնարավոր վիճակները՝ $|\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\rangle$ և $|\downarrow\downarrow\rangle$), կարող ենք կազմել հետևյալ գծային համակցությունները՝

$$\chi_1(s_1, s_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle), \quad S = |s_1 + s_2| = 0, \quad S_z = s_{1z} + s_{2z} = 0, \quad (11.2)$$

$$\chi_2(s_1, s_2) = |\uparrow\uparrow\rangle, \quad S = 1, \quad S_z = 1 \quad (11.3)$$

$$\chi_3(s_1, s_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle), \quad S = 1, \quad S_z = 0, \quad (11.4)$$

$$\chi_4(s_1, s_2) = |\downarrow\downarrow\rangle, \quad S = 1, \quad S_z = -1 \quad (11.5)$$

Այս չորս ֆունկցիաներից $\chi_1(s_1, s_2)$ -ը հակահամաշափ է՝

$$\chi_1(s_2, s_1) = -\chi_1(s_1, s_2), \quad (11.6)$$

իսկ մնացած երեքը՝ համաշափ՝

$$\chi_i(s_2, s_1) = \chi_i(s_1, s_2), \quad (i = 2, 3, 4), \quad (11.7)$$

հետևաբար՝ $S = 0$ (սինգլետ) սպինային վիճակում համակարգը կնկարագրվի համաշափ կոօրդինատային $\psi_s(r_1, r_2)$ ֆունկցիայով, իսկ $S = 1$ (տրիպլետ) սպինային վիճակում հակահամաշափ $\psi_{as}(r_1, r_2)$ ֆունկցիայով: Կոօրդինատային $\psi(r_1, r_2)$ ալիքային ֆունկցիան բավարարում է Ըրեղին-գերի հավասարմանը՝

$$\hat{\mathcal{H}}\psi \equiv \left[-\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla_1^2 + \nabla_2^2) + V(r_1, r_2) \right] \psi(r_1, r_2) = E\psi(r_1, r_2), \quad (11.8)$$

որտեղ $V(r_1, r_2)$ -ը տրվում է (Մաս I, II.2.2) բանաձևով:

Նշանակենք (11.8) հավասարման ամենափոքր սեփական արժեքները, որոնք համապատասխանում են սինգլետ՝ ψ_s և տրիպլետ՝ ψ_{as} լուծում-

Անդին, համապատասխանարար E_s -ով և E_t -ով: Համակարգի հիմնական վիճակամբ համակարգի սպինը հավասար կլինի զրոյի՝ $S = 0$, եթե $E_s < E_t$, և հավասար կլինի մեկի՝ $S = 1$, եթե $E_t < E_s$: Այսպիսով, առկա է վոլտադարձ կայ (11.8) հավասարման լուծման համաշափորյան և համակարգի լրիվ սպինի միջև, որը պայմանավորված է ոչ թե ուղղակի սպին-ուղեծրային վոլտագուցուրյամբ, որն ընդհանրապես հաշվի չի առնված (11.8) հավասարման մեջ, այլ Պաուլիի սկզբունքով:

Այժմ պարզենք Լենկարոնային համակարգի լրիվ սպինի կախումը սինզին և արիպետ վիճակներում ունեցած էներգիաների աւարերությունից: Այդ նպատակով կառուցենք նոր օպերատոր՝ այսպէս կոչված սպինային համիլյանիան, որի սելիական արժեքները համբնկնում են (11.8) հավասարման E_s և E_t սեփական արժեքների հետ, իսկ սեփական ֆունկցիաները որոշում են նույն համապատասխան վիճակներում համակարգի լրիվ սպինը: Երկարաբանային համակարգի լրիվ սպինի օպերատորի բառակուածին:

$$\hat{S}^2 = (\hat{s}_1 + \hat{s}_2)^2 = \hat{s}_1^2 + \hat{s}_2^2 + 2\hat{s}_1\hat{s}_2 : \quad (11.9)$$

Փոխարինենք օպերատորների բառակուածները համապատասխան սեփական արժեքներով՝

$$\hat{s}_1^2 = \hat{s}_1(\hat{s}_1 + 1) = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right) = \frac{3}{4}, \quad \hat{s}_2^2 = \frac{3}{4}, \quad (11.10)$$

$$\hat{S}^2 = S(S+1),$$

կստանանք՝

$$\hat{s}_1\hat{s}_2 = \frac{1}{2}[S(S+1) - \hat{s}_1^2 - \hat{s}_2^2] = \frac{1}{2}\left[S(S+1) - \frac{3}{2}\right] = \begin{cases} -\frac{3}{4}, & S=0, \\ \frac{1}{4}, & S=1. \end{cases} \quad (11.11)$$

Հետևաբար՝ որոնելի սպինային օպերատորը կարելի է ներկայացնել

$$\hat{\mathcal{H}}_s = \frac{1}{4}(E_s + 3E_t) - (E_s - E_t)\hat{s}_1\hat{s}_2 \quad (11.12)$$

տեսքով: Նրա սեփական արժեքներն են E_s -ը (եթե $S=0$) և E_t -ն (եթե $S=1$): Առաջին՝ $\bar{E} = (E_s + 3E_t)/4$ գումարելին կախված չէ սպինից և ըստ

սպինային 4 հնարավոր վիճակների (1 սինգլետ և 3 արփայլեա) միջինացված է ներգիան է, որը որպես հասաւատուն կարելի է բաց բողնել իսկ երկրորդ գումարելին կախված է համակարգի սպինից: Ընդունված է սպինային համիլտոնիանը ներկայացնել ինաւել տևաքով (Վ. Հայզենբերգ, 1927թ.)՝

$$\hat{\mathcal{H}}_s = -\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{s}}_1 \hat{\mathbf{s}}_2 , \quad (11.13)$$

որտեղ

$$J = E_s - E_t : \quad (11.14)$$

եթե $J > 0$, այս, ըստ (11.13) առնչության, համակարգի վարքը էներգիայով վիճակին համապատասխանում է երկու էլեկտրոնների սպիների զուգահեռորդունը ($S = 1$), իսկ $J < 0$ դեպքին՝ հակազուգահեռորդունը ($S = 0$):

Ի տարրերություն մազնիսական դիպոլային վոխսագդեցության

$$u_{12} = \frac{1}{R^3} \left[\mu_1 \mu_2 - \frac{3}{R^2} (\mu_1 R)(\mu_2 R) \right] \quad (11.15)$$

Էներգիայի, որը կախված է մազնիսական մոմենտների տարածական դիրքերից μR արագաղյալի միջոցով, սպինային համիլտոնիանով տրվող վոխսագդեցության էներգիան կզուրաց է, այն կախված է միմյան s_1 և s_2 սպիների վոխսադարձ դիրքից: Այս կզուրուսությունը հետևանք է (11.8) հավաարման $\hat{\mathcal{H}}_s$ օպերատորի սպինային անկախաւորյան և կախված չէ նրա տարածական համաչափությունից:

(11.14) արտահայատությամբ արվող J մնանականը, որն ընդունված է անվանել վոխսանակային վոխսագդեցության հասաւատուն կամ պարամետր, կարելի է ներկայացնել

$$J = \frac{Q+A}{1+S^2} - \frac{Q-A}{1-S^2} = \frac{2(A-QS^2)}{1-S^4} \quad (11.16)$$

Խենքով, որտեղ A -ն փոխանակային, Q -ն՝ կուպոնյան, իսկ S -ը՝ ծածկման ինաւեգրալին են (Մաս I, II.6.18-6.29 բանաձևերը. $W_s \equiv E_s$, $W_{as} \equiv E_t$): $R >> \sigma_B$ հեռավորությունների վրա $J(R)$ մնանականը նվազում է. Էրսպոնենցիալ օրենքով:

Ընդհանրացնենք (11.13) արտահայատությունը N կեկտրոններից կազմված համակարգի համար՝

$$\hat{\mathcal{H}}_s = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \cdot \hat{s}_i \hat{s}_j , \quad (11.17)$$

որաեղ \hat{s}_i -ն i -ը է եւկտրոնի սպինի օւլերատորն է, իսկ $J_{ij} \equiv J(R_{ij})$ մեծությունը՝ (ij) գույզի փոխանակային փոխազդեցության պարամետրը:

Անհրաժեշտ է նշել, որ, որպես կանոն, N էւկտրոնների համար զրված (11.17) արտահայտությունը կիրառվում է նաև $\hat{S}_\alpha = \sum_i \hat{s}_i$, $S_\alpha > 1/2$ գումարային սպինով աստմների դեպքում՝

$$\hat{\mathcal{H}}_s = - \sum_{\alpha \neq \beta} J_{\alpha\beta} \cdot \hat{S}_\alpha \hat{S}_\beta : \quad (11.18)$$

Այսպիսով, մազնիսական մոմենտների կարգավորվածությունը մազնիսական բյուրեղներում պայմանավորված է (11.18) համիլտոնիանով նկարագրված փոխանակային փոխազդեցությամբ: Տևողյան մյուս խնդիրը փոխանակային փոխազդեցության $J_{\alpha\beta} \equiv J(R_\alpha, R_\beta)$ հաստատումն նշանի որոշումն է, որով պայմանավորված է մազնիսական կարգավորվածության բնույթը՝ ֆեռոմազնիսական, թե հակաֆեռոմազնիսական: Եթե $J < 0$, ապա էներգիապես ձեռնատու է այնպիսի վիճակ, երբ հարկան ատոմների սպինները հակագրուցական են: Այսպիսի վիճակը համապատասխանում է հակաֆեռոմազնիսական կարգավորվածությանը (նկ. IX.12, բ): $J > 0$ դեպքում աեղի ունի ֆեռոմազնիսական կարգավորվածություն, երբ բոլոր ատոմների մազնիսական մոմենտներն իրար գուգակեն ևն (նկ. IX.12, ա):

Հետագա հաշվարկներում պարզության համար կենքարենք, որ սպինն իրեն պահում է որպես դասական մեխանիկական մոմենտ:

Եթե փոխանակային փոխազդեցության J հաստատումի նշանը որոշում է մազնիսական կարգավորվածության բնույթը, ապա նրա մնանականությունը որոշում է մազնիսական կարգավորվածության վիճակը նկարագրող երևոքաբանական բնուրագրերը, մասնավորապես՝ Կյուրիի չերմաստիճանը:

Իրոք, (11.18) համիլտոնիանն արտագրենք հետևյալ աւելացով՝

$$\mathcal{H}_s = - \sum_{\alpha} \left[\sum_{\beta} J_{\alpha\beta} S_{\beta} \right] \cdot S_{\alpha} = \sum_{\alpha} \mathcal{H}_{\alpha} : \quad (11.19)$$

Մոլեկուլային դաշտի մոտավորության շրջանակներում S_{α} սպինի հարկան

սպիները պետք է փոխադիմնել իրենց միջին արժեքներով՝

$$S_\beta \rightarrow \bar{S}_\beta = \frac{1}{g\mu_B} \bar{\mu}, \quad (11.20)$$

որտեղ $\bar{\mu}$ -ն ասումի միջին մագնիսական մոմենտն է: Այս դեպքում փոխանակային փոխազդեցորդյան միջին լ.Շերգիայի համար կարող ննք գրել

$$\mathcal{H}_s = - \sum_{\alpha=\beta} J_{\alpha\beta} S_\alpha S_\beta \Rightarrow - \sum_{\alpha \neq \beta} J_{\alpha\beta} S_\alpha \bar{S}_\beta = - \frac{1}{g\mu_B} \sum_{\alpha \neq \beta} J_{\alpha\beta} S_\alpha \bar{\mu} = - \bar{\mu} H_E, \quad (11.21)$$

որտեղ միջին մոլեկուլային մագնիսական դաշտի լարվածությունը՝

$$H_E = \frac{1}{g\mu_B} \sum_{\beta} J_{\alpha\beta} S_\alpha = \frac{1}{(g\mu_B)^2} \sum_{\beta} J_{\alpha\beta} \bar{\mu} : \quad (11.22)$$

Այս արտահայտության օգնությամբ մոլեկուլային դաշտի λ հաստատունի համար կստանանք՝

$$H_E = \lambda M \equiv \lambda \cdot n \bar{\mu} \equiv \frac{1}{(g\mu_B)^2} \bar{\mu} \sum_{\beta} J_{\alpha\beta} ,$$

որտեղից

$$\lambda = \frac{1}{n(g\mu_B)^2} \sum_{\beta} J_{\alpha\beta} : \quad (11.23)$$

Նկատի ունենալով կապը մոլեկուլային դաշտի λ հասաաատունի և Կյուրիի ջերմաստիճանի միջև, ինչպես նաև Կյուրիի հաստատունի (5.28) արտահայտությունը, կստանանք՝

$$T_c = \lambda C = \frac{1}{n(g\mu_B)^2} \sum_{\beta} J_{\alpha\beta} \cdot \frac{n g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3k_B} = \frac{S(S+1)}{3k_B} \sum_{\beta} J_{\alpha\beta} : \quad (11.24)$$

Քանի որ $J_{\alpha\beta}$ գործակիցները ենթավորությունից կախված շատ արագ նվազում են, ապա (11.24) գումարում կարելի է սահմանափակվել միայն ամենամռա հարեաաների մուաավորությամբ: Նշանակելով այդ հարեաաների թիվը z -ով, Կյուրիի T_c ջերմաստիճանի համար (11.24) բանաձևից կարող ենք գրել՝

$$T_c \approx \frac{S(S+1)}{3k_B} z \cdot J(a) \sim \frac{J(a)}{k_B}, \quad (11.25)$$

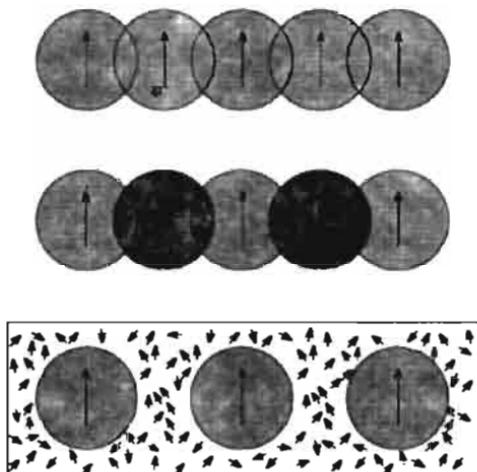
ընդ որում

$$J(a) \sim \gamma \frac{e^2}{a} = \gamma E_c, \quad (11.26)$$

որտեղ a -ն ցանցի հաստատունն է, E_c -ն՝ էլեկտրաստափի (կուլոնյան) վոլտագործության էներգիան, իսկ γ ՝ մեծությունը որոշվում է հարեւան հանգույցների ատոմների ալիքային ֆունկցիաների ծածկումով։ Գնահատումների ժամանակ կարելի է օգտվել

$$\gamma \approx \frac{T_c}{T_m} \quad (11.27)$$

բանաձևություն, որտեղ T_m -ը բյուրընի հալման ջերմաստիճանն է։ γ ՝ պարամետրը համեմատաբար մեծ է 3d-տարրերի միացությունների համար և փոքր է հազվագյուտ հողային միացությունների համար, քանի որ 4f-էլեկտրոնները բավականաչափ խորն են ընկած աստղում և նրանց ալիքային ֆունկցիաները շատ քիչ են ծածկվում։ Այս և պատճառը, որ հազվագյուտ հողային իոնների մազնիսական կարգավորվածությունը տեղի է ունենալ



Նկ. IX.27

համեմատաբար ցածր չերմաստիճաններում։

ա Մազնիսական փոխագուցության վերն ուսումնափակած դեպքը հայտնի է ուղղ (կամ անմիջական) փոխականակարգություն անվամբ, քանի որ այն պայմանավորված է երկու իոնների էլեկտրանների ուղղակի կուլոնյան փոխագուցությամբ (Յկ. IX.27, ա)։ Սակայն հաճախ մազնիսական իոնները միմյանցից բաժանված են ոչ մազնիսա-

կան (լրացված էլեկտրոնային քաղանքներ ունեցող) խոններով: Նման մագնիսական խոնների միջև մագնիսական փոխազդեցությունն իրականացվում է ոչ մագնիսական խոնի էլեկտրոնների միջոցով, և որն ավելի էական է, քան մագնիսական խոնների ուղղակի փոխանակային փոխազդեցությունը: Մագնիսական փոխազդեցության դիտարկվող դեպքը հայտնի է որպես գերփոխանակություն (նկ. IX.27, բ) և իրականանում է մեկուսիչ մագնիսական բյուրեղներում:

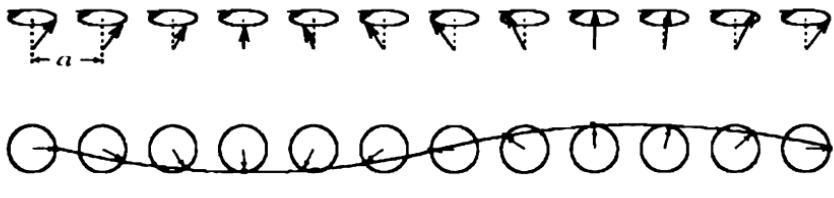
Հազվագյուտ հողային մետաղներում մագնիսական փոխազդեցությունն իրականացվում է այլ ճանապարհով: Բացի անմիջական ուղղակի փոխանակային փոխազդեցությունից, որը բավականաշատ թույլ է 4f էլեկտրոնների համեմատարար ուժեղ աւելացնացման հետևանքով, մագնիսական խոնների հիմնականում փոխազդում են հաղորդականության էլեկտրոնների միջոցով (նկ. IX.27, զ): Փոխանակային փոխազդեցության այս դեպքը հայտնի է որպես անուղղակի փոխազդեցություն:

§12^o. Սպիտակային ալիքները ֆեռոմագնիսներում

Ուժեղ մագնիսական նյութերի թերմոդինամիկական հատկությունները որոշելու և, մասնավորապես, ինքնարերական մագնիսացվածության ջերմաստիճանային վարքը ցածր ջերմաստիճանների ափբույթում ճշտելու համար անհրաժեշտ է քննարկել սպիտակային համակարգի գրգռված վիճակը:

Ուսումնասիրնենք նախ ֆեռոմագնիսական նյութերը: Ֆեռոմագնիսի հիմնական վիճակում ($T = 0K$) բոլոր մագնիսական մոմենտները (սպիտակը) ուղղված են նոյն ուղղությամբ: Սպիտակային համակարգի ամենափառը էներգիայով գրգռված վիճակը համապատասխանում է մեկ սպիթի՝ այդ ուղղությունից շեղվելուն: Քանի որ այդ սպիթը փոխազդում է հարևան սպիթների հետ, ապա նրա շեղումը հաղորդվում է հարևաններին: Այսպիսով, սպիթնի շեղումը չի մնում տեղայնացված, այն տարածվում է ամբողջ բյուրեղը որպես սպիտակին ալիք:

Նկարագրված մեխանիզմը նույնական է բյուրեղական ցանցի որևէ հանգույցի ատոմի տասանողական շարժման և ցանցում առածզական ալիքի առաջացման մեխանիզմի հետ: Նկ. IX.28-ում պատկերված է սպիթային ալիքը միաչափ զծային ցանցում ժամանակի տրված պահին:



Նկ. IX.28

Յուրաքանչյուր սպին կոնապտույա 1. կասարում, և նրա վուլը որոշվում է k ալիքային բվով (սպինային ալիքի երկարությունը՝ $\lambda = 12a$, որտեղ a -ն ցանցի հասարաւուն է):

Այժմ ստանանք ֆեռոմագնիսում սպինային ալիքի դիավերախոն հավասարումը $\omega = \omega(k)$ կախումը:

Ենթադրենք, որ սպինն իրևն պահում է որպես դասական մեխանիկական մամենա, կարող ենք օգտվել շարժման դասական հավասարումներից: Կենթադրենք նաև, որ սպինը սպինը փոխազդում է միայն իր ամենանու հարևան սպիների հետ: Այս դեպքում R հանգույցում գտնվող S_R սպինի փոխազդեցույքան լներգիան մոտակա $R + \delta$ հանգույցներում գտնվող s հատ $S_{R+\delta}$ սպիների հետ կարգի

$$\mathcal{H}_s = -J \cdot S_R \sum_{\delta} S_{R+\delta} \quad (12.1)$$

արահայտությամբ, որտեղ J -ն փոխանակային փոխազդեցույքան իզոտրոպության հետևանքով միևնույնն է բոլոր s հարևանների համար: (12.1) արտահայտությամբ տրվող էներգիան կարելի է մեկնաբանել որպես S_R սպինի լներգիա արդյունաբար «արտարին» մագնիսական դաշտում՝

$$\mathcal{H}_s = -\mu_s \cdot H_R, \quad \mu_s = -g\mu_B S_R, \quad (12.2)$$

որի լարվածությունը՝ (տես նաև (11.22) բանաձևը)

$$H_R = -\frac{J}{g\mu_B} \sum_{\delta} S_{R+\delta}: \quad (12.3)$$

Ենշացես հայտնի է մեխանիկայից, մասնիկի իմպուլսի մոմենտի ($\hbar S_R$) փոփոխման արագությունը հավասար 1. մոմենտի վրա ազդող ուժի մոմենտին:

$$\frac{d}{dt}(\hbar S_R) = \mu_s \times H_R = -\frac{J}{g\mu_B} \sum_{\delta} (\mu_s \times S_{R+\delta}) = J \left(S_R \times \sum_{\delta} S_{R+\delta} \right); \quad (12.4)$$

Արտասգրենք (12.4) շարժման հավասարումն ըստ պրոյեկցիաների՝

$$\frac{dS_R^x}{dt} = \frac{J}{\hbar} \left(S_R^y \sum_{\delta} S_{R+\delta}^z - S_R^z \sum_{\delta} S_{R+\delta}^y \right), \quad (12.5\alpha)$$

$$\frac{dS_R^y}{dt} = \frac{J}{\hbar} \left(S_R^z \sum_{\delta} S_{R+\delta}^x - S_R^x \sum_{\delta} S_{R+\delta}^z \right), \quad (12.5\beta)$$

$$\frac{dS_R^z}{dt} = \frac{J}{\hbar} \left(S_R^x \sum_{\delta} S_{R+\delta}^y - S_R^y \sum_{\delta} S_{R+\delta}^x \right); \quad (12.5\gamma)$$

Սաւացանք ոչ զծային հավասարումների համակարգ, քանի որ (12.5α)-(12.5γ) հավասարումների աջ մասերը պարունակում են սպիթի պրոյեկտիաների արտադրյալներ: $T = 0K$ վիճակում սպիթի ուղղությունից փոքր շեղամների (քոյլ գրգռումների) համար կարելի է վերցնել $S_R^z \equiv S$ և (12.5) հավասարումների աջ մասերում արեամարել S_R^x և S_R^y մեծությունների արտադրյալներով անդամները: Նկատի ունենալով նաև, որ $\sum_{\delta} S_{R+\delta}^z = zS$, (12.5) համակարգի վոլխարեն կսահնանք զծային հավասարումների հետևյալ համակարգը՝

$$\frac{dS_R^x}{dt} = \frac{J}{\hbar} \left(zS \cdot S_R^y - S \sum_{\delta} S_{R+\delta}^y \right) = \frac{JS}{\hbar} \left(zS_R^y - \sum_{\delta} S_{R+\delta}^y \right), \quad (12.6)$$

$$\frac{dS_R^y}{dt} = \frac{J}{\hbar} \left(S \sum_{\delta} S_{R+\delta}^x - S_R^x \cdot zS \right) = -\frac{JS}{\hbar} \left(zS_R^x - \sum_{\delta} S_{R+\delta}^x \right), \quad (12.7)$$

$$\frac{dS_R^z}{dt} = 0 : \quad (12.8)$$

(12.8) հավասարումից հետևում է $S_R^z = const = S$ պայմանը: (12.6) և (12.7) հավասարումների լուծումները կփնտրենք վազող ալիքների տեսքով՝

$$S_R^x = u \cdot \exp[i(kR - \omega t)], \quad S_R^y = v \cdot \exp[i(kR - \omega t)], \quad (12.9)$$

որտեղ u և v անհայտ ամպլիտուդները բավարարում են

$$-i\omega u - \frac{JS}{\hbar} \left[z - \sum_{\delta} \exp(ik\delta) \right] v = 0, \quad (12.10)$$

$$\frac{JS}{\hbar} \left[z - \sum_{\delta} \exp(ik\delta) \right] u - i\omega v = 0$$

հավասարումների համակարգին, որի ոչ-զրոյական լուծումներ ունենալու պայմանից ստացվում է սպինային ալիքի դիսպերսիոն հավասարումը՝

$$\omega(k) = \frac{JS}{\hbar} \left[z - \sum_{\delta} \exp(ik\delta) \right] = \frac{JS}{\hbar} \left[z - \sum_{\delta} \cos(k\delta) \right]: \quad (12.11)$$

Մասնավորապես, միաչափ բյուրեղի դեպքում ($\delta \rightarrow \delta = \pm a, z = 2$)

$$\hbar\omega(k) = 2JS(1 - \cos ka) : \quad (12.12)$$

Ինչպես հետևում է (12.11) առնչությունից և (12.10) համակարգից,

$$v = -iu, \quad (12.13)$$

այսինքն՝ (12.9) առնչություններավ տրվող պրայեկցիաները մեծությամբ հավասար են, իսկ ժամանակի ցանկացած պահի՝ փուլով շեղված են $\pi/2$ -ով, ինչը նշանակում է S_R վեկտորի կոնապտույտ z առանցքի շուրջ:

Երկարալիքային սահմանում՝ $ka \ll 1$, (12.11) հավասարումից

$$\omega(k) \approx \frac{JS}{\hbar} a^2 k^2, \quad (12.14)$$

որը նույնագույն տեղի ունի և պարզ ($\delta = \pm a, 0, 0; 0, \pm a, 0; 0, 0, \pm a$), և ծավալակենտրոնացված ($\delta = \pm a/2, \pm a/2, \pm a/2$), և նիստակենտրոնացված ($\delta = \pm a/2, \pm a/2, 0; \pm a/2, 0, \pm a/2; 0, \pm a/2, \pm a/2$) խորանարդային ցանցների համար: Ի տարբերություն ճայնային ալիքների, որոնց համար երկարալիքային սահմանում $\omega(k) \sim k$, սպինային ալիքների դիաքում $\omega(k) \sim k^2$, ինչը պայմանավորում է ֆեռոմագնիսական նյութի թերմոդինամիկական առանձնահատկությունները:

Օգտվելով սպինային ալիքների (12.11) դիսպերսիոն հավասարումից, որոշենք ֆեռոմագնիսական նմուշի մագնիսացվածության ջերմաստիճանային կախաւմը ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում:

N սպինների համակարգի լրիվ սպինը հիմնական վիճակում հավասար է NS , քանի որ բայց սպիններն իրար գուգահետ են և ուղղված միևնույն կող-

մը: Եթե համակարգում գրգռվում է սպինային ալիք, առաջ համակարգի լրիվ սպինը փոքրանում է, բանի որ սպիների գուգահեռությունը խախավում է:

Կազ հաստատենք սպինային ալիքի ամպլիտուդի և սպինի z -բաղադրիչի միջև: Քանի որ $S_R^x, S_R^y \ll S_R^z \sim S$, ապա

$$S^z = [S^2 - (S_x^2 + S_y^2)]^{1/2} \approx S \left[1 - \frac{S_\perp^2}{S^2} \right]^{1/2} \approx S - \frac{S_\perp^2}{2S}, \quad (12.15)$$

որտեղ $S_\perp^2 = S_x^2 + S_y^2 = 2u^2$: Եթե n_k -ով նշանակենք k ալիքային վեկտոր ունեցող գրգռված սպինային ալիքների թիվը ($n_k = 0, 1, 2, \dots$) և նշատի ունենանք, որ ամեն մի նոր սպինային ալիք առաջանալիս համակարգի լրիվ սպինի բաղադրիչը z ուղղությամբ փոքրանում է միավորավ, կստանանք՝

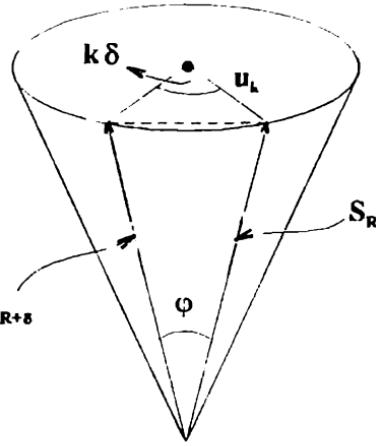
$$NS - n_k = NS_z \approx NS - \frac{Nu_k^2}{S}$$

կամ

$$n_k \approx \frac{Nu_k^2}{S}, \quad (12.16)$$

որտեղից՝

$$u_k^2 = \frac{S}{N} n_k : \quad (12.17)$$



Նկ. IX.29

Սպինային համակարգի փոխանակային էներգիան ամենամու հարկանեների մոտավորությամբ տրվում է

$$U = N\mathcal{H}_s = -JN \sum_{\delta} \mathbf{S}_R \cdot \mathbf{S}_{R+\delta} = -JNS^2 \sum_{\delta} \cos(\mathbf{S}_R \cdot \mathbf{S}_{R+\delta}) \quad (12.18)$$

արտահայտությամբ: R և $R+\delta$ սպիների միջև անկյունը կապված է սպինային ալիքում S_R և $S_{R+\delta}$ սպիների միջև փուլերի $k\delta$ տարրերության հետ հետևյալ առնչությամբ (նկ. IX.29):

$$2S \sin \frac{\varphi}{2} = 2u_k \sin \frac{k\delta}{2},$$

որտեղից՝

$$\cos \varphi = 1 - 2 \left(\frac{u_k}{S} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{k\delta}{2} \right); \quad (12.19)$$

(12.19) և (12.18) արտահայտություններից հետևում է, որ վոխանակային էներգիան՝

$$U = -JNS^2 \sum_{\delta} \left[1 - 2 \frac{u_k^2}{S^2} \sin^2 \left(\frac{k\delta}{2} \right) \right] = -JNzS^2 + JNu_k^2 \sum_{\delta} 2 \sin^2 \left(\frac{k\delta}{2} \right) = \\ = -JNzS^2 + JNu_k^2 \left(z - \sum_{\delta} \cos k\delta \right) \equiv -JNzS^2 + \varepsilon_k, \quad (12.20)$$

որտեղ

$$\varepsilon_k = JNu_k^2 \left(z - \sum_{\delta} \cos k\delta \right) \quad (12.21)$$

մեծությունը սպինային համակարգի գրգռման էներգիան է: Նկատի ունենալով (12.17) և (12.11) արտահայտությունները, ε_k գրգռման էներգիան կարելի է ներկայացնել

$$\varepsilon_k = \hbar\omega(k) \cdot n_k \quad (12.22)$$

տեսքով, որը համընկնում է ներդաշնակ տատանակի էներգիական սպեկտրի հետ: Ուստի ջերմային հավասարակշռության վիճակում k ալիքային վեկտորավ գրգռումների (սպինային ալիքների) միջին թիվը կտրվի բոզեւշտենի բաշխումով՝

$$\bar{n}_k = \left[\exp \frac{\hbar\omega(k)}{k_B T} - 1 \right]^{-1}; \quad (12.23)$$

$T \neq 0K$ ջերմաստիճանում համակարգում գրգրված սպինային ալիքների թիվը թիվը (անկախ k ալիքային վեկտորի արժեքից) տրվում է

$$\sum_k n_k = \sum_k \bar{n}_k = \int_{\Omega_0} \frac{V dk}{(2\pi)^3} \bar{n}_k = \int_0^{\omega_m} G(\omega) \bar{n}(\omega) d\omega \quad (12.24)$$

արտահայտությամբ, որտեղ ինտեգրումն ըստ k -ի կատարվում է Բիբյունի գոնայի Ω_0 ծավալով, իսկ ω_m -ը սպինային ալիքի ամենամեծ հնարավոր հաճախությունն է: Վիճակների խորության ֆունկցիան՝

$$G(\omega) = \frac{4\pi k^2}{(2\pi)^3} \frac{dk}{d\omega} V : \quad (12.25)$$

Եթե $k = k_{\max}$, ինչը համապատասխանում է Բրիլյունի գոնայի սահմանին, $k_m \delta = \pm\pi$, ուստի, նկատի ունենալով (12.11) առնչությունը, կարող ենք գրել, որ (տես նաև (11.25) բանաձևը)

$$\frac{\hbar\omega(k_{\max})}{k_B T} = \frac{\hbar\omega_m}{k_B T} = \frac{2JSz}{k_B T} = \frac{6}{S+1} \cdot \frac{T_c}{T}, \quad (12.26)$$

որաւեղ T_c -ն Կյուրիի ջերմաստիճանն է: Քննարկվող դեպքում $T \ll T_c$, ուստի մեծ հաճախություններով (մեծ k -երով) սպինային ալիքների ներդրումը (12.24) ինանգրալում կարելի է արհամարիել նրանց միջին քվի էրպայննեցիալ վիճակը լինելու պատճառով և ինանգրումը կատարել $(0, \infty)$ տիրույթում: Այսպիսով, հիմնական ներդրումը (12.24) ինանգրալում պայմանավորված է փոքր ($k\alpha \ll 1$) ալիքային քվով սպինային ալիքներով, որոնց դիագետրական հավասարումը տրվում է (12.14) առնչությամբ: Այս մոտավորությամբ վիճակների խառնքան ֆունկցիայի համար (12.25) արտահայտությունից կստանանք՝

$$G(\omega) = \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{\hbar}{JS\alpha^2} \right)^{3/2} \cdot \omega^{1/2} : \quad (12.27)$$

Տեղադրելով (12.23) և (12.27) արահայտությունները (12.24) ինանգրալում, կստանանք՝

$$\sum_k \bar{n}_k \approx \frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{\hbar}{JS\alpha^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\omega^{1/2} d\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} =$$

$$= \frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{k_B T}{JS\alpha^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{t^{1/2} dt}{e^t - 1} = \frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{k_B T}{JS\alpha^2} \right)^{3/2} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \cdot \Gamma\left(\frac{3}{2}\right),$$

որտեղ $\zeta(3/2) \approx 2,612$ (ζ -ն ՈՒմանի ֆունկցիան է), $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$:

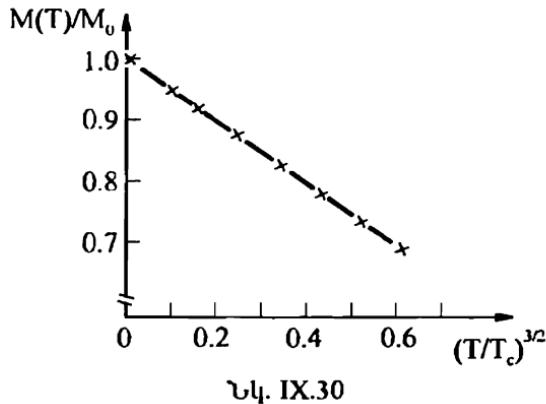
Մազնիսացվածության հարաբերական փոփոխությունը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{\Delta M}{M_0} = \frac{1}{N_0 S} \cdot \frac{1}{V} \sum_k \bar{n}_k , \quad (12.29)$$

որտեղ $N_0 = Q/a^3$ մածությունը ատոմների թիվն է միավոր ծավալում, իսկ $Q = 1,2,4$ և ապատասխանաբար պարզ, ծավալակենարունացված և նիստակենարունացված խորանարդային ցանցերի համար: (12.28) և (12.29) բանաձևերից ստացվում է ֆեռմագնիսական նմուշի մազնիսացվածության չերմաստիճանային կախումը $T \ll T_c$ ափրույքում:

$$M(T) = M_0 \left(1 - \frac{\Delta M}{M_0} \right) = M_0 \left[1 - \frac{0,0587}{SQ} \left(\frac{k_B T}{JS} \right)^{3/2} \right] : \quad (12.30)$$

Այս բանաձևը հայտնի է որպես Բլոխի «3/2»-ի օրենք: Ստացված չերմաստիճանային կախումը հետևանք է (12.14) դիսպերսիոն հավասարման և, ի տարբերություն (8.12) արտահայտության, համապատասխանում է վորձում ստացվող արդյունքներին: Չերմաստիճանի բարձրացմանը գույզընթաց մազնիսացվածության նվազումը պայմանավորված է սպինային ալիքների թվի մեծացմամբ: Նկ. IX.30-ում պատկերված է զարդինիումի ($T_c = 293\text{K}$) հարաբերական մազնիսացվածության $(T/T_c)^{3/2}$ -ից ունեցած



Նկ. IX.30

կախման գրաֆիկը, որն ուղղի զիծ է, ինչը համապատասխանում է Բլոխի (12.30) օրենքին:

Սպինային ալիքներ կարող են գրգռվել նաև հակաֆեռունազնիսական նյութերում: Սպինային ալիքների տեսությունը հակաֆեռունազնիսական զգալիքնեն բարդ է, ամենաընդհանուր դեպքում նրանցան

գրգռվում են իրարից տարբեր դիսպերսիոն հավասարումներով սպինային ալիքներ: Մասնավորապես, իզոտրոպ հակաֆեռունազնիսական նյութում,

արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայությամբ, սպինային ալիքի դիսպերսիոն հավասարումը կամայական k -երի համար գծային է:

$$\omega(k) = \frac{J\sigma}{\hbar} [S(S+1)]^{1/2} k : \quad (12.31)$$

Սպինային ալիքների դիսպերսիոն հավասարման գլուխնալը հնարավորություն է տալիս որոշել նաև եամակարգի ջերմունակության մեջ նրանց ներդրումը: Մասնավորապես, վերև արված ենքաղործությունների շրջանակներում, օգտվելով (12.23), (12.27) առնչություններից և ջերմունակության սահմանումից, ֆիզոմագնիսում սպինային ալիքների ներդրման համար կստանանք՝

$$C_{VS}^F = \frac{\partial}{\partial T} \int_0^\infty \hbar \omega \bar{n}(\omega) G(\omega) d\omega = \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \frac{V\hbar}{4\pi^2} \left(\frac{\hbar}{JS\sigma^2} \right)^{3/2} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^{5/2} \int_0^\infty t^{3/2} dt \right\} = \\ = \frac{Vk_B}{\sigma^3} \left(\frac{k_B T}{JS} \right)^{3/2} \frac{15\zeta(5/2)}{32\pi^{3/2}} \equiv AT^{3/2} : \quad (12.32)$$

Առանց մանրամասն արտածումների, նկատի ունենալով միայն (12.31) դիսպերսիոն հավասարման նմանությունը (այն է՝ գծայնությունը) ցանցային տատանումների դիսպերսիոն հավասարմանը երկարավիքային սահմանում (Մաս I, IV.4.7) և ցանցային ջերմունակության արտահայտությունը (Մաս I, IV.4.37), հակաֆիզոմագնիսի ջերմունակության մեջ սպինային ալիքների ներդրման ջերմաստիճանային կախման համար կստանանք $C_{VS}^{AF} \sim T^3$ կախումը, որը Դերայի օրենքի նմանակն է:

§13. Մագնիսական անիզոտրոպություն

Բացի փոխանակային փոխազդեցություններից, որոնք որոշում են մագնիսական կարգավորվածության բնույթը և ունեն կուլոնյան ծագում, մագնիսակարգավորված նյութերում կարևոր դեր են խաղում նաև մագնիսական բնույթի ուժերը, որոնք զգալիորեն բույլ են կուլոնյան ուժերից: Փոխանակային փոխազդեցությունն օժտված է իզոտրոպությամբ, բանի որ այն թերում է փոխազդող սպիների գուգահեռության կամ հակագուգահեռության (կախված փոխանակային ինտեգրալի նշանից) և ոչ մի կերպ չի որո-

շում նրանց ուղղությունները տարածական ցանցի նկատմամբ: Միայն փոխանակային փոխազդեցության առկայության պայմաններում մագնիսակարգավորված բյուրեղում կլիներ լրիվ անօրոշ: Սակայն, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, իտների մագնիսական մոմենտները (սպիները) մագնիսակարգավորված բյուրեղում ուղղված են ոչ թե պատահականորեն, այլ բյուրեղագրական առանցքների նկատմամբ միանգամայն որոշակի անկյուններում: Այս երևույթը՝ մագնիսացվածության վեկտորի կախումը ուղղությունից, հայտնի է որպես մագնիսաբյուրեղագրական անիզուրոպուրյուն և պայմանավորված և մագնիսական բնույթի փոխազդեցությունների գոյությամբ:

Այս փոխազդեցություններից առաջինը դիպոլ-դիպոլային փոխազդեցությունն է, որը $\mu = g \mu_B S$ մագնիսական մոմենտով և իրարից r_y եւտավորության վրա գտնվող i և j մոմենտների համար տրվում է

$$E_y = \frac{g^2 \mu_B^2}{r_y^3} \left[S_i S_j - \frac{3(S_i r_y)(S_j r_y)}{r_y^2} \right] \quad (13.1)$$

արտահայտությամբ, որի համաձայն փոխազդեցության էներգիան կայսված է r_y շառավիղ-վեկտորի կամ, այլ կերպ ասած, բյուրեղական ցանցի նկատմամբ S , և S , սպինների դիրքից: Արդյունքում սպինները ցանցի նկատմամբ կողմնորոշվում են այնպես, որ նրանց լրիվ էներգիան ըստ ցանցի բարոր ատոմների, այսինքն՝ E_y մեծությունների գումարը լինի նվազագույնը: Ընդունին, միմյանց նկատմամբ հարեւան սպինների կողմնորոշումը մնում է անվիճություն, քանի որ այն պայմանավորված է շաա ավելի ուժեղ փոխանակային փոխազդեցությամբ: Բյուրեղագրական ուղղությունը, որով ուղղվում են սպինները էներգիայի մինիմումի պայմաններում, ընդունված է անվանել հեշտ մագնիսացման ուղղություն կամ հեշտ մագնիսացման առանցք:

Մագնիսական բնույթի մյուս փոխազդեցությունը, որը նույնպես կայսված է սպինների՝ ցանցի նկատմամբ կողմնորոշումից, պայմանավորված է սպին-ուղեծրային փոխազդեցությամբ, որը բնուրագրվում է

$$E_z \sim \lambda(LS) \quad (13.2)$$

Էներգիայով, որսևդ L -ը ատոմի ուղևորային մոմենտն է, որը պրոցես է ասումի (իրնի) էլեկտրոնային ամպի տեսքը, և հաստատությունը կախված չէ L -ից և S -ից և համեմատական է. $(Ze^2/\hbar c)^2$ մեծությանը (Z -ը ասումի կարգաբիշն է): Բյուրելում ատոմների (իրոնների) էլեկտրոնային քաշանքները որոշակի դիրքներ են զրավում տարածական ցանցի նկատմամբ, ինչն, իր հերթին, բերում է սպիների որոշակի կրողմնորոշման ցանցի նկատմամբ: Մազնիսարյութեազրակայն անիզոտրոպուրյանը սխեմատիկորեն պատկերված է նկ. IX.31-ում, որից հետևում է, որ էլեկտրոնների փոխանակային փոխազդեցուրյան էներգիաների տարբերությունը հետևանք է էլեկտրոնային ամպերի ծածկման տարբերության:

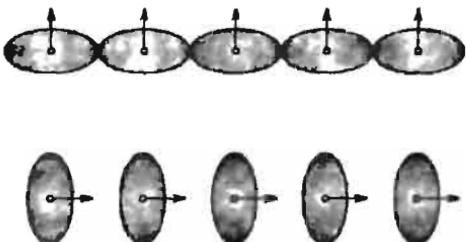
Մազնիսական փոխազդեցուրյուններին համապատասխանարյան մեջ է դրվում որոշակի էներգիա, որը կախված է մազնիսական մոմենտի՝ տարածության մեջ ունեցած դիրքից և կոչվում է անիզոտրոպուրյան էներգիա: Անիզոտրոպուրյան էներգիան զգալիորեն բույլ է

փոխանակային փոխազդեցուրյան էներգիայից, քանի որ ունի ռելյատիվիստական ծագում. իրոք

$$E_y \sim \frac{\mu_B^2}{r_y^3} \sim \frac{\mu_B^2}{a_B^3} \sim \left(\frac{e\hbar}{mc} \right)^2 \cdot \left(\frac{me^2}{\hbar^2} \right)^3 \sim \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \cdot \frac{me^4}{\hbar^2} \sim \alpha^2 \cdot Ry,$$

$$E_{sl} \sim \lambda \sim \left(\frac{Ze^2}{\hbar c} \right)^2 Ry \sim Z^2 \cdot \alpha^2 \cdot Ry,$$
(13.3)

որտեղ $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ մեծությունը նուրբ կառուցվածքի հաստատունն է, իսկ $Ry = me^4/2\hbar^2 \approx 13,6$ էՎ Ռիդրեզի էներգիան: Ըստ (13.3) բանաձևի $E_y \sim 10^{-4}$ էՎ, իսկ $E_{sl} \sim 10^{-2}$ էՎ ($Z \sim 10$): Այս է պատճառը, որ բյուրենի մազնիսազվածության մեծությունը որոշելիս անիզոտրոպուրյան էներգիան

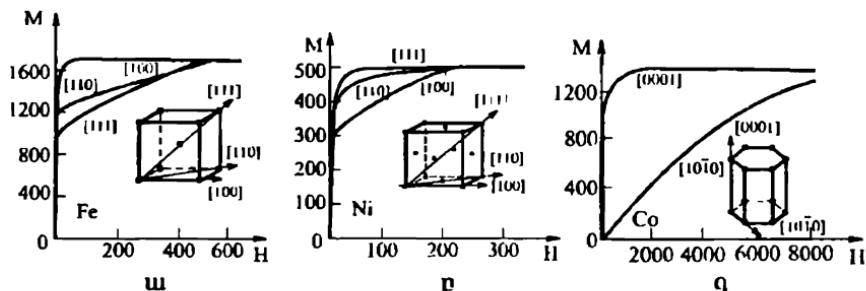


Նկ. IX.31

հաշվի չի առնվում. այն որոշում է միայն մագնիսազվածության վեկտորի ուղղությունը:

Խորանարդային բյուրեղի (օլինակ՝ երկաթի) հեշտ մագնիսացման ուղղությունները համբենում են խորանարդի կողերի հետ, իսկ հերսազնալ բյուրեղի (օրինակ՝ կորալայի) հեշտ մագնիսացման ուղղությունը համբենում է վեցերորդ կարգի առանցքի հետ: Նկ. IX.32-ում բերված են մագնիսացվածության արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունից կախման զրաֆիլերը տարրեր բյուրեղագրական ուղղությունների համար:

Խնչպես երեսում է բերված կորերից, երկաթի համար հեշտ մագնիսացման ուղղությունը [100], նիկելի համար՝ [111], կորալի համար՝ [0001] ուղղությունը, իսկ դժվար մագնիսացման ուղղություններն են համապատասխանարար [111]-ը (Fe), [100]-ն (Ni) և [10⁻¹0]-ն (Co):



Նկ. IX.32

Եթե բյուրեղը մագնիսացվել է ինչ-որ ուղղությամբ, ապա նմուշի միավոր ծավալի մագնիսական անիզոտրոպության էներգիան արտահայտվում է մագնիսացվածության վեկտորի՝ բյուրեղագրական ուղղությունների հետ կազմած ուղղորդ կոսինուսներով՝

$$E_a = \Phi(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3), \quad (13.4)$$

որտեղ Φ -ն α_i , ուղղորդ կոսինուսների գույզ ֆունկցիա է, քանի որ բյուրեղագրական առանցքների հակառակ ուղղությունները մագնիսական տեսակետից իրար համարժեք են: Խորանարդային բյուրեղների համար այն նաև համաշափ ֆունկցիա է $\alpha_i \leftrightarrow \alpha_j$, փոխառեղությունների նկատմամբ: Ըստ α_i փոփոխականների ամենացածր՝ քառակուսային կարգում, նշված պայ-

մանմերին բավարարում է $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2$ ձևը, որը, սակայն հավասար է միավորի և չի կարող նկարագրել անիզոտրոպության երևույթը: Հաջորդ՝ ըստ α , փոփոխականների չորրորդ և վեցերորդ աստիճանի անդամները տրվում են համապատասխանաբար:

$$\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4 = 1 - 2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) \quad (13.5)$$

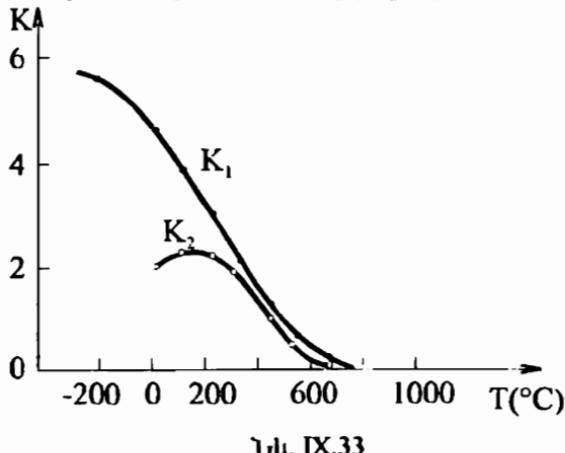
և

$$\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6 = 1 - 3(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + 3\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (13.6)$$

բանաձևերով, որոնք ստանալիս օգտվել ենք $(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2)^n = 1$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) նույնուրյունից: Այսպիսով, ներառյալ α , փոփոխականների վեցերորդ կարգի անդամները, խորանարդային բյուրեղի անիզոտրոպության էներգիայի խտության համար կարող ենք գրել:

$$E_a = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2, \quad (13.7)$$

որտեղ K_1 և K_2 գործակիցները կոչվում են անիզոտրոպության առաջին և երկրորդ հաստատունները: Հաճախ (13.7) բանաձևում նրկորդ գումարներին արհամարհվում է առաջինի նկատմամբ: Անիզոտրոպության հաստատունների նշանները և մեծությունները որոշում են տվյալ բյուրեղի համար «հեշտ» մազնիսացման բյուրեղագրական ուղղությունը: Նկ. IX.33-ում պատրաստված են անիզոտրոպության հաստատունների ջերմաստիճանային կախման կարերը



Նկ. IX.33

երկարի համար (K -ն տրված է 10^5 էրգ/ամ³ միավորներով): Ջերմաստիճանի աճի հետ անիզոտրոպության հաստատունները նվազում են և ձգտում զրոյի, եթե $T \rightarrow T_c$:

§14. Ֆեռոմագնիսական դոմեններ

Ֆեռոմագնիսի ֆիզիկական հատկություններն ուսումնասիրելիս միջչեայժմ ենթադրվել է, որ բյուրեղի ողջ ծավալում մագնիսացվածությունը (վորք տատանումների ճշարւյամբ, պայմանավորված սպինային ալիքների գոյությամբ) ունի միևնույն մեծությունն ու ուղղությունը: Սակայն եթե սենյակային ջերմասահմաններում դիամագնիտ, օրինակ՝ երկարի ($T_c \sim 1000K$) մի կատր, ապա հեշտությամբ կիամոզվենք, որ նրա մագնիսացվածությունը շատ փոքր է հազեցման վիճակին համապատասխանող արժեքից, և հազեցում սպանալու համար պիտիանցվում է արտաքին մագնիսական դաշտ:

Այս վիաապար բացատրելու համար անհրաժեշտ է դիամագնիտի մագնիսական մոմենտների դիպոլային վոլտագոլեցությունը, որն առաջմմ արհամարկել է վոլտագոլեցության նկատմամբ: Սակայն վոլտագոլեցության գործողությունն ունի ցանցի հասաւատունի կարգի գործողության շառավիղ, ուստի սպիների միջև ներառությունն աճնված շատ արագ (էքսպոնենցիալ օրենքով) նվազում է, ի աարբերություն դիպոլային վոլտագոլեցության, որը նվազում է r^{-3} օրենքով: Այս երկու վոլտագոլեցությունների մրցակցության արոյունքում նակլուսկուպական նմուշի մագնիսական վոլտագոլեցությունը կարող է բավականաչափ բարդ լինել, քանի որ հակայական բվով սպիների դիպոլային վոլտագոլեցության էներգիան դառնում է զգալի, և նրա ազդեցությունը կարող է էապես վոլտել վոլտագոլեցության անսանլյունից նպաստավոր սպինային վոլտագոլեցությունը:

Դիպոլային վոլտագոլեցության սևանկյունից ֆեռոմագնիսական նմուշի համասեռ մագնիսացվածության վիճակը բոլորովին նպաստավոր չէ: Իրոք, համասեռ մագնիսացվածության վիճակում նմուշի հանդիպակաց նակերևույթների վրա տեղի ունի մագնիսացվածության թոհք, քանի որ նմուշում $M \neq 0$, իսկ նրանից դուրս $M = 0$, այսինքն՝ $\text{div } M \neq 0$: Համաձայն մագնիսաստատիկայի հիմնական հավասարման՝

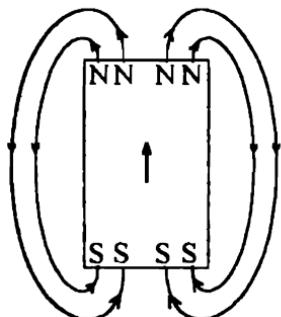
$$\text{div } B = \text{div}(H + 4\pi M) = 0, \quad (14.1)$$

կամ

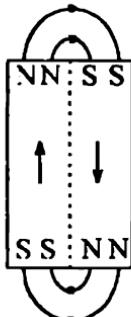
$$\text{div } H = -4\pi \text{div } M \neq 0, \quad (14.2)$$

որտևնդից անմիջապես հետևում է, որ $H \neq 0$: Ընդունված է ասել, որ նմուշի մակերևույթի վրա առաջանում են «մագնիսական քենոներ» (նկ. IX.34): Նմուշը հանդիս է զալիս որպես մագնիս, որը շրջապատող տարածության մեջ ստեղծում է զգայի էներգիայով օժաված մագնիսական դաշտ: Մագնիսական էներգիան՝

$$E_m = \frac{1}{8\pi} \int B^2 dV , \quad (14.3)$$



Նկ. IX.34



Նկ. IX.35

որտևնդին ինտեգրումը կապարվում է ամբողջ տարածությամբ՝ ներառյալ նմուշի V ծավալու:

$$\text{Նմուշից դուրս } M = 0, H \sim r^{-3}, \text{ իսկ նմուշի ներսում } H = 0, \text{ ուստի } B = 4\pi M : \quad (14.4)$$

Արդյունքում մագնիսական էներգիայի համար կստանանք հետևյալ գնահատականը՝

$$E_m = \frac{1}{8\pi} \int (4\pi M)^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int H^2 dV \sim 2\pi M^2 V : \quad (14.5)$$

Դիպոլային վոլտագուցության, հետևաբար և մագնիսական էներգիան էապես կփոքրանա, եթե նմուշը տրոհվի առանձին մակրոսկոպական տիրույների՝ դոմենների, որոնց մագնիսական մոմենտների ուղղությունները խիստ տարբեր են (նկ. IX.35):

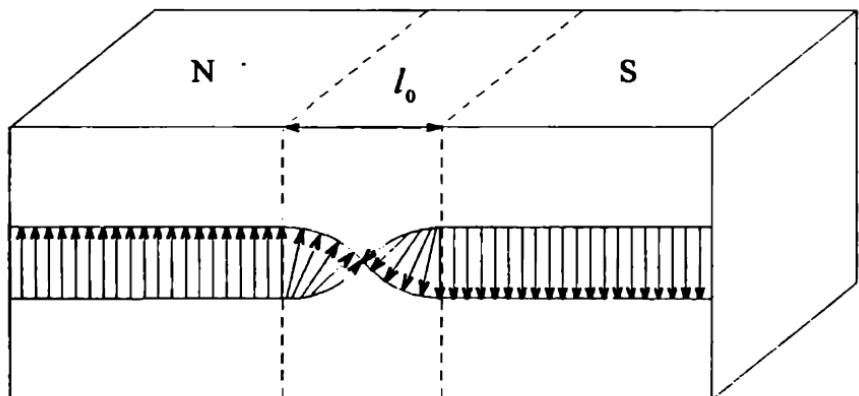
Իրոք, եթե նմուշը արտնվի n բվով դոմենների, ապա յուրաքանչյուր դոմենում հագեցման մագնիսացվածությունը հավասար կլինի M/n , իսկ

նմուշի մագնիսական էներգիան՝

$$E_m \sim n \left(\frac{M}{n} \right)^2 V \sim \frac{1}{n} M^2 V , \quad (14.6)$$

որը n անգամ փոքր է դոմենների չտրոհված նմուշի մագնիսական էներգիայից: «Ետևաբար՝ մագնիսական (դիպոլային) փոխազդեցության տեսանկյունից նպատակահարմար է նմուշի՝ հնարավորին չափ շատ դոմենների տրոհվելը:

Մյուս կողմից, դոմենների տրոհված նմուշում հարևան դոմենների սպիններն ունեն իրարից զգալիորեն տարբեր ուղղություններ, որի հետևանքով սպինների փոխանակային փոխազդեցության էներգիան մեծանում է: Սակայն վերջինիս կարճազդեցության հետևանքով այն կմեծանա միայն դոմենների բաժանման սահմանին մոտ գտնվող սպինների համար: Մրան հակառակ, դիպոլային փոխազդեցության էներգիայի փոքրացումն իրենից ներկայացնում է ծավալային երևոյթ: Արդյունքում դոմենների տրոհվելու հետևանքով նմուշի լրիվ էներգիան փարզանում է, քանի որ բոլոր սպինների դիպոլային փոխազդեցության էներգիայի արդյունարար նվազումը, որպես ծավալային երևոյթ ($\sim V$ -ին), կարող է զերազանցել դոմենների բաժանման սահմաններին մոտ գտնվող սպինների փոխանակային փոխազդեցության արդյունարար աճը, որպես մակերևությային երևոյթ ($\sim S_D$), եթե, իհարկե, դոմենները դեռևս շատ փոքր չեն (տես՝ ստորև):



Նկ. IX.36

Միջլոմենային սահմանի առաջացումով պայմանավորված աճը կարելի է փոքրացնել, եթե մի դամենից մյուսին անցնելիս սպիտակունները փոխվեն ոչ թե ցանցի հաստատնի, այլ նրանից գգալորեն մեծ երկարության վրա, ընդգրկելով որոշակի անցումային շերտ (դոմենային կամ Բլոխի պատ, Յկ. IX.36):

Երբք, սպիտակունները դասականորեն դիտարկելիս երկու սպիտակային վտխազդեցության էներգիան՝

$$H_s = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 = -JS^2 \cos \varphi , \quad (14.7)$$

որտեղ φ -ն սպիտակունների միջև անկյունն է: Երկու հարևան 180° -աստիճանային ($\varphi = 180^\circ$) դամեններին պատկանող սպիտակունը համար (Յկ. IX.35) $H_s = JS^2$: Մյուս կողմից, եթե մի դամենից մյուսին անցումը կատարված է N հավասար քայլերով, ապա երկու հարևան սպիտակունը միջև անկյունը՝ $\varphi = \pi/N$ ($N >> 1$), իսկ նրանց փոխանակային վտխազդեցության էներգիան՝

$$H'_s = -JS^2 \cos \frac{\pi}{N} \approx -JS^2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{N} \right)^2 \right] : \quad (14.8)$$

Սպիտակունի շրջվելը 180° -ով կատարված է N քայլով, ուստի դրա համար պահանջվող էներգիան կլինի հավասար

$$\Delta E = N \left[H'_s - (-JS^2) \right] = \frac{\pi^2}{2N} \cdot JS^2 , \quad (14.9)$$

որը $2N/\pi^2$ անգամ փոքր է $H_s = JS^2$ էներգիայից: Հաճածայն (14.9) արտահայտությանը, $\Delta E \sim N^{-1}$, ուստի անցումային տիրույթը՝ Բլոխի պատը, կարող է հաստությամբ հավասարվել նմուշի շափերին: Սակայն դրան խոշնդրությունը է մազնիսական անիզոտրոպության նրանությունը, այսինքն՝ Բլոխի պատի վերջավոր I_0 լայնությունը ունենալը պայմանավորված է անիզոտրոպության էներգիայի գոյությամբ: Գնահատենք I_0 -ն (Յկ. IX.36):

Պատի միավոր մակերեսին բաժին ընկնող էներգիան հավասար է փոխանակային վտխազդեցության և անիզոտրոպայի էներգիաների գումարին:

$$\sigma = \sigma_{ex} + \sigma_a : \quad (14.10)$$

Պատի միավոր մակերեսով անցնող ատոմական (սպինային) շղթաների քիվը (նկ. IX.36-ում պատկերված է մեկ այդպիսի շղթա) հավասար է $1/\sigma^2$ ։ Բազմապատկերվ այն մեկ ատոմական շղթայի ΔE էներգիայով՝ (14.9) արտահայտությամբ, կստանանք միավոր մակերեսին բաժին ընկնող վտանգակային էներգիան։

$$\sigma_{ex} = \frac{1}{\sigma^2} \cdot \Delta E = \frac{\pi^2 JS^2}{2Na^2} : \quad \quad \quad (14.11)$$

Ըստ մեծության կարգի, պատի միավոր մակերեսին բաժին ընկնող անիզոտրոպության էներգիան։

$$\sigma_a = \frac{E_a Na S_0}{S_0} \approx KN\sigma , \quad \quad \quad (14.12)$$

որտեղ K -ն անիզոտրոպության հաստատումն է, S_0 -ն՝ պատի մակերեսը։ Տեղադրենք (14.11) և (14.12) արտահայտությունները (14.10) առնչության մեջ և որոշնենք նրան մինիմումն ըստ N -ի՝

$$\left(\frac{d\sigma}{dN} \right)_{N=N_0} = -\frac{\pi^2 JS^2}{2\sigma^2 N_0^2} + KA = 0 , \quad \quad \quad (14.13)$$

որտեղից՝

$$N_0 = \pi \left(\frac{JS^2}{2\sigma^2 K} \right)^{1/2} \quad \quad \quad (14.14)$$

Բլոխի սլատի հաստությունը՝

$$l_0 = aN_0 = \pi \left(\frac{JS^2}{2\sigma K} \right)^{1/2} , \quad \quad \quad (14.15)$$

իսկ պատի միավոր մակերեսին բաժին ընկնող էներգիան՝

$$\sigma_0 = \frac{\pi JS^2}{2\sigma^3 N_0} + KA N_0 = \pi \left(\frac{JS^2 K}{a} \right)^{1/2} \quad \quad \quad (14.16)$$

Թվային գնահատումներ կատարելու համար նպասակահարմար է ստացված արտահայտություններում օգտագործել վոխանակային J ինտեգրալ և կյուրիի T_c ջերմաստիճանի միջև (11.25) կապը, որի օգնությամբ կստանանք՝

$$N_0 \approx \left(\frac{k_B T_c}{K a^3} \right)^{1/2}, \quad l_0 \approx \left(\frac{k_B T_c}{K a} \right)^{1/2}, \quad \sigma_0 \approx \left(\frac{K \cdot k_B T_c}{a} \right)^{1/2}; \quad (14.17)$$

Երկարի համար ($T_c \approx 1000\text{K}$, $a \approx 3\text{\AA}$) սենյակային ջերմաստիճաններում ($K \approx 4 \cdot 10^5 \text{էրգ/սմ}^2$) ստացվում են հետևյալ բնութագրական արժեքները:

$$N_0 \approx 300, \quad l_0 \approx 1000\text{\AA} = 10^{-8}\text{սմ}, \quad \sigma_0 \approx 1\text{էրգ/սմ}^2,$$

այսինքն՝ երկու հարեան դոմենների միջև անցումային շերտի լայնությունը՝ $l_0 >> a$, իսկ սպինի պտույտն իրականացվում է $N_0 >> 1$ սպինների փոքր՝ $\phi_0 = \pi/N_0 \leq 1^\circ$ անկյունով պտույտների արդյունքում:

Այժմ որոշենք դրմենի չափերը:

Դիտարկենք շերտավոր դրմենային կառուցվածքը ոնեցող ֆեռոմագնիսական նմուշ, որն ունի L լիորդ լսորանարդի անսը (նկ. IX.37): D -ն դրմենի լայնությունն է, n -ը՝ դրմենների թիվը: Նմուշի մագնիսական էներգիան տրվում է (14.6) բանաձևով՝

$$E_m \approx \frac{1}{n} M^2 V = \frac{L^3}{n} M^2 = D L^2 M^2, \quad (14.18)$$

իսկ դրմենային պատերի լրիվ էներգիան՝

$$E_w \approx \sigma_0 L^2 n = \frac{\sigma_0 L^3}{D}; \quad (14.19)$$

Նմուշի միավոր ծավալին բաժին ընկնող էներգիան՝

$$\varepsilon = \frac{1}{L^3} (E_m + E_w) = \frac{\sigma_0}{D} + \frac{DM^2}{L} \quad (14.20)$$

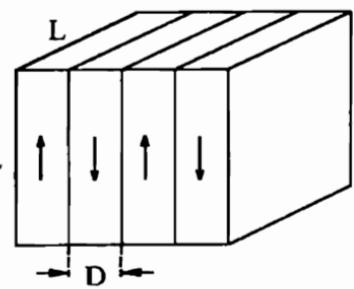
ունի մինիմալ արժեք, եթե՝

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dD} \right)_{D=D_0} = -\frac{\sigma_0}{D_0^2} + \frac{M^2}{L} = 0, \quad (14.21)$$

որտեղից

$$D_0 = \left(\frac{L \sigma_0}{M^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{M} (L \sigma_0)^{1/2} \sim L^{1/2}, \quad (14.22)$$

իսկ էներգիայի խսությունը՝



Նկ. IX.37

$$\varepsilon_0 = \frac{2\sigma_0}{D_0} = 2M \left(\frac{\sigma_0}{L} \right)^{1/2} \sim \frac{1}{\sqrt{L}} : \quad (14.23)$$

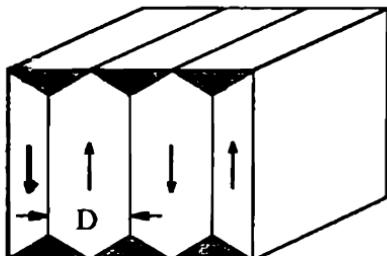
Համաձայն (14.22) բանաձևի, որքան մեծ է հազեցման M մագնիսացվածորդունը, այնքան փոքր է դռմենի D_0 հաստությունը, այսինքն՝ այնքան շատ դռմենների է բաժանվում նմուշը.

$$n_0 = \frac{L}{D_0} = \frac{LM}{\left(L\sigma_0 \right)^{1/2}} = M \left(\frac{L}{\sigma_0} \right)^{1/2} \quad (14.24)$$

Մյուս կողմից, մեծ σ_0 -ին համապատասխանում է մեծ D_0 , այսինքն՝ պատսաեղծելու համար անհրաժեշտ էներգիայի մեծացումը խոչընդոտում է դռմենների բաժանման պրացեսին:

Ըժային գնահատումների համաձայն, երկարի $L=1$ սմ կողով և $M \approx 2 \cdot 10^2$ գս մամենտով խորանարդային նմուշի համար $D_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ սմ, որն ավելի քան երկու կարգով գերազանցում է Բլոխի պատի l_0 հաստությունը, իսկ $\varepsilon_0 \approx 5 \cdot 10^2$ էրգ/սմ³: Համասեռ մագնիսացված նմուշի համար $\varepsilon_0 \sim M^2 \sim 4 \cdot 10^4$ էրգ/սմ³, այսինքն՝ դռմենների շտրոմիված վիճակում մագնիսացման էներգիան մոտ երկու կարգով գերազանցում է նույն նմուշի՝ դռմենների տրոմիված վիճակամ ունեցած էներգիան: Այս է պատճառը, որ թերմոդինամիկական հավասարակշուրջյան վիճակում ֆեռոմագնիսական նմուշը տրոմեվում է դռմենների:

Դիտարկենք այժմ Լանդաու-Լիֆշիցի տիպի դռմենային կառուցվածք (նկ. IX.38): Տվյալ դեպքում նմուշի հանդիպակաց նիստերին մագնիսական թականներ չեն առաջանում, ուստի մագնիսական դաշտը նմուշից դուրս բացակայում է և $E_{\text{m}} = 0$: Եռանկյուն կտրվածքով «փակող» դռմենները շերտավոր դռմենների նկատմամբ ունեն 90° -ով շեղված և դժվար մագնիսական առանցքով ուղղված մագնիսական մամենտներ, ուստի նրանց հետ կապված է մագնիսարյութեղազրական անիզոտրոպության որոշակի էներգիա:



Նկ. IX.38

$$E_a \simeq K \cdot V_1 , \quad (14.25)$$

որտեղ V_1 -ը 90° -ի դրմենների գրադեցրած ծավալն է:

$$V_1 = \frac{D^2}{4} L \cdot 2n = \frac{DL^2}{2} : \quad (14.26)$$

(14.26), (14.25) և (14.19) բանաձևերից հետևում է նմուշի միավոր ծավալի

$$\varepsilon' = \frac{1}{L^3} \left(\frac{\sigma_0 L^3}{D} + K \frac{DL^2}{2} \right) = \frac{\sigma_0}{D} + \frac{KD}{2L} \quad (13.27)$$

Էներգիայի արտահայտությունը, որն ընդունում է նվազագույն արժեք՝

$$\varepsilon'_0 = \left(\frac{2\sigma_0 K}{L} \right)^{1/2} , \quad (14.28)$$

երբ

$$D'_0 = \left(\frac{2\sigma_0 L}{K} \right)^{1/2} : \quad (14.29)$$

Ինչպես և շերտավոր դրմենային կառուցվածքում, $D'_0 \sim L^{1/2}$ և $\sigma'_0 \sim L^{1/2}$:

Էներգիայի խտության համար ստացված (14.23) և (14.28) արտահայտությունների համեմատությունից հետևում է, որ շերտավոր դրմենային կառուցվածքն ավելի նպաստավոր է, քան Լանդաո-Լիֆշիցի տիպի կառուցվածքը, եթե $\varepsilon_0 < \varepsilon'_0$, այսինքն՝

$$2M \left(\frac{\sigma_0}{L} \right)^{1/2} < \left(\frac{2\sigma_0 K}{L} \right)^{1/2} \text{ կամ } K > 2M^2 , \quad (14.30)$$

ինչը համապատասխանում է ուժեղ անիզոտրոպության դեպքին: Հակառակ՝ $K < 2M^2$ դեպքում իրացվում է Լանդաո-Լիֆշիցի տիպի դրմենային կառուցվածքը: Մի տիպի կառուցվածքից մյուսին անցնելու ճշգրիտ պայմանը տրվում է

$$K = 2\pi M^2 \quad (14.31)$$

առնչությամբ:

Համաձայն (14.23) և (14.28) արտահայտությունների, նմուշի էներգիայի խտությունը նրա չափերի փոքրացման հետ աճում $\sim L^{-1/2}$ օրենքով և բավականաշատ փոքր L -երի դեպքում այն կարող է այնքան մեծանալ, որ

դրմենային կառուցվածքի առաջանալը դառնա էներգիապես ոչ ձեռնասու, և նմուշը մնա միադրմեն վիճակում: Բանն այն է, որ նմուշի չափերը վտրացնելիս դրմենային պատերի էներգիան կազմում է նմուշի էներգիայի ավելի ու ավելի մեծ մասը:

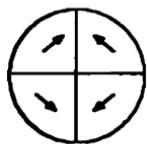
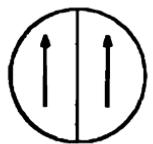
Գնահատենք նմուշի ամենամեծ չափը, որից հետո այն կմնա միադրմեն վիճակում: Եթե նշանակենք R -ով դրմենի շառավիղը, ապա ըստ մեծության կարգի

$$E_w \sim \sigma_0 R^2 > M^2 R^3 \sim E_m,$$

որտեղից

$$R \leq R_0 \sim \frac{\sigma_0}{M^2} \quad (\text{կամ } \frac{\sigma_0}{K} \sim K^{1/2}): \quad (14.32)$$

Եթե $\sigma \sim 1 \text{ էրգ/սմ}^2$, $M \approx 2 \cdot 10^2$ գու և $R_0 \approx 10^{-5}$ սմ, այսինքն՝ ավելի փոքր՝ $R < R_0$ շառավղով նմուշները կգտնվեն միադրմեն վիճակում (նկ. IX.39):



Նկ. IX.39

Հարկ է նշել, որ բացի քննարկված գործուներից, դրմենային կառուցվածքի վրա էական ազդեցություն կարող է ունենալ նաև նմուշի կոնկրետա ձևը:

Հակաֆեռումագնիսական բյուրեղներում գումարային մագնիսա-

կան մոմենտը զրա է, և մագնիսաստատիկ էներգիան հավասար է զրոյի, ուստի պատճառներ չկան, որպեսզի նմուշը տրամադրի դրմենների: Այնուամենայնիվ, ինչպես ցոյց են տալիս փորձերը, որոշ դեպքերում հակաֆեռումագնիսական նյութերը նույնպես ունեն դրմենային կառուցվածք, որը, չնայած էներգիական տեսանկյունից ձեռնատու չէ, սակայն կարող է լինել բավականաշատի կայուն:

Այժմ ուսումնասիրենք արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցությունը ֆեռումագնիսական նմուշի դրմենային կառուցվածքի վրա:

Դոմենների տրամադր նմուշը գտնվում է ապամագնիսացված՝ $M = 0$ վիճակում: Այսաքին մագնիսական դաշտ կիրառելիս ծագում է զրոյից տարբեր մագնիսացվածություն, որը դաշտի մեծացմանը զուգընթաց աճում է մինչև բյուրեղի հազեցման մագնիսացվածության M_0 արժեքը: Մագնի-

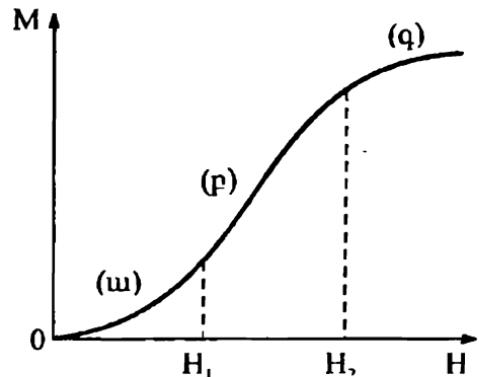
սացվածության՝ արտաքին դաշտից ունեցած ոչ զայրացն կախումը (նկ. IX.40) պայմանավորված է իրարից անկախ երկու պրոցեսներով.

1. Արտաքին դաշտի նկամամբ «հարմար» ձևով կողմնորոշված մոմենտներով դոմենների աճ այլ, «ոչ հարմար» կողմնորոշմամբ դոմենների հաշվին: Այս պրոցեսն իրականում է բույլ արտաքին մագնիսական դաշտերում և հետևանք 1. դոմենային սահմանների դարձելի տեղափոխման, սակայն երբ արտաքին դաշտը ձգուում է գրոյի, դոմենային

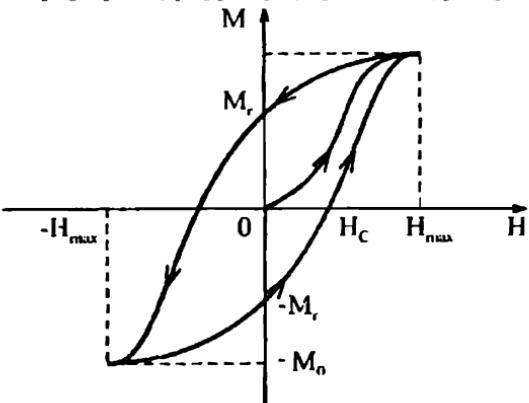
սահմանները վերադառնում են իրենց սկզբնական ($H = 0$) դիրքերին (նկ. IX.40, (ա) տիրույթ՝ $0 \leq H \leq H_1$): Դաշտի ենտագս աճը թերում է դոմենային սահմանների անդարձելի տեղափոխության (նկ. IX.40, (բ) տիրույթ՝ $H_1 \leq H \leq H_2$):

2. Ուժեղ ($H > H_2$) արտաքին դաշտում դոմենների մագնիսական մոմենտների վելսությունների սկառույթ՝ դաշտի ուղղությամբ (նկ. IX.40, (ց) տիրույթ):

Նբե մագնիսական դաշտը վոխվի շրջանաձև՝ $0 \rightarrow H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0$, ապա նմուշի մագնիսացվածության՝ H -ից ունեցած կախումը կպատկերվի նկ. IX.41-ում տրված կորով՝ հիստերեզիսի օղակով (ընդունված է նաև անվանիկական մագնիսացվածության կոր անվանումը), որը բնութագրվում է



Նկ. IX.40

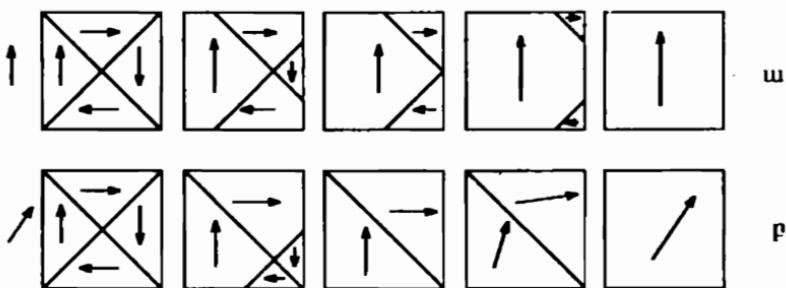


Նկ. IX.41

հետևյալ մեծություններով՝ հազեցման M_0 մագնիսացվածությամբ, մնացողային M , մագնիսացվածությամբ և H_c կուրոցիտիվ դաշտով: M_0 -ն բնարագրամ է նյութը, իսկ M , և H_c մեծությունները լապես կախված են նմուշի նախապատմությունից՝ նրա մեխանիկական, ջերմային և մագնիսական մշակումից, արատների անսակլից և նրանց խառնությունից (այսպես կոչված կառուցվածքազգայուն բնութագրեր):

Հիստերեզիսի կորի բացատրությունը հանգում է բազմադմնան նմուշներում դրմենային պատերի շարժման, ինչպես նաև մագնիսական դրմենների ստեղծման պրոցեսի բացատրությանը միացումն, այսինքն, հազեցած նմուշներամ:

Նկ. IX.42-ում սլատկերված է միաբրյուրեղական նմուշի դրմենային կառուցվածքի փոփոխությունը մագնիսական դաշտի աճին գուգրներաց, եթե դաշտն ուղղված է հեշտ մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ՝ (ա), և եթե այն հեշտ մագնիսացման ուղղության հետ որպակի անկյուն է կազմում (բ): Հնարավոր է նաև դրմենային սահմանների տեղաշարժ և դրմենների մագնիսական մոմենտների պտույտ՝ միաժամանակ:



Նկ. IX.42

Շատ փարձ՝ $R < R_0$ չափերով միադմնեն, այսինքն՝ հազեցած մագնիսացվածությամբ մասնիկներից կազմված համակարգը կարող է մագնիսանալ միայն մագնիսական մոմենտի պտույտի միջոցով, ընդ որում, այդ պտույտի համար կարող են պահանջվել շատ մեծ մագնիսական դաշտեր, պայմանավորված ինչպես մագնիսական անիզոտրոպությամբ, այնպես էլ մասնիկների ձևի անհզուրապությամբ:

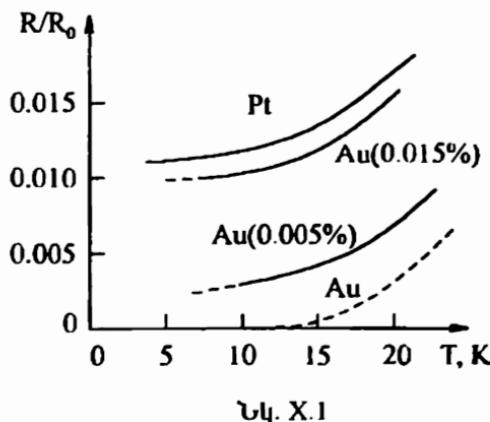
ԳԵՐՀԱՊՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

§1. Գերհաղորդականության հայտնագործումը

1908թ. Հ. Կամերինգ Օնեսին հաջողվեց հեղուկացնել վերջին իներագազը՝ հելիումը (հեղուկացման ջերմաստիճանը՝ $T_b = 4,2\text{K}$), ինչը հնարավորաբերյուն ընծեռեց կատարել ֆիզիկական հետազոտություններ 1÷10K ջերմաստիճանների տիրույթում:

Մետաղների, մասնավորապես, պլատինի (**Pt**) և ոսկու (**Au**) լենկորական դիմադրության չափումների հիման վրա Կամերինգ Օնեսը եկավ այն եզրակացության, որ եթե $T \rightarrow 0\text{K}$, մետաղի R դիմադրությունը ծգում է նրա մնացորդային դիմադրությանը, որի մնացությունը կախված է նմուշի մաքրության աստիճանից (նկ. X.1). R_0 -ն դիմադրությունն է 0°C -ում):

Դեռք էր սպասել, որ կատարյալ մաքրության պահանջման հելիումի հեղուկացման և ավելի ցածր ջերմաստիճաններում կունենան անվերջ փոքր դիմադրություն (նկ. X.1, ամբողջությամբ կետազիծ կորը կատարյալ մաքրությունը համար): Այսպիսի պատկերացումը չլր հակասում քանտային տեսությունից բխող եզրակացություններին: Իրոք, պինդ մարմնի տեսության համաձայն, եթե $T \rightarrow 0\text{K}$, հավասարակշուրջան դիրքերի շուրջ տատանվող ատոմներից յորաքանչյուրին բաժին ընկնող միջին ջերմային էներգիան նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով (Մաս I, IV.2.14): $\epsilon(\omega, T) \approx \hbar \omega \exp(-\hbar \omega / k_B T)$, որտեղ ω -ն տատանման հաճախությունն է: Քանի որ, համաձայն Կամեր-



Նկ. X.1

$T \rightarrow 0\text{K}$, հավասարակշուրջան դիրքերի շուրջ տատանվող ատոմներից յորաքանչյուրին բաժին ընկնող միջին ջերմային էներգիան նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով (Մաս I, IV.2.14): $\epsilon(\omega, T) \approx \hbar \omega \exp(-\hbar \omega / k_B T)$, որտեղ ω -ն տատանման հաճախությունն է: Քանի որ, համաձայն Կամեր-

լինց Օնեսի իրավացի և նրա ստուգյան, մաքուր նմուշների դիմադրությունը պայմանավորված է ատոմների շարժումով, որի ինտենսիվաթյունը զերմաստիճանն իշեցնելիս էակա նվազում է, ապա փորձի արդյունքները լինվին համապատասխանում են տեսության եղբակացություններին:

Սնդիլի հետ կատարված փորձերը (սնդիլը կարելի է ստանալ շատ մաքուր վիճակում) կարծես հաստատեցին այս ենթադրությունը, սակայն

$R(\Omega)$

T (K)	R (Ohm)
4.0	0.000
4.2	0.000
4.2	0.125
4.3	0.125
4.35	0.130

T, K

Նկ. X.2

կաստրելագործված չափից սարքերով կատարված փորձերը ցույց սպացին, որ դիմադրությունը նվազում է ոչ քե աստիճանաբար, այլ բարձրածել, մի քանի հարյուրերորդական աստիճանների տիրույթում բնկնելով գործնականում մինչև գրո (նկ. X.2. Փորձում դիմադրությունը սնդիլի հարման շերմաստիճանում ունեցած դիմադրության համեմատությամբ փոքրանում է մոտ 10^6 անգամ):

Փաստորեն, անդի էր ունենում սնդիլի անցում նոր վիճակի, որը,

և ներկա նրա արտակարգ կենսարական հասկություններից, Կամնիլիմզ Օնեսի կողմից անվանվեց զերհադրդիչ վիճակ, իսկ երևայքը՝ զերհադրդականություն (1911թ.): Հետագա փորձերը ցույց տվեցին, որ զերհադրդականության հատկությամբ օժտված են բազմաթիվ այլ նյութեր՝ մետաղներ, կիսահադրդիչներ և տարրեր համաձուվածքներ, այսինքն՝ զերհադրդիչ վիճակը նյութի նոր վիճակ է:

Այն շերմաստիճանը, որի դեպքում նյութը նորմալ ($R \neq 0$) վիճակից անցնում է զերհադրդիչ վիճակի, կոչվում է կրիտիկական շերմաստիճան՝ T_c : Այդուսակ X.1-ում տրված են $T_c > 2\text{K}$ կրիտիկական շերմաստիճան ունեցող բիմիական տարրերը (անս նաև Հավելված 4), իսկ Այդուսակ X.2-ում՝ որոշ միացությունների կրիտիկական շերմաստիճանները:

Որքա՞ն է դիմադրության բոիչքը զերհադրդականության վիճակին անցնելիս, այլ կերպ ասած, որքանո՞վ կարելի է խստել կենտրուական դիմադ-

Եղուսակ X.1

Եղուսակ X.2

Տարր	T_c , K
Nb	9.26
Tc	7.77
Pb	7.19
La	6.06
V	5.30
Ta	4.48
Hg	4.15
Sn	3.72
In	3.40
Tl	2.39

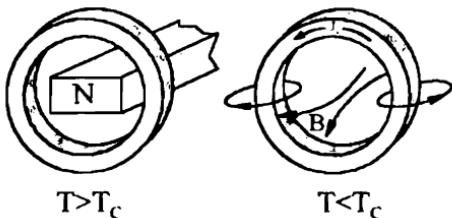
Միացուրյուն	T_c , K
$\text{Nb}_3(\text{Al}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})$	20,9
Nb_3Sn	18,05
Nb_3Al	17,5
V_3Si	17,1
V_3Ga	16,5
NbN	16,0
MoN	12,0
Nb_3Au	11,5
La_3In	10,4
Ti_2Co	3,44

բուրյան անհետացման մասին:

Ակզրնական փորձերում, դիմադրուրյան չափման ավանդական եղանակով ($R = U/I$, չափվում է նմուշի վրա լարման անկումը՝ U -ն և նմուշով անցնող լուսանքը՝ I -ն) կարելի էր պարզել, որ գերհաղորդականության անցնելիս դիմադրուրյունը փոքրանում է ավելի քան 1000 անգամ: Ինչ վերաբերությունը է նրա անհետանալուն, ապա կարելի էր պնդել, որ այն դառնում է չափիչ սարքի զգայնությունից փոքր, այնպէս որ այն հնարավոր չէր չափել:

1914թ. Կամերլինօ Օնիսն առաջարկեց շատ վորք դիմադրուրյունների չափման լավագույն եղանակ՝ չափել գերհաղորդիչ օդակում մակածված հոսանքի մարտունը: Եթե օդակի դիմադրուրյունը լինի զրոյից սարքեր, ապա էլեկտրական հոսանքի էներգիան աստիճանաբար կվերածվի ջոռույան ջերմության: Գիտնալով գերհաղորդիչ օդակի էրկրաչափական չափերը և փորձում չափելով օդակում հոսանքի մարման ժամանակը, կարելի է գնահատել օդակի դիմադրուրյունը գերհաղորդիչ վիճակում:

Դիտարկենք կապարե օդակ, որը գտնվում է հաստատուն մազնիսի դաշտաւում (նկ. X.3), նորմալ վիճակում, այսինքն՝ նրա ջերմաստիճանը՝ $T > T_c$: Սառեցնենք կապարե օդակը մինչև $T < T_c$, դարձնելով այն գերհաղորդիչ, և ապա հեռացնենք մազնիսը:



Նկ. X.3

Օղակի թափանցող մագնիսական հոսքի փոփոխությունը նրանում մակածում է I_s հոսանքը: Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի, ինդուկցիոն հոսանքի էներգիայի փոփոխությունը միավոր ժամանակում հավասար է օղակի R դիմադրության վրա անջատված հզորությանը՝

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L I_s^2 \right) = I_s^2 \cdot R, \quad (1.1)$$

որաեղ L -ը օղակի ինդուկտիվությունն է: (1.1) հավասարման լուծումը տրվում է

$$I_s(t) = I_s(0) \exp \left(-\frac{R}{L} t \right) \quad (1.2)$$

տեսքով, որտեղ $I_s(0)$ -ն հոսանքն է սկզբնական ($t = 0$) պահին:

Օրինակ՝ եթե $t = 1$ ժամում, կտրվածքի $d = 0,1$ սմ տրամագծով և $r = 5$ սմ շառավղով կապարե օղակում ($L \approx 1,3 \cdot 10^{-7}$ Հն) հոսանքը փոքրանա 1%-ով, այսինքն՝ $I_s(t)/I_s(0) \approx 0,99$, ապա դիմադրության համար (1.2) բանաձևից կստանանք $R \leq 3,6 \cdot 10^{-13}$ Օհմ գնահատականը: Ստացված արդյունքից բխում է, որ գերհաղորդիչ վիճակին անցնելիս կապարե օղակի դիմադրությունը փոքրանում է ավելի քան 10^8 անգամ:

Կոլինզի փոքրում գերհաղորդիչ օղակում նակածված հոսանքը պահպանվել է 2,5 տարուց ավել ($\rho_{\text{ործն}} \approx 10^{-13}$ Օհմ): Նշված ժամանակամիջոցում հոսանքի փոփոխության բացակայության փաստից հնարավոր նորակ գնահատել օղակի տեսակարար դիմադրության վերին սահմանը՝ $\rho_{\text{max}} = 10^{-21}$ Օհմ-սմ: Զ.Ֆայլի և Ռ.Միլսի կողմից 60-ական թվականների սկզբներին փոքրում ուսումնասիրվել է $Nb_{0,75}Zr_{0,25}$ համածուլվածքից պատ-

բաւստիված սոլինոիդում գերիաղորդիչ հոսանքի նվազումը միջուկային մագնիսական ռեզոնանսի (ՄՄՌ) ճշգրիտ մեթոդ: Սուացված արդյունքների համաձայն, հոսանքի նվազման ժամանակը զնահատվել է առնվազն 10^5 աարի:

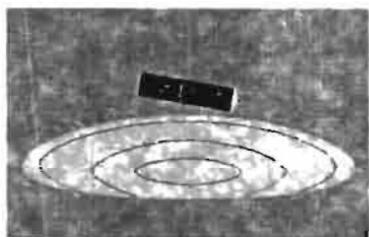
Որոշ փորձնական տվյալների համաձայն, գերիաղորդիչ վիճակի անցնելիս դիմադրությունը թույլացնելու վերաբերյալ 10^{14} անգամ: Այս դիվը պատկերացնելու համար կատարենք հետևյալ համեմատությունը. զերիաղորդիչ և նորմալ վիճակում դիմադրությունների հարաբերությունն ավելի մեծ է, քան պղնձի և սովորական մեկուսիչի դիմադրությունների հարաբերությունը (Աղյուսակ X.3):

Բերված տվյալներից կարելի է վստահորեն եզրակացնել, որ զերիաղորդիչ վիճակում դիմադրությունը (հաստատուն լուսանքի դեպքում) իրար ամենատարածված է:

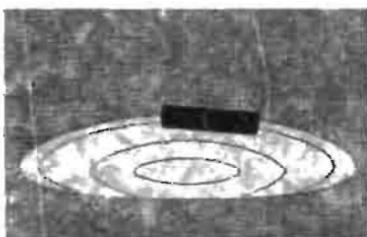
Գերիաղորդիչ վիճակում չնարող հաստատուն լուսանքի գոյության վաստան ապացուցվում է նաև «ճախրող» մագնիսի հանրահայտ փորձով

Աղյուսակ X.3

Նյութ	ρ , Оհմ-սմ (300К)
պղնձ	$1,7 \cdot 10^6$
ասրեսա	10^8
չոր վայառ	10^{10}
մարմար	10^{10}
ալմասա	10^{12}
հախճապակի	$2 \cdot 10^{15}$
սաք	10^{19}



ա



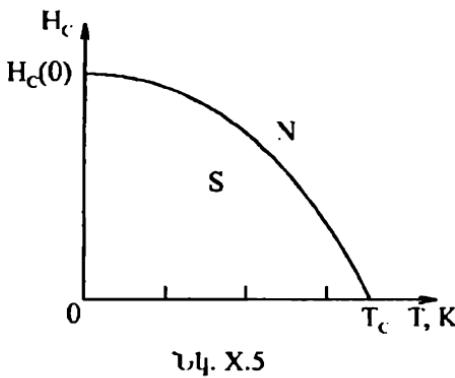
բ

Նկ. X.4

(Նկ. X.4): Փոքրիկ հասաաաուն մագնիսն իշեցվում է գերիաղորդիչ վիճակում զտնվող կապարե ավսեի վրա (ա): Ըստ Լենցի կանոնի, ավսեի կարվածք քափանցող մագնիսական լուսքի փոփոխությունն ավսեում մա-

կածում և այնպիսի ուլտրուրյանը հոսանք, որի սակածած նազնիսական դաշտար վաճում է նազնիսը, պահեղով նրան ափսեից որոշակի հավասարական հոսափորտրյան վրա (բ. վոքրիկ մազնիսին կապված թեր ծզված չէ): Քանի դեռ ափսեում հոսանքները չեն մարել, այսինքն բանի դեռ այն գերիաղորդիչ վիճակում է, մազնիսը «կճախրի» ափսեի վրա:

Չերիաղորդիչ վիճակում գանգող մեապի վիմաղրությունը զրո է: Սակայն Կամերինգ Օնեսի վորձերից պարզվեց, որ սոանց բարձրացնելու մեադի չերմասսիճանը ($T < T_c$), կարելի է «քանդեր» գերիաղորդիչ վիճակը, եթե նմուշը աեղաղրվի որոշակի լարվածությամբ նազնիսական դաշտում: Մազնիսական դաշտի լարվածության ամենասվորը արժեքը, որի դեպքում գերիաղորդականությունն անհետանում է, այսինքն նմուշն անցնում է նորմալ վիճակի, կոչվում է կրիափական (շնային) դաշտ H_c :



Կրիափական դաշտի արժեքը կախված է նմուշի չերմասսիճանից: Այդ կախումը բավարար ճշտությամբ կարելի է նույարկել սյարաբոլական օրենքով (Տուինի օրենք):

$$H_c(T) = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (1.3)$$

որտեղ $H_{c0} = H_c(0)$ մեծությունը կրիտիկական դաշտի արժեքն է, $T = 0\text{K}$ -ում (նկ. X.5, Հավելված 4): $H_c(T)$ կորը բամանում է իրարից գերիաղորդիչ (S) վիճակի և նորմալ (N) վիճակի տիրայթները, իսկ ներ. X.5-ը գերիաղորդիչ վիճակի ֆազային դիագրամն է ((H_c, T) կոորդինատներով):

Տ2. Իդեալական դիամագնիսականություն: Մայսների երևույթը

Մետաղական հաղորդչի էլեկտրական դիմադրության զրո դառնալը T_c -ից ցածր ջերմաստիճաններում բերում է չափազանց լարեար հետևանքի՝ զերխաղորդիչ կոնտուր քափանցող մագնիսական լրիվ հոսքը մնում է հաստատում, քանի դեռ կոնտուրի դիմադրությունը՝ $R = 0$:

Եթե կոնտուրը գտնվում է H համասեր մագնիսական դաշտում, ապա նրա S կարգածքով մագնիսական հոսքը (Ակ. X.6, ա)

$$\Phi = HS :$$

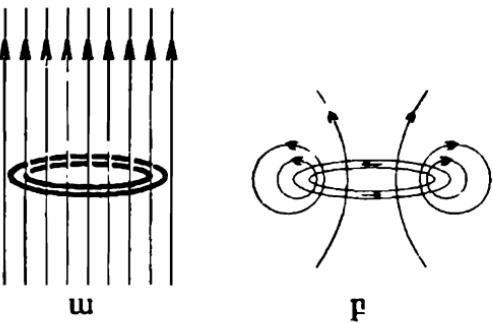
Եթե մագնիսական դաշտը ժամանակից կախված փոփոխվի, ապա կոնտուրում կմակածվի հոսանք, որի ուղղությունը, Լենցի կանոնի համաձայն, կխոչընդունի կոնտուր քափանցող հոսքի փոփոխարժյանը, իսկ մեծությունը կորոշվի ինդուկցիոն էլշու-ի մեծությամբ: Նկատի ունենալով նաև ինքնինդուկցիայի էլշու-ի առկայությունը կոնտուրում, վերջինիս համար Օհմի օրենքը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$-S \frac{dH}{dt} - L \frac{dI}{dt} = IR : \quad (2.1)$$

Եթե կոնտուրը գտնվում է զերխաղորդիչ վիճակում, ապա $R = 0$, և (2.1) հավասարումից հետևում է

$$LI + SH = const \quad (2.2)$$

առնչությունը, որի ծախս մասը կօնտուր քափանցող լրիվ մագնիսական հոսքն է՝ ստեղծված արտաքին H մագնիսական դաշտի և կոնտուրով հոսող ինդուկցիան հոսանքի կողմից: Եթե մագնիսական դաշտը փոփոխվի, ապա կօնտուրում կմակածվի լրացուցիչ հոսանք, որը կհանակշոփի արտաքին դաշտի փոփոխմամբ պայմանավորված հոսքի փոփոխարժյունը: Մասնավորապես, եթե H դաշտը դատնա զրո, ապա ողջ հոսքը պայմանավորված կլինի միայն ինդուկցիոն հոսանքով:



Ակ. X.6

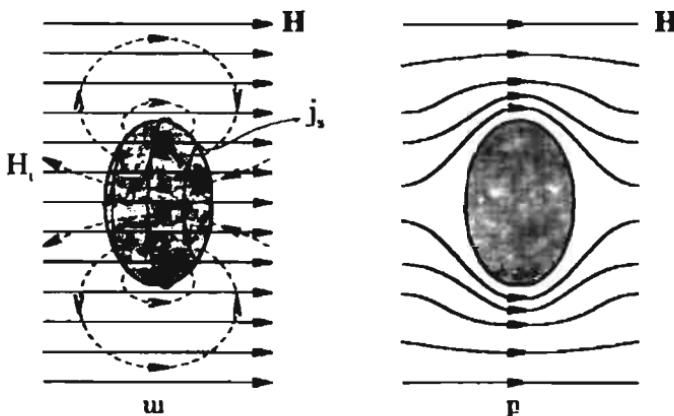
Այժմ Ենրադրենք, որ նմուշը սառեցվել է և բերվել գերծաղորդիչ վիճակի, այսինքն՝ այն դարձել է իդեալական հաղորդիչ՝ $R = 0$: Նմուշի ներսում ընտրված ցանկացած կանոնորդի դիմադրություն հավասար է զրայի, հետևաբար՝ նրանով անցնող մագնիսական հոսքը չի կարող փոփոխվել: Այս պնդումը ճիշտ է կամայական կոնտուրի համար, միայն եթե մագնիսական դաշտը նմուշում ժամանակից կախված չի փոփոխվում:

$$\dot{B} = 0 : \quad (2.3)$$

Այսպիսով, հոսքի բաշխումը նմուշի ներսում պետք է մնա այնպիսին, ինչպիսին էր դիմադրությունը զրա դառնալու պահին:

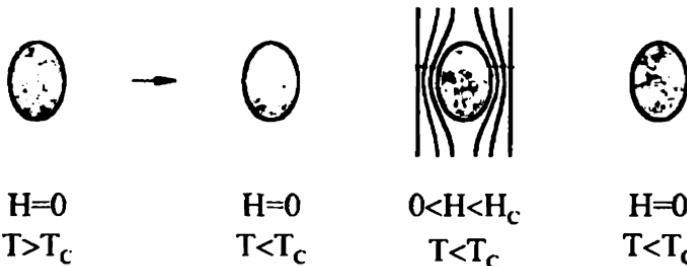
Ուսումնասիրենք այսպիսի իդեալական հաղորդչի վարքը տարրեր պայմաններում:

ա) Ենրադրենք, որ նմուշն անցնում է զերծաղորդիչ վիճակի արտաքին դաշտի բացակայությամբ, որից ենտու կիրառվում է մագնիսական դաշտ: Քանի որ նմուշում B ինդուկցիան փոփոխվել չի կարող, ապա պետք է մնա հավասար իր սկզբնական, այսինքն՝ $B = 0$ արժեքին: Հետևաբար՝ արտաքին մագնիսական դաշտը նմուշում մակածում է շմարտ հասանքներ, որոնք, հասելով նմուշի մակերևութային շերտով, նմուշի ցանկացած կետում ստեղծում են կիրառված մագնիսական դաշտին հավասար և հակառակ ուղղված դաշտ: Նմուշից դուրս մակերևութային հասանքների դաշտը գումարվում է արտաքին դաշտին (նկ. X.7, ա):



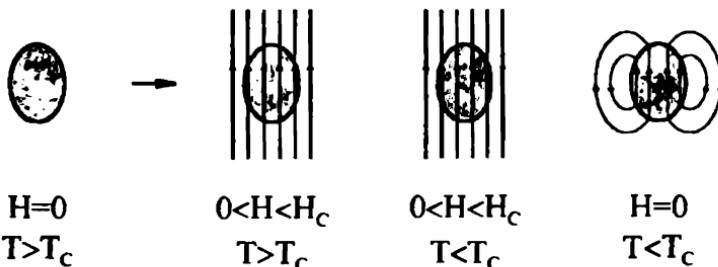
Նկ. X.7

Քննարկվող դեպքում մագնիսական դաշտը չի կարողանում բափանցել նմուշի ծավալի մեջ, այնպես որ նրանում մագնիսական դաշտը բացակայում է (Ակ. X.7, բ): Ընդունված է ասել, որ նմուշը ցուցաբերում է խղեալական դիամագնիսականություն: Եթե արտաքին դաշտը դառնա զրո, ապա նմուշը կմնա իր սկզբնական՝ չմագնիսացված վիճակում: Նկ. X.8-ում պատկերված են նմուշի վիճակի փոփոխության հաջորդական փուլերը:



Նկ. X.8

բ) Այժմ ենրադրենք, որ նմուշը գտնվում է արտաքին մագնիսական դաշտում, նորմալ վիճակում ($T > T_c$): Դաշտը կրափանցի նմուշի ողջ ծավալի մեջ, և ներքին դաշտը զործնականում չի տարբերվի կիրառված դաշտից (Եթե նմուշը ոչ ֆեռոմագնիսական նյութից է): Եթե նմուշն անցնի գերեադրուիչ վիճակի, ապա դիմադրության զրո դառնալը չի անդրադառնա նրա մագնիսացման վրա, և դաշտը նմուշի ներսում կմնա անփոփոխ: Սակայն եթե սկսենք փոքրացնել արտաքին մագնիսական դաշտը, ապա խղեալական հաղորդչում կմակածվեն մակերևության հոսանքներ, որոնք կպահպանեն նմուշի ծավալում մագնիսական ինդուկցիայի սկզբնական արժեքը: Արդյունքում նմուշը կմնա մագնիսացված վիճակում (Ակ. X.9):



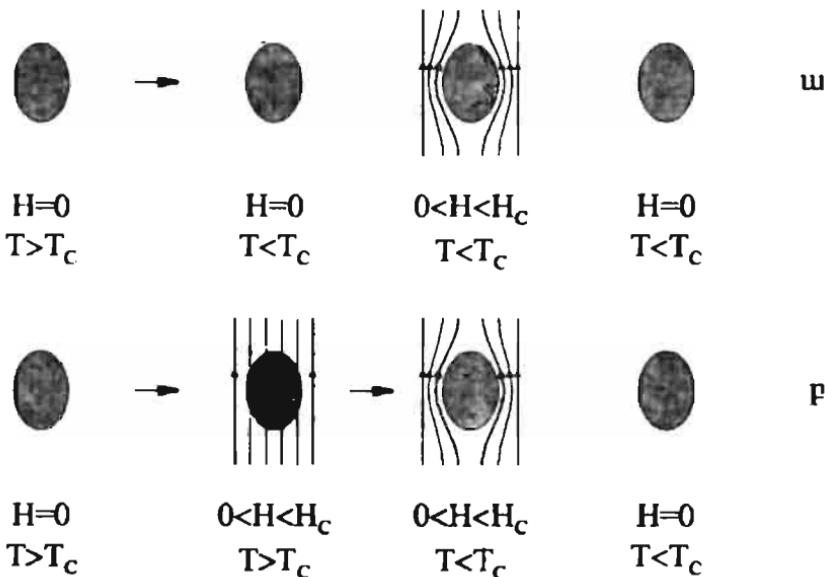
Նկ. X.9

Նկ. X.8-ում և նկ. X.9-ում պատկերված փուլերից վերջին՝ չորրորդ փուլում նմուշը գտնվում է միևնույն պայմաններում ($H = 0$, $T < T_c$), սակայն նրա մազնիսացվածությունը տարբեր է: Այսպիսով, զալիս ենք եզրակացության, որ իդեալական հաղորդչի մազնիսացվածությունը միարժեքորեն չի օրոշվում արտաքին պայմաններով՝ այն կախված է առաջին փուլից չորրորդին անցման եղանակի ընտրությունից:

Սակայն Վ.Մայսների և Ռ.Օքսենֆելդի կողմից (1933թ.) գնդաձև նմուշի շուրջ մազնիսական դաշտի բաշխման մանրակրկիտ շափումները ցույց տվեցին, որ անկախ անցման եղանակի ընտրությունից, վերջնական վիճակը միշտ համընկնում է նկ. X.7, բ-ում պատկերված վիճակի հետ, այսինքն՝ մազնիսական հասքը դրաս է մղվում զերիաղորդչի ծավալային տիրույթից: Այլ կերպ ասած, զերեաղորդչի վիճակում գտնված նմուշի ներսում միշտ

$$B = 0 : \quad (2.4)$$

Այս փաստը հայտնի է որպես Մայսների երևայք: Նկ. X.10-ում պատկերված են զերեաղորդչի նմուշի մազնիսացման տարբեր եղանակները:



Նկ. X.10

Անիրաժեշտ է մեկ անգամ ևս շեշտել, որ Մայսների երևույթը չի հետևում իդեալական հաղորդականության $R=0$ պայմանից: Իրոք, համաձայն Օհմի օրենքի՝

$$E = \rho \cdot j, \quad (2.5)$$

եթե $j \neq 0$, ապա $\rho = 0$ պայմանից հետևամ է, որ $E = 0$: Սյուս կողմից, համաձայն Մաքսվելի

$$\text{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.6)$$

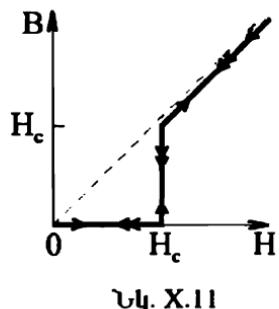
հավասարման, $\dot{B} = 0$, որը (2.3) պայմանն է, որի համաձայն, եթե $R = 0$ մազնիսական հասքը փոփոխվել չի կարող: Մայսների երևույթը հակասում է այս պնդմանը, և իմբ է տալիս Ներակացնելու, որ իդեալական դիամագնիսականությունը ($B = 0$) և իդեալական հաղորդականությունը ($\rho = 0$) գերհաղորդիչ վիճակի երկու, իրարից էապես տարբեր առանձնահատկություններ են:

Ուսումնասիրենք մազնիսական ինդուկցիայի փոփոխաւրյունը՝ կախված արտաքին մազնիսական դաշտի մեծությունից, տարբեր վիճակներում գտնվող նմուշների համար: Եթե նմուշը նորմալ վիճակում գտնվող, ոչ ֆեռոմազնիսական մետաղ է, ապա մազնիսական ինդուկցիան նմուշում գործնականում չի տարբերվում արտաքին դաշտից, քանի որ $\mu \approx 1$, ուստի (նկ. X.11, կետագիծը)

$$B = \mu \cdot H \approx H : \quad (2.7)$$

Եթե նմուշն անցել է գերհաղորդիչ վիճակի, ապա այն իդեալական դիամագնիս է, ուստի արտաքին դաշտն անելիս մազնիսական ինդուկցիան մնում է հավասար գրոյի: Եթե դաշտը դառնում է հավասար կրիտիկական H_c դաշտին, նմուշն անցնում է նորմալ վիճակի, և նրանում մազնիսական դաշտի ինդուկցիան փոխվում է (2.7) առնչության համաձայն (նկ. X.11):

Մաքսուր՝ արատներ չպարանակող նմուշի համար այս պրոցեսը դարձելի է, այսինքն, եթե արտաքին դաշտը փոքրացվի և դառնա հավասար



H_c -ի, ապա նմուշը կանցնի զերհաղորդիչ վիճակի և նրանում $H < H_c$ բոլոր արժեքների համար $B = 0$ (կրկնակի սլաքները նկ. X.11-ում պատկերում են հակառակ պրոցեսը):

Օգտվելով միավոր ծավալի մազնիսական մոմենտի (մազնիսացվածության) և B և H վեկտորների միջև կասլից (IX.1.2), կստանանք՝

$$M = \frac{1}{4\pi} (B - H), \quad (2.8)$$

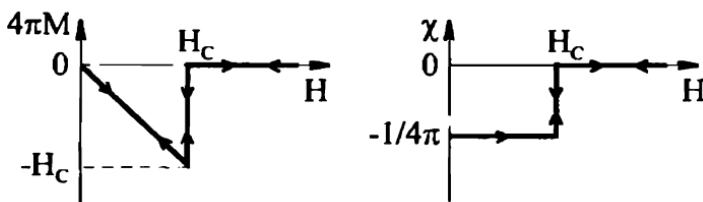
իսկ մազնիսական բնկալունակության համար՝

$$\chi = \frac{1}{4\pi} (\mu - 1) \quad (2.9)$$

արտահատությունները: Համաձայն այս բանաձևերի, նորմալ վիճակում գտնվող նմուշի մազնիսական մոմենտը և մազնիսական բնկալունակությունը գործնականում հավասար են զրոյի: Եթե $T < T_c$, զերհաղորդիչ նմուշում $B = 0$, $M = -H/4\pi$, եետևաբար՝

$$\chi = -\frac{1}{4\pi}, \quad (2.10)$$

ինչը համապատասխանում է իդեալական դիամագնիսին: Նկ. X.12-ում պատկերված են $M(H)$ և $\chi(H)$ կախումները զերհաղորդիչ նմուշի համար:



Նկ. X.12

Մայսների երևոյթի մաթեմատիկական արտահայտությունը՝ (2.4) պայմանը, խախտվում է զանգվածեղ նմուշի մակերևությային բարակ շերտում, որի հաստությունը կախված է ինչպես մետաղի տեսակից, այնպես էլ զերմաստիճանից և, որպես կանոն, 10^{-5} մ կարգի մեծություն է: Այս է պատճառը, որ Մայսների երևոյթը չի դիավում բարակ մետաղական բա-

դանքներում և կողոիդային մասնիկներում, որոնց հաստությունը կամ չափելը մակերևութային շերտի հաստության կարգի են:

§3. Միջանկյալ վիճակ: I և II սեմի գերիադորդիչներ

Գերիադորդի ներսում մազնիսական ինդուկցիայի օրու լինելը պայմանավորված է մակերևութային հոսանքներով, որոնց մեծությունը և բաշխաւությունը այնպիսին է, որ նրանց կողմից ստեղծված ներքին դաշտը հակառակ է ուղղված կիրառված արտաքին դաշտին և համակշռությունը է այն:

Իրադրությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ երկու ձևով:

1. Գերիադորդի ներսում

$$B_i = H_i = M_i = 0 ,$$

մակերևույթի վրա

$$j_s \neq 0 ,$$

նմուշից դուրս

$$B_e = H + H_s ,$$

որտեղ H_i -ն դաշտի լարվածությունն է նմուշի ներսում, M_i -ն՝ նմուշի մազնիսական մոմենտը, j_s -ը՝ մակերևութային հոսանքի խտությունը, իսկ H_s -ը՝ նրա կողմից ստեղծված մազնիսական դաշտը, որով և պայմանավորված է H դաշտի «աղավաղումը» նմուշի մոտակայքում (նկ. X.7, բ):

Սակայն ավելի հարմար է համարժեք ներկայացնելը, որի համաձայն մազնիսական դաշտում գտնվող գերիադորդիչը ներկայացվում է որպես մազնիսական նյութ՝ ներքին դաշտով և մազնիսական մոմենտով: Այսպիսով, համաձայն այսպես կօգնած «դիամազնիսական» ներկայացման

2. գերիադորդի ներսում

$$B_i = 0 , H_i \neq 0 , M_i \neq 0 ,$$

մակերևույթի վրա

$$j_s = 0 ,$$

նմուշից դուրս

$$B_e = H + H_s ,$$

որտեղ H -ը պայմանավորված է նմուշի մազնիսական մոմենտով: Ըստ այս մոտեցման, համաձայն (2.8) բանաձևի՝

$$M = M_i = -\frac{1}{4\pi} H_i , \quad (3.1)$$

որտեղից եետևում է նմուշի իդեալական դիամագնիս լինելը՝ (2.10) արտահայտությունը:

Նկ. X.12-ում պատկերված է մազնիսացվածորյան կախումը դաշտի լարվածությունից զանգվածեղ, բարակ և երկար զանի տեսք ունեցող գերհաղործի համար (դաշտն ուղղված է զանի երկայնական առանցքով): Երբ արտաքին դաշտը՝ $H < H_c$, նմուշն անցնում է գերհաղործիչ վիճակի, ընդ որում դաշտը լրիվ դուրս է մղվում նմուշից: Այսպիսի վարք ունեցող գերհաղործիչներն ընդունված է անվանել I սեռի գերհաղործիչներ:

Այժմ պարզենք, թե ինչպես և ազդում նմուշի երկրաչափական ծեր նրա գերհաղորդականության վրա:

Ենթադրենք, նմուշն ունի $a > b$ կիսառանցքներով պտտման էլիպսարդի տեսք և արտաքին դաշտն ուղղված է մեծ կիսառանցքով, որը համընկնում է կոօրդինատական համակարգի x առանցքի հետ: Սահմանային պայմաններից, նկատի ունենալով նաև համասեռ էլիպսարդում B , H , և M , վեկտորների հաստատությունը և զուգահեռությունը H արտաքին մազնիսական դաշտին, կստանանք՝

$$H_i = H - 4\pi n_x M_i , \quad (3.2)$$

որտեղ n_x ապամագնիսացման գործակիցը տրվում է դիէլեկտրական էլիպսարդի ապարևուացման գործակցի համար ստացված

$$n_x = \frac{1-\eta^2}{2\eta^2} \left(\ln \frac{1+\eta}{1-\eta} - 2\eta \right) \quad (3.3)$$

բանաձևով (Սա 1, V.2.8), որտեղ $\eta = (1-b^2/a^2)^{1/2}$: (3.1) և (3.2) արտահայտություններից կստանանք՝

$$H_i = \frac{H}{1-n_x} , \quad (3.4)$$

$$M_i = -\frac{H}{4\pi(1-n_x)} : \quad (3.5)$$

«Անվերջ» զլանի դեպքում ($a >> b$, $\eta \rightarrow 0$) $n_x \rightarrow 0$, ուստի նմուշի մակերևույթի վրա արտաքին դաշտը նույնն է բոլոր կետերում, ինչի հետևանքով նմուշը մնում է լրիվ գերհաղորդիչ վիճակում, քանի դեռ $H \leq H_c$, իսկ եթե $H > H_c$, այն ամբողջությամբ անցնում է նորմալ վիճակի:

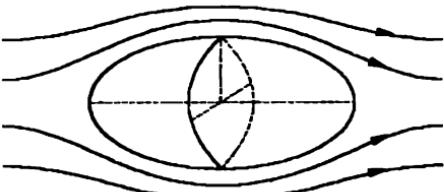
Ընդհանուր դեպքում B -ի նորմալ բաղադրիչի և H -ի տանգեցիալ բաղադրիչի անընդհատությունից հետևում է, որ էլիպսարդաձև նմուշի (նկ. X.13) հասարակածի վրա

$$H_q = H_i = \frac{H}{1-n_x} , \quad (3.6)$$

իսկ բևեռներում՝

$$H_p = B_i = 0 : \quad (3.7)$$

Բացի «անվերջ» երկար զլանածև նմուշից, բոլոր նմուշների համար $n_x \neq 0$, և դաշտը նմուշի շուրջ անհամասեռ է, ուստի ծագում է հետևյալ հարցը. ի՞նչ կկատարվի գերհաղորդիչ նմուշի հետ, եթե $n_x \neq 0$, այսինքն եթե $H_q = H_c > H$:



Նկ. X.13

Մանրամասն քննարկենք զնդի օրինակը ($n_x = 1/3$): Եթե արտաքին դաշտը զնդի հասարակածի վրա հավասարվի $2H_c/3$ -ի, ապա ներքին դաշտը հասարակածի վրա, համաձայն (3.6) բանաձևի, կլինի

$$H_q = H_c , \quad (3.8)$$

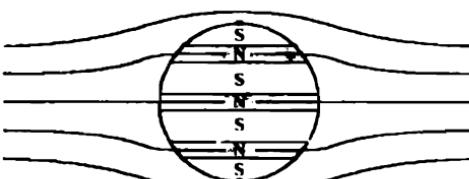
և առաջին հայացքից կարող է բվալ, թե գումարը կանցնի նորմալ վիճակի: Սակայն եթե դա տեղի ունենար, ապա նորմալ վիճակում $\mu \approx 0$ պայմանի հետևանքով կստացվեր, որ

$$H_i = H = \frac{2}{3}H_c < H_c , \quad (3.9)$$

այսինքն՝ գունդը գտնվում է նորմալ վիճակում կրիտիկականից բույլ մազնի սական դաշտում:

Այս պարագաբառը կարելի է լուծել, եթե ենթադրենք, որ երբ $H_i = H_c$, հնարավոր է զերհաղորդիչ և նորմալ ֆազերի համատև գռյուրյունը նմանակում (այնպես, ինչպես եեղուկ և զոլորշի ֆազերի համատև գռյուրյունը, եթե ճշշտմբ հավասար է հազեցած զոլորշու ճիշմանը):

Դարձության համար կարելի է ենթադրել, որ $H_c(1-n_x) \leq H < H_c$ դեպքում գունդը տրմելի է նորմալ (N) և զերհաղորդիչ (S), չեւսերի,



Նկ. X.14

որոնք գուգահեռ են կիրաւուած դաշտին (նկ. X.14): Մազնիսական ուժագծերի մի մասը շրջանցում է գունդը, իսկ մյուս մաս ամցնում է նրա նորմալ վիճակում զանվոր ափրույթներով: Նորմալ ափրույթում $B = H_c$, իսկ զերհաղորդիչ ափրույթում՝ $B = 0$: N և S

տիրույթները բաշխված են այնպես, որ մազնիսացվածությունը զծային օրենքով փոփոխվում է $H = H_c(1-n_x)$ դաշտում ոնեցած

$$M_i = -\frac{1}{4\pi} H_i = -\frac{H}{4\pi(1-n_x)} = -\frac{H_c}{4\pi}. \quad (3.10)$$

արժեքից մինչև $M_i = 0$ արժեքը, եթե $H = H_c$:

Այսպիսով, $H_c(1-n_x) \leq H < H_c$ տիրույթում

$$M_i = -\frac{1}{4\pi n_x} (H_i - H) = -\frac{1}{4\pi n_x} (H_c - H), \quad (3.11)$$

$$H_i = H - 4\pi n_x M_i = H_c, \quad (3.12)$$

$$B_i = H_i + 4\pi M_i = H_c - \frac{1}{n_x} (H_c - H); \quad (3.13)$$

Մազնիսական դաշտի $H_c(1-n_x) \leq H < H_c$ արժեքների համար նմուշը զտնվում է մասամբ նորմալ, մասամբ՝ զերհաղորդիչ վիճակում, որն ընդունված է անվանել միջանկյալ վիճակ: Հարկ է նշել, որ միջանկյալ վիճակ գր-

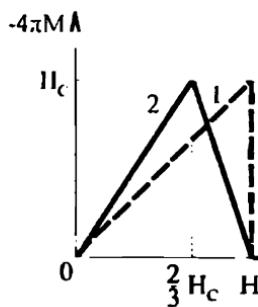
յուրյուն ունի մազմիսական դաշտի որոշակի ($\Delta H = n_x H_c$) աիրույքում ցանկացած ձևի նմուշի համար, բացի անվերջ երկար գլանի ($n_x \rightarrow 0$) դեպքից:

Ս Միջանկյալ վիճակում նմուշը բաղկացած է գերեզմանողից տիրույթներից՝ դրամեններից, որոնք իրարից բաժանված են նորմալ վիճակում գտնվող տիրույթներով: Դամենային կառուցվածքի առաջանալը, ինչպես և մազմիսակարգավորված նյութերում (աևս IX.14), սպայմանավորված է նմուշի՝ արված վիճակում հնարավոր նվազագույն լենքիա ունենալու միաւումով: Նկ. X.15-ում պատկերված 1. անագե զնդի միջանկյալ վիճակի կառուցվածքը ($T = 2.85\text{K}$, $H = 0.7H_c$, նորմալ աիրույթները սավերագծիվ են):

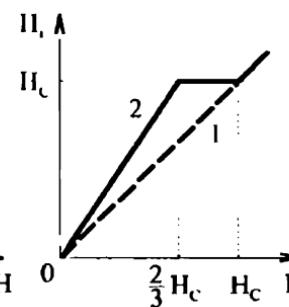


Նկ. X.15

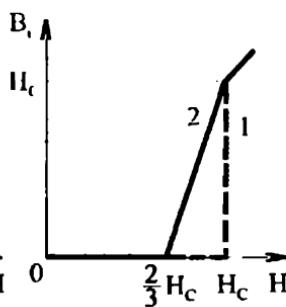
Նկ. X.16, 17, 18-ում արված են $M_i(H)$, $H_i(H)$ և $B_i(H)$ կախումները արտաքին դաշտի վավականման $0 \leq H \leq H_c$ աիրույքում անվերջ գլանի ($n_x = 0$, 1 կետազգծերը) և զնդի ($n_x = 1/3$, 2 կոծ զծերը) համար:



Նկ. X.16



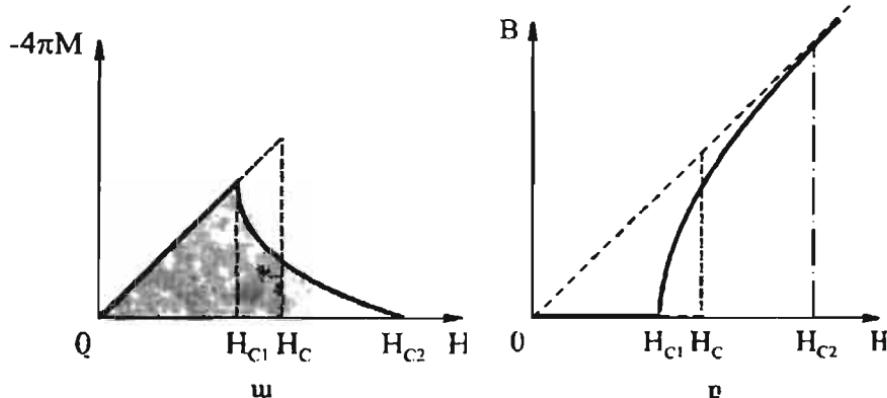
Նկ. X.17



Նկ. X.18

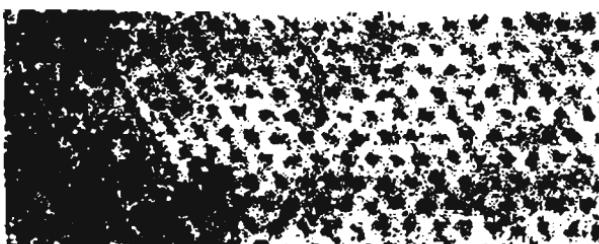
Ա սևի գերիադորդիչներում գոյություն ունի ներքին $H_{c1}(T)$ կրիտիկական դաշտ, որից վորու դաշտը չի կարող բափանցել նմուշի մեջ: Եթե մազմիսական դաշտը գերազանցում է վերին $H_{c2}(T)$ կրիտիկական դաշտը, նմուշն ամրողացրամբ անցնում է նորմալ վիճակի, և մազմիսական խորը բափանցում է նմուշի մեջ: Արտաքին դաշտի $H_{c1}(T) \leq H \leq H_{c2}(T)$

միջանկյալ արժեքների համար հսկը մասամբ I թափանցում նմուշի մեջ, նրանում ստեղծելով միկրոսկոպական չափների ($\sim 10^{-5}$ սմ) նորմալ և գերիառորդիչ տիրույթների արուկած բարդ կառուցվածք, որն ընդունված է անվանել խառը վիճակ: Խառը վիճակում գտնվող II սեռի գերիառորդում մազնիսական դաշտը նմուշի ծավալ և թափանցում բարակ մրրկային թևերի (լարերի) տեսքով, որոնցից յուրաքանչյուրի ներսում դաշտն ունի մեծ



Նկ. X.19

արժեք, այնպես որ այդ տիրույթում նյութը գտնվում է նորմալ վիճակում: Լարի միջուկից դուրս նյութը մնում է գերիառորդիչ վիճակում, իսկ յուրաքանչյուր լար շրջապատված է մրրկային լուսանբներով, որպնք էլլրանացնում են լարի ներսում գոյություն ունեցող մազնիսական դաշտը:



Նկ. X.20

Նկ. X.19-ում պատկերված է II սեռի գերիառորդում մազնիսացվածության և ինդուկցիայի՝ արտաքին մազնիսական դաշտի լարվածությունից կախ-

ման զրաֆիկները (Ենթադրվում է, որ նմուշն ունի անվերջ երկար զլամի տեսք): H_c արժեքն ընտրված է $-4\pi M(H)$ կորի տակ ընկած և OH_c եիմբռով եռանկյան մակերեսների հավասարության պայմանից:

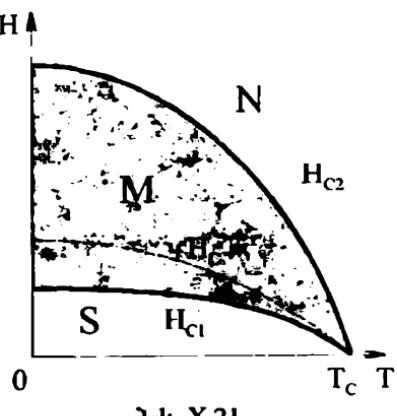
Նկ. X.20-ում պատկերված է խառը վիճակում գտնվող II սերի գերհաղորդչի (Pb₉₆In₄, $T = 1,1K$) մակերևույթին կորալով փարզիկ մասնիկների բաշխման էլեկտրոնային միկրոլուսանկարը, որտեղ հստակորեն երևում է մրրկային թելերով ստեղծված ցանցը (մուգ կետեր):

Աղյուսակ X.4

II սերի գերհաղորդիչ	$H_{c2}(4,2K), \text{Գս}$	T_c, K
Mo₃Re	~8400	10
Ti₂Nb	~100000	9
Nb₃Sn	~230000	18
Nb₃Al	~300000	18,7
V₃Si	~240000	~17
V₃Ga	~200000	14
Nb₇₉(Al₇₃Ge₂₇)₂₁	~410000	~20,7

Անհրաժեշտ է հստակորեն իրարից տարրերկ II սերի գերմաղորդիչների խառը վիճակը I սերի գերհաղորդիչների միջանկալ վիճակից: Միջանկալ վիճակի առաջացումը, ինչպես անսանք, պայմանավորված է ապամազնիսացման գործակցի զրոյից տարրեր լինելու հանգամանքով և կախված է նմուշի ձևից: Խառը վիճակը II սերի գերհաղորդչի ներքին հատկությունն է և առաջանում է անզամ անվերջ երկար զլամի դեպքում, եթե ապամազնիսացման գործակցը՝ $n_x = 0$:

Ի տարրերություն I սերի գերհաղորդիչների, որոնց կրիստալական դաշտի արժեքները $10^2 \div 10^3 \text{ Գս}$ կարգի են,



Նկ. X.21

II սեռի այսպես կոչված «կոշտ» գերխաղորդիչներում վերին H_{c2} կրիստալական դաշտը կարող է համել մինչև 10^5 Գ-ս-ի (Աղյուսակ X.4), որի շնորհիվ նրանք ունեն մեծ կիրառական նշանակություն: Նբանցից պատրաստում են սոլենոիդներ, որոնցում ստացվում են ուժեղ՝ 100000 Գ-ս և ավելի մեծ լարվածությամբ կայուն դաշտեր:

Նկ. X.21-ում պատկերված 1. II սեռի գերխաղորդչի ֆազային դիագրամը, որանունը նշված են գերխաղորդիչ (S կամ մայսներյան), խառը (M կամ շուրջիկովյան) և նորմալ (N) ֆազերը:

§4. Գերխաղորդիչ վիճակի թերմոդինամիկան:

Զերմոնակության բոփչը

Մայսների երևոյթի հայտնագործությունից հետո պարզ դարձավ, որ անկախ գերխաղորդիչ վիճակին անցման ծևից, մազնիսական դաշտը միշտ դուրս է մղվում նմուշի ծավալից, ինչը վաստում է $T \leq T_c$ և $H \leq H_c(T)$ պայմաններում միակ գերխաղորդիչ ֆազի գոյությունը:

Եթե գերխաղորդիչ նմուշի ջերմաստիճանը քարձրացվի, ապա այն նորից կանցնի նորմալ վիճակի: Այս վասարերից հետևում է նորմալ և գերխաղորդիչ վիճակների միջև անցման դարձելությունը, ինչը հնարավորություն և առջև նմուշի հատկություններն ուսումնասիրելիս կիրառել թերմոդինամիկայի հզոր և համրնդիանուր մեթոդները:

Նմուշի էներգիան նպատակահարմար է ներկայացնել Գիբսի թերմոդինամիկական $G(T, P, H)$ պոտենցիալով, քանի որ այն կախված է փորձում հեշտությամբ փոփոխվող T , P և H անկախ փոփոխականներից:

G պոտենցիալի դիֆերենցիալի համար թերմոդինամիկայի հիմնական հավասարումից ստացվում է

$$dG = -SdT + VdP - MdH \quad (4.1)$$

արտահայտությունը, որտեղից նմուշի S էնսարուկիան, V ծավալը և M մազնիսական մոմենտը կարելի է արտահայտել

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P,H}, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,H}, \quad M = -\left(\frac{\partial G}{\partial H}\right)_{P,T} \quad (4.2)$$

առնչություններով: Հասաւատում ճնշման ($dP = 0$) և ջերմաստիճանի ($dT = 0$) դեպքում

$$dG = -\mathcal{M}dH \quad (4.3)$$

մեծությունը նմուշի լերգիայի վուկովառյունն է, պայմանավորված արտաքին H դաշտի կատարած աշխատանքով: Հետազայում կրնդունենք, որ \mathcal{M} և H վեկտորներն ուղղված են միևնույն ուղղով և զործ կոնենանք նրանց մեծությունների հետ (\mathcal{M} -ը կարող է լինել նաև բացասական, ինչու համարմեն է \mathcal{M} և H վեկտորների հակագուցահեռությանը):

Նշանակենք $G_s(0)$ -ով զերիաղորդիչ նմուշի Դիբսի թերմոդինամիկական պոակենցիալը $H = 0$ արտաքին դաշտում: $H \leq H_c$ արտաքին մազնիսական դաշտում $G_s(H)$ լերգիան կարելի է ներկայացնել

$$G_s(H) = G_s(0) - \int_0^H \mathcal{M} dH' = G_s(0) - \int_0^H dH' \int_0^{V_s(H')} M(V, H') dV \quad (4.4)$$

Անսրով, որտեղ $M(V, H)$ -ը նմուշի մազնիսացվածությունն է: Ելքապարդածեն նմուշում մազնիսացվածությունը համաստում է՝ այն կախված չել ծավալից: Եթե անտեսենք նաև ծավալի՝ մազնիսական դաշտուց բույլ կախումը (մազնիսաստրիկցիա) և $s \rightarrow n$ անցման ժամանակ չնշին վուկովառյունը, ընդունելով, որ $V_n = V_s = V$, ապա (4.4) արտահայտությունից կստանանք՝

$$G_s(H) = G_s(0) - V \int_0^H M(H') dH' : \quad (4.5)$$

H_c կրիստիկական դաշտում գանվող անվերջ երկար, զլանածեն նմուշի համար (4.4), (4.5) և (3.1) բանաձևերից հետական է, որ

$$G_s(H_c) = G_s(0) + V \frac{H_c^2}{8\pi} : \quad (4.6)$$

Եթե նմուշը զլանածեն չէ ($n_x \neq 0$), ապա այն կարող է զտնվել միջանկյալ վիճակում, եթե $H > H_c(1 - n_x)$, ուստի (4.5) բանաձևով $G_s(H_c)$ -ն հաշվարկելիս անհրաժեշտ է օգտվել (3.1), (3.4), (3.11) և (3.12) առնչություններից: (4.5) բանաձևեւում առկա ինտեգրալը $M(H)$ կորի տակ բնկած մակերևնեւ է, ուստի նկ. X.16-ից հետական է, որ միևնույն H_c իմքը և միևնույն $H_c/4\pi$ բարձրությունը ունեցող բոլոր (այդ բվոմ) և 1, և 2 ուղիղներով

կազմված) եռանկյուններն ունեն միևնույն՝ $H_c^2/8\pi$ մակերեսը: Այսպիսով, անկախ նմուշի ձևից, արտաքին դաշտի կողմից նմուշի մագնիսացման աշխատանքը տրվում է (4.6) առնչության երկրորդ գումարելիուն:

Նորմայ վիճակում ոչ ֆեռոմագնիսական նմուշի մագնիսական ընկալունակությունը չափազանց փոքր է ($\chi_d \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$, $\chi_p \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$), ուստի նրա թերմոդինամիկական G_n պուտնեցիայը գործնականորեն կախված չէ մագնիսական դաշտի լարվածությունից՝

$$G_n(H_c) = G_n(0) : \quad (4.7)$$

Դերհաղորդիչ և նորմայ ֆազերի հավասարակշռության պայմանը նրանց թերմոդինամիկական պոտենցիալների հավասարությունն է՝

$$G_n(H_c) = G_s(H_c) , \quad (4.8)$$

որտեղից տրված ճնշման դեպքում որոշվում է ֆազային հավասարակշռության $H_c = H_c(T)$ կախման կորը:

(4.6)-(4.8) առնչություններից հետևում է գերհաղորդիչների թերմոդինամիկայի հիմնական հավասարումը՝

$$G_n(T, P, 0) - G_s(T, P, 0) = \frac{VH_c^2}{8\pi} : \quad (4.9)$$

Էնտրոպիայի (4.2) արտահայտությունից և (4.9) բանաձևից կստանանք՝

$$S_n(0) - S_s(0) = -\frac{VH_c}{4\pi} \frac{dH_c}{dT} , \quad (4.10)$$

որտեղ հաշվի չի առնված ծավալի թույլ ջերմաստիճանային կախումը:

Եթե $T = T_c$, $H_c = 0$ և $S_n(0) = S_s(0)$: Եթե $0 < T < T_c$, համաձայն (1.3) առնչության, $dH_c/dT < 0$, այսինքն՝ զրոյական մագնիսական դաշտում $S_s(0) < S_n(0)$: Սա նշանակում է, որ գերհաղորդիչ ֆազն ավելի կարգավորված է, քան նորմայ ֆազը: Մյուս կողմից, եթե $T \rightarrow 0$, ապա, ըստ Ներնստի թեորեմի, $S_s(0) = S_n(0) = 0$, հետևաբար՝ $T = 0$ կետում $dH_c/dT = 0$, ինչը համապատասխանում է (1.3) առնչությանը: Այսպիսով, $S_n(0) - S_s(0)$ տարրերությունը, հավասարվելով զրոյի $T = 0$ և $T = T_c$ կետերում, անպայման կռնենա նվազագույն արժեք $(0, T_c)$ տիրույթի որևէ կետում:

(4.10) հավասարումից և թարնված ջերմության

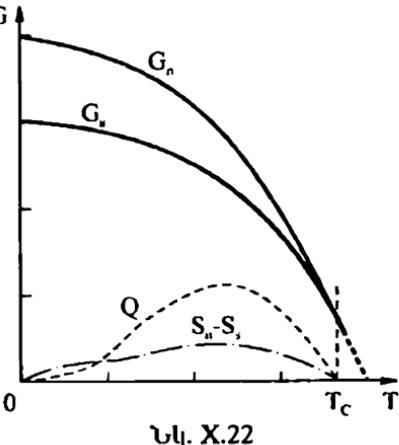
$$Q = T(S_n - S_s) \quad (4.11)$$

արտահայտությունից հետևամ է, որ $Q = 0$, եթե $T = T_c$ (անցում գրայական դաշտում) և $Q > 0$, եթե $H_c > 0$: Այսինքն՝ զերհաղորդիչ վիճակից նորմալ վիճակին իզոբերմ ($T = const$) անցման ժամանակ ջերմություն է կլանվում: $Q > 0$, ուստի $0 < T < T_c$ տիրույթում նորմալ վիճակին անցումը I կարգի ֆազային անցում է (թուիչը ունի թերմոդինամիկական պոտենցիալի I ածանցյալը՝ S -ը), իսկ $T = T_c$ կետում անցումը II (կամ ավելի բարձր) կարգի է, բանի որ առաջին ածանցյալը՝ էնտրոպիան, անընդիատ է, սակայն թուիչը ունի II կարգի ածանցյալը՝ ջերմունակությունը:

Նկ. X.22-ում պատկերված են G_n և G_s պոտենցիալները, էնտրոպիաների $S_n - S_s$ տարրերությունը և Q կլանված ջերմաքանակը՝ կախված ջերմաստիճանից:

Համակարգի ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում արտահայտվում է Գիրսի թերմոդինամիկական պոտենցիալի միջոցով՝

$$C_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = -T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_{p,H} : \quad (4.12)$$



Նկ. X.22

Գերհաղորդիչ և նորմալ ֆազերի ջերմունակությունների տարրերության համար (4.12) և (4.9) առնչություններից կստանանք՝

$$C_s - C_n = \frac{VT}{4\pi} \cdot \left[H_c \frac{d^2 H_c}{dT^2} + \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \right] : \quad (4.13)$$

Եթե $T = T_c$, $H_c = 0$ և (4.13) արտահայտությունից հետևամ է, որ

$$\Delta C \equiv C_s - C_n = \frac{VT_c}{4\pi} \cdot \left(\frac{dH_c}{dT} \right)_{T_c}^2 > 0 , \quad (4.14)$$

այսինքն՝ ջերմունակությունը T_c կետում ունի վնրջավոր թուիչը:

(4.14) առնչությունը հայտնի է որպես Ռուտզերսի բանաձև։ և մեծ ճշգրտյամբ տեղի ունի մի շարք գերեաղորդիչների համար (Ալյուսակ X.5):

Ալյուսակ X.5

Տարր	T_c , K	$(C_s - C_n) \cdot 10^{-3} \text{ } \Omega \text{ } \text{մ}^{-1} \text{K}^{-1}$	
		Մեսական հաշվարկ բանաձևի Ռուտզերսի բանաձևի	Կալորիմետրական տվյալներ
Sn	3,72	10.6	10.6
In	3,40	9.62	9.75
Tl	2,39	6.15	6.2
Ta	4,39	41.6	41.5
Pb	7,2	41.8	52.6

$T < T_c$ տիրություն, ջերմաստիճանի նվազման հետ (4.13) հավասարման աջ մասը փարուանում է, և $T = T^*$ կեսում $\Delta C(T^*) = 0$: (1.3) առնչությունը տեղադրելով (4.13) հավասարման մեջ և արդյունքը հավասարեցնելով զրոյի, կստանանք՝

$$T^* = \frac{T_c}{\sqrt{3}} : \quad (4.15)$$

Եթե $T < T^*$, $C_s < C_n$, և եթե $T \rightarrow 0$, ապա C_s և C_n ջերմունակությունները, ըստ թերմոդինամիկայի III օրենքի, ձգտում են զրոյի:

Ինչպես հայտնի է, նորմալ հաղորդչի ջերմունակությունը կարելի է ներկայացնել հաղորդականության էլեկտրոնների $C_{ne} = \gamma T$ (VII.4.9) և ցանցային $C_{ng} = \alpha T^3$ (Մաս I, IV.4.38) ջերմունակությունների գումարի տեսքով: Փորձնական տվյալներից հետևում է, որ գերիաղորդիչ վիճակի անցնելիս ցանցային ջերմունակությունը գործնականորեն չի փոփոխվում, ուստի նմուշի ջերմունակությունների $C_s - C_n$ տարրերությունը պայմանավորված է նմուշի էլեկտրոնային համակարգի փոփոխությամբ՝

$$C_s - C_n = C_{se} - C_{ne} : \quad (4.16)$$

Փորձերը ցույց են տալիս, որ գերիաղորդիչ վիճակում էլեկտրոնային ջեր-

մունակության γT գծային անդամը փոխսրբինվում է ցածր ջերմաստիճաններում շատ ավելի արագ զրոյի ձգառող անդամով, քան γT -ն է:

Նկ. X.23-ում պատկերված են ալյումինի՝ նորմալ և զերհաղորդիչ վիճակներում շերմունակության թերմաստիճանային կախումները (կետերով տրված են վորդում ստացված արժեքները): $T < T_c$ ափրույթում նորմալ վիճակ ստացվում է, $H \approx 300\text{G}$ բույլ մազնիսական դաշտի օգնությամբ, որը «քանդում» է զերհաղորդիչ վիճակը, չափելով շերմունակության մեծության վրա: Բնութագրական է $C_s(T)$ կախման վարքը ($\text{մ}^2/\text{մոլ}\cdot\text{K}$): 0.3K -ից փոքր թերմաստիճանների ափրույթում, որը կարելի է մուտքակել $\exp(-\Delta/k_B T)$ լրացրնենցիալ կախումով, որտեղ առկա Δ մեծությունը բնութագրական լներգիայի իմաստ ունի և $T = 0\text{K}$ -ում $\Delta(0) \neq 0$:

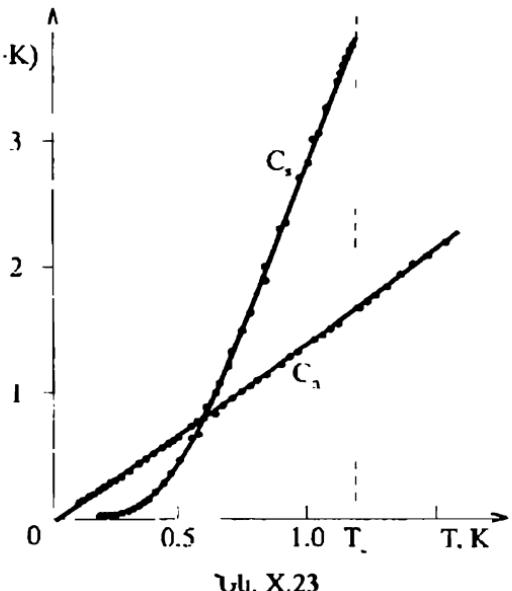
Զերմաստիճանային նման վարքը յուրահատուկ է այն համակարգին, որի հիմնական վիճակը գրգռված վիճակներից հետացված է 2Δ մեծությամբ էներգիական ճնշով:

Այսպիսով, բավականաչափ ցածր շերմաստիճաններում, եթե կարելի է արհամարել C_{se} անդամը C_{ne} անդամի նկատմամբ, կարևոր է զնահատել էլեկտրոնային շերմունակության գծային կախման γ գործակիզը:

(4.13), (4.16) բանաձևերի համաձայն, եթե $C_{se} \ll C_{ne}$,

$$\gamma = \frac{C_{ne}}{T} = -\frac{V}{4\pi} \left[\left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 + H_c \frac{d^2H_c}{dT^2} \right]_{T \rightarrow 0} : \quad (4.17)$$

Եթե $T \rightarrow 0$, օգավելով (1.3) բանաձևից, կստանանք՝



Նկ. X.23

$$\gamma = \frac{V}{2\pi} \left[\frac{H_c(0)}{T_c} \right]^2 : \quad (4.18)$$

Քանի որ γ գործակիցը, համաձայն (VII.4.8) բանաձևի, համեմատական է ֆերմի-մակարդակի վրա վիճակների խտության $N(\varepsilon_F)$ ֆունկցիայի արժեքին, ապա $T \rightarrow 0K$ ջերմաստիճաններում փորձից ստացվող $H_c(T)$ կախման միջացով կարելի է որոշել կեկտրոնային համակարգի $N(\varepsilon_F)$ կարևորագույն բնութագիրը:

Ընթարկված խնդիրներում նմուշի ծավալի հաստատության մասին ենթադրությունն եմնավորելու նպատակով օգտվենք $n \rightarrow s$ ֆազային անցման արդյունքում նմուշի ծավալի

$$\Delta V \equiv V_n(H_c) - V_s(H_c) = \frac{V_s H_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial P} \right)_T \quad (4.19)$$

Վովովիտթյան արտահայտությունից: Տարբեր փորձերում ստացված արդյունքներից եետևում է, որ $(\partial H_c / \partial P)_T$ ածանցյալի բնութագրական արժեքները $10^{-9} \div 10^{-8}$ Գս·դին⁻¹·սմ² կարգի են: Ըստ (4.19) բանաձևի կատարված զնահատումների, երկար գլանի երկարության հարաբերական փոփոխությունը 10^{-8} -ի կարգի մեծություն է, ինչը եմնավորում է ծավալի հաստատության մասին վերն արված ենթադրությունը:

§5. Լոնդոնների տեսությունը

Գերեադրուիչ վիճակին անցնելիս նմուշի ծավալից մազնիսական դաշտի դրաս մղվելու մասին պնդումը կրում է մոտավոր բնույթ: Իրոք, եթե այդ դրաս մղումը լիներ լրիվ, ապա մազնիսական դաշտը հադրուչի մակերևությի վրա պետք է վերջավոր արժեքից քոիչքով ընկներ մինչև զրյական արժեք, ինչը ենարավոր կլիներ միայն անվերջ մեծ խտությամբ մակերևութային եռանքների առկայության դեպքում: Հասկանալի է, որ այդպիսի եռանքներ գոյություն ունենալ չեն կարսդ, ուստի պետք է ենթադրել, որ մազնիսական դաշտը որոշ չափով թափանցում է նմուշի մեջ, և նրա մերձմակերևութային բարակ շերտում ծագում են արտաքին դաշտն էլերանացնող

հոսանքներ: Այս հոսանքներն էլ հենց նվազեցնում են դաշտը մինչև զրո, ապահովելով գերհաղորդի ծավալում $B = 0$ պայմանը:

Մայսների երևոյթի բանակական ռատումնափրոբյունը տեսականորեն առաջինը կատարվել է Ֆ. և Հ. Լոնդոնների կողմից: Առաջարկված երևորաբանական տեսությունը հիմնվում է այսպես կոչված Լեկտրոնային «երկինուկ» մոդելի վրա, որի համաձայն գերհաղորդում $T < T_c$ ջերմաստիճանում միայն $n_s(T)$ խտությամբ հաղորդականության էլեկտրոններ կարող են մասնակցել գերհաղորդիչ հոսանքի ստուդմանը:

Եթե $T \rightarrow 0\text{K}$, «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնների խտությունը ձգտում է էլեկտրոնների n լրիվ խտությամբ, իսկ եթե $T \rightarrow T_c$, ապա այն ձգտում է զրոյի: Մնացած $n - n_s(T) = n_s(T)$ խտությամբ էլեկտրոնները կազմում են «նորմալ» էլեկտրոնային «ելեկտրուկ», որի մասնակցությունը հոսանքին անպայմանորեն ուղղեցվում է դիսիպացիայով՝ էներգիական կորուստներով: Քանի որ գերհաղորդիչ հոսանքի համար $R = 0$, ապա ցանկացած չափով բռյալ էլեկտրական դաշտով ստեղծված հոսանքին մասնակցում են միայն «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնները, իսկ «նորմալ» էլեկտրոնները չեն մասնակցում հոսանքին:

E լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնի շարժման հավասարումը կարելի է ստունալ (VI.2.7) հավասարությունը, նրանում ցրումներով պայմանավորված ոնկաքսացիայի ժամանակը ձգտեցնելով անվերտության ($\tau \rightarrow \infty$, դիմադրությունը $R \rightarrow 0$) և էլեկտրոնների n խտության փոխարեն տեղադրել «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնների n_s խտությունը:

Ամցնելով նաև «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնների v_s արագությունից գերհաղորդիչ հոսանքի խտությանը՝ $j_s = -en_s v_s$, կստանանք՝

$$\frac{d\mathbf{j}_s}{dt} = \frac{e^2 n_s}{m} \mathbf{E} : \quad (5.1)$$

Սա Լոնդոնների առաջին հավասարումն է և նկարագրում է $R = 0$ դիմադրությամբ (իդեալական) հաղորդիչը: (5.1) հավասարման մեջ ըստ ժամանակի $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v}\nabla)$ լրիվ ածանցյալը կարելի է փոխարինել $\partial/\partial t$ մասնական ածանցյալով, քանի որ գերհաղորդիչ հոսանքի իրական \mathbf{v}_s արա-

գույքունները շատ վորք են Ֆերմիի v_F բնութագրական արագությունից:

Տեղադրելով (5.1) հավասարությունը Մաքսվելի

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.2)$$

հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\text{rot } \mathbf{j}_s + \frac{e^2 n_s}{mc} \mathbf{B} \right) = 0 : \quad (5.3)$$

(5.3) առնչությունը և Մաքսվելի

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s \quad (5.4)$$

Խավասարությունը, որտեղ շեղման եռանքներն անտեսված են \mathbf{j}_s -ի նկատմամբ, որոշում են իշխալական հաղորդչում մազնիսական դաշտերն ու հոսանքները: Ժամանակից անկախ ցանկացած \mathbf{B} և \mathbf{j}_s (5.3) և (5.4) հավասարությունների տրիփիալ լուծումները են, ուստի այդ հավասարությունները համատեղելի են \mathbf{B} -ի ցանկացած արժեքի դեպքում: Մակայն այս արդյունքը հակասում է զերխաղորդչի վարքին մազնիսական դաշտում, քանի որ զերխաղորդիչ նմաշի ներսում այն հավասար է զրոյի: Մայների երևույթը կարելի է նկարագրել, եթե (5.3) հավասարման լուծումների բազմությունից ընտրվեն միայն այն լուծումները, որոնք բավարարում են

$$\text{rot } \mathbf{j}_s = -\frac{e^2 n_s}{mc} \mathbf{B} \quad (5.5)$$

հավասարմանը, որը Լոնդոնների երկրորդ հավասարումն է:

Այսպիսով, ի տարբերություն (5.3) հավասարման, որը տեղի ունի առանց կորուստների հաղորդիչ միջավայրի համար և նշանակում է $\text{rot } \mathbf{j}_s + e^2 n_s \mathbf{B} / mc$ մեծության անկախաւությունն ժամանակից, զերխաղորդիչ առանձնահատկությունն ավելի խիստ պայման է դնում, այն է՝ ժամանակից շկախված հաստատությունը պետք է լինի զրո:

Այժմ պարզենք մազնիսական դաշտի վարքը զերխաղորդչում: Տեղադրելով Լոնդոնների (5.5) հավասարման մեջ (5.4) հավասարությունից \mathbf{j}_s -ի արտահայտությունը, կստանանք՝

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} \mathbf{B} : \quad (5.6)$$

Համի որ

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} \equiv \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} \quad (5.7)$$

և $\nabla \cdot \mathbf{B} \equiv \operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, ասպա (5.6) և (5.7) առնչություններից կստանանք հետևյալ հավասարումը՝

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B}, \quad (5.8)$$

որտեղ

$$\lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right)^{1/2} \quad (5.9)$$

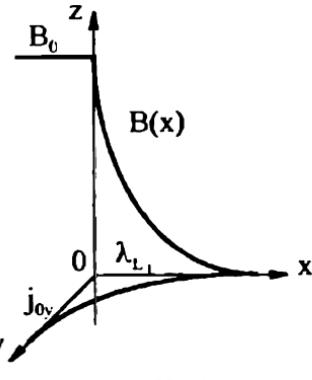
մեծությունն ունի կրկարության չափայնություն: (5.8) հավասարումից հետևամ է, որ այն չունի $\mathbf{B} = \text{const} \neq 0$ լուծում, այսինքն՝ համասեռ դաշտ գերիադրույթում զոյություն ունենալ չի կարող:

Եթե գերիադրույթը զբաղեցնում է $x > 0$ կիսատարածությունը, իսկ մագնիսական դաշտն ուղղված է z առանցքով, այսինքն՝ $\mathbf{B} = \mathbf{B}(0, 0, B_z)$ (նկ. X.24), ասպա (5.8) հավասարումից կստանանք՝

$$\frac{d^2 B_z}{dx^2} - \frac{1}{\lambda_L^2} B_z = 0, \quad (5.10)$$

որի $B_z(0) = B_0$ եզրային պայմանին բավարարող և $x \rightarrow \infty$ վերջավոր լուծումը՝

$$B(x) \equiv B_z(x) = B_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) : \quad (5.11)$$



Նկ. X.24

Այսպիսով, գերիադրույթի ներսում ($x > 0$) դաշտը նվազագույն է կրսպնենցիալ օրենքով, $x = \lambda_L$ խորության վրա վարդապես լուծումը $e \approx 2,71\dots$ անգամ: λ_L մեծությունը կոչվում է լոնդոնյան թափանցման խորություն: Մագնիսական դաշտը գերիադրույթում զրոյից տարրեր է մերձմակերևության շերտում, որի հասարակածը λ_L -ի կարգի է:

Ընտրված երկրաչափության դեպքում (5.4) հավասարումն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

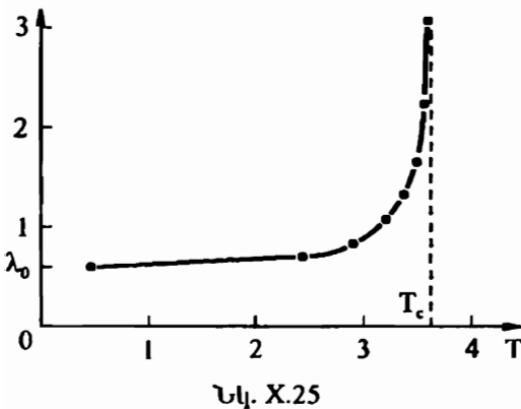
$$-\frac{dB_z}{dx} = \frac{4\pi}{c} j_y, \quad j_x = j_z = 0, \quad (5.12)$$

հետևաբար, նկատի ունենալով (5.11) արտահայտությունը, հոսանքի խոռոչյան համար կստանանք՝

$$j_y = \frac{cB_0}{4\pi\lambda_L} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) \equiv j_{0y} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right), \quad (5.13)$$

այսինքն՝ հոսանքը զբայից տարրեր է λ_L կարգի եասությամբ մակերևությաին շերտում (նկ. X.24):

Ծափանցման լոնդոնյան λ_L խորությունը $\eta_s(T)$ մեծաքյան միջոցով



Նկ. X.25

կախված է նմուշի ջերմաստիճանից: Փորձերից ստացված տվյալների համաձայն, $\lambda_L(T)$ կախումը կարելի է լավագույն մոտարկել

$$\frac{\lambda_L(T)}{\lambda_L(0)} = \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2} \quad (5.14)$$

արտահայտությամբ, որտեղ $\lambda_L(0)$ -ն թափանցման խորությունն է 0K-ում:

Նկ. X.25-ում պատկերված է անազի թափանցման խորության կախումը ջերմաստիճանից: Եթե $T \leq T_c$

$$\frac{\lambda_L(T)}{\lambda_L(0)} = \left[1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \approx \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2}, \quad (5.15)$$

հետևաբար՝ կրիտիկական ջերմաստիճանին մոտենալիս մազնիսական դաշտն ավելի և ավելի խորն է թափանցում նմուշի մեջ, և T_c ջերմաստիճանում $\lambda_L(T_c) = \infty$, այսինքն՝ նորմալ վիճակի անցնելիս մազնիսական դաշտը

լրիվ թափանցում է նմուշի մեջ:

Գնահատենք $\lambda_L(0)$ մեծությունը: $T=0\text{K}$ -ում գերհաղորդչի բոլոր էլեկտրոնները «զերհաղորդիչ» են: $n_s \approx n \sim 10^{22} \text{ ամ}^3$: Այս արժեքը տևղադրդով (5.9) բանաձևում, կստանանք $\lambda_L(0) \approx 600 \text{ A}$: Աղյուսակ X.6-ում բերված են $\lambda_L(0)$ -ի արժեքները մի բանի գերհաղորդիչների համար:

Աղյուսակ X.6

Տարր	Al	Cd	Hg	In	Nb	Pb	Sn	Tl
$\lambda_L(0), \text{ A}$	500	1300	380-450	640	470	390	510	920

$\lambda_L(0)$ -ի որոշակի ափրոյթի առևկայությունը սնդիկի (Hg) մոտ հևսեանք և անհզուարպիայի՝ $\lambda_L(0)$ -ի կախման մագնիսական դաշտի ուղղությունից:

Լոնդոնների (5.5) հավասարման ֆիզիկական իմաստը պարզելու նպատակով գրենք A վեկտորական պոտենցիալով դաշտում q լիցր և m_q զանգված ունեցող մասնիկի իմալուսը:

$$p_s = m_q \mathbf{v}_s + \frac{q}{c} \mathbf{A} : \quad (5.16)$$

$j_s = n_q q \mathbf{v}_s$ բանաձևի միջոցով, որանդեռ n_q -ն մասնիկների կոնցենտրացիամ է, \mathbf{v}_s -ից անցնելով j_s -ին, (5.16) արտահայտությունից կստանանք՝

$$\mathbf{j}_s = \frac{q n_q}{m_q} \mathbf{p}_s - \frac{q^2 n_q}{m_q c} \mathbf{A} : \quad (5.17)$$

Հստ «երկինդուկ» մոդելի, գերհաղորդիչ վիճակում լիցրակիրներն ունեն $p_s = 0$ իմպուլս (« p »-տարածության մեջ տևղի է ունենում «վրանդենացիա»), ուստի (5.17) բանաձևից ստացվում է՝

$$\mathbf{j}_s = - \frac{q^2 n_q}{m_q c} \mathbf{A} \equiv \frac{c}{4\pi\lambda^2} \mathbf{A} \quad (5.18)$$

հավասարումը, որը (5.5) հավասարման համարժեքն է, և որտեղ

$$\lambda = \left(\frac{m_q c^2}{4\pi q^2 n_q} \right)^{1/2} \quad (5.19)$$

Ինչպես հետևում է, գերհաղորդականության միկրոսկոպական տեսությունից (§7), որպես լիցքավիրներ գերհաղորդիչներում հանդես են զալս էլեկտրանային գույզերը՝ $q = -2e$ լիցքով, $m_q = 2m$ գանգվածով և $n_q = n_s/2$ կոնցենտրացիայով: Տեղադրելով այս արժեքները (5.19) արտահայտության մեջ, կստանանք բափանցման լոնդոնյան խորության (5.9) բանաձևը:

Ընդհանուր դեպքում լրիվ հոսանքը հավասար է «նորմայ» և «գերհաղորդիչ» հոսանքների գումարին՝

$$j = j_n + j_s : \quad (5.20)$$

«Նորմայ» հոսանքը նկարագրում է Մաքսվելի հավասարումներով և Օհմի օրենքով՝

$$j_n = \sigma_n E , \quad (5.21)$$

որտեղ σ_n -ը «նորմայ» էլեկտրոնների հաղորդականությունն է:

Այսպիսով, գերհաղորդիչ մետաղը նկարագրող (5.20), (5.21), (5.5) և (5.1) հավասարումների համակարգի օգնությամբ կարելի է գտնել տարրեր վիճակներում գերհաղորդչում հոսանքների և դաշտների բաշխումը:

Հարկ է նշել, որ Լոնդոնների հավասարումները հիմնարար ֆիզիկական սկզբունքներից չեն արտածված և չեն բացատրում գերհաղորդականության երևոյթը: Դրանք որոշակի սահմանափակումներ են, որոնք դրվում են էլեկտրամագնիսականության հավասարումների վրա, որպեսզի ստացված օրինաչափությունները համապատասխանն լինի արդյունքներին: Լոնդոնների հավասարումները լրացուցիչ պայմաններ են, որոնց ենքարկվում են գերհաղորդիչ հոսանքները:

Լոնդոնների տեսությունը որպես բացատրում է փորձում ստացված բազմարիկ օրինաչափություններ, սակայն տեսության քանակական համապատասխանությունը փորձին շատ դեպքերում հեռու է բավարար լինելուց: Բանն այն է, որ այս տեսությունն իր էտրյամբ դասական է, նրանում էլեկտրոնները դիտվում են որպես դասական մասնիկներ, այնինչ գերհաղորդականության երևոյթում էլեկտրոնները կատարում են բվանտային օրինաչափությունները:

Լոնդոնների աևսուրյան մնջ ննքաղրվում է, որ բափանցման չ խորհրդական կախված չ է, մագնիսական դաշտի լարվածությունից և նմուշի չափերից: Առաջին ննքաղրությունը համարմեք է այն պնդմանը, որ «գերիհաղորդից» էլեկտրոնների թիվը կախված չ է, մագնիսական դաշտի լարվածությունից: Սակայն հայտնի է, որ մագնիսական դաշտն էապես ազդում է էլեկտրոնների գարքի գրա, ընդհուպ մինչև գերիհաղորդիչ վիճակի վերացումը: Այս տեսանկյունից Լոնդոնների սևսուրյունը համապատասխանում է քոյլ դաշտի մոտավորությանը:

Երկրորդ և նրա սպառաւթյան սահմանափակությունը դառնում է ակնհայտ հատկապես բարակ ($L \sim 10^3$ Ա կարգի հաստությամբ) քաղանքների գերհազորույթի հասկություններն ուսումնափելիս:

Նշված թերությունները վերացված են Վ.Գինզբորդի և Լ.Լ.անդաուի կողմից գարգացված աևսության մեջ, որը նույնական է, սակայն հիմնվում է քվանտային մեխանիկայի և երկրորդ կարգի ֆազային անցումների տևառության վրա:

§6. Հոսրի բվանտացումը: Կուպերյան զույգեր

Գերհաղորդիչ վիճակում զտնվող օդակլում հոսանքը պահպանվում է առանց փոփոխության գործնականորեն անվերջ երկար ժամանակ։ Կարելի է ասել, որ «օդակ + հոսանք» համակարգը զտնվում է ստացիոնար, այսինքն՝ ժամանակի ընթացքում չփոփոխվող վիճակում։ «Օդակ + հոսանք» համակարգի համար այլ ստացիոնար վիճակ կարևի է ստանալ, եթե օդակը սառեցվի մեկ այլ մնելությամբ մազնիսական դաշտում։ Դաշտն անշատելիս օդակում կմակածվի գերհաղորդիչ հոսանք, որի մնելությունը կախված է դաշտի լարվածությունից։ Նման հնարավոր ստացիոնար վիճակներից ամենափոքրը էներգիա կունենա $j_s = 0$ ՝ առանց հոսանքի վիճակը։ Կարելի է մտածել, որ մազնիսական դաշտի լարվածության ընտրությամբ կարևի է սահմանայ զանկացած մնելության հոսանք։

Սակայն, ինչպես հայտնի է քվանտային մեխանիկայից, ստացիոնար վիճակները որոշվում են համակարգի վրա դրվող քվանտացման պայմաններով: Հետևաբար, բնական և ենթադրելի, որ «օդակ + եաանք» համակար-

$$\lambda = \left(\frac{m_q c^2}{4\pi q^2 n_q} \right)^{1/2} \quad (5.19)$$

Ինչպես հետևում է զերիաղորդականության միկրոսկոպական ստեղծությունից (§7), որպես լիցրակիրներ գերեաղորդիչներում հանդես են զայխ էլեկտրոնային գույզերուն $q = -2e$ լիցրով, $m_q = 2m$ զանգվածով և $n_q = n_s/2$ կոնցենտրացիայով: Տեղադրելով այս արժեքները (5.19) արտահայտության մեջ, կստանանք բափանցման լոնդոնյան խորության (5.9) բանաձևը:

Ընդհանուր դեպքում լրիվ հոսանքը հավասար է «նորմար» և «զերիաղորդիչ» հոսանքների գումարին՝

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_s : \quad (5.20)$$

«Նորմար» հոսանքը նկարագրվում է Մաքսվելի հավասարումներով և Օհմի օրենքով՝

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E} , \quad (5.21)$$

որտեղ σ_n -ը «նորմար» էլեկտրոնների հաղորդականությունն է:

Այսպիսով, գերիաղորդիչ մետաղը նկարագրող (5.20), (5.21), (5.5) և (5.1) հավասարումների համակարգի օգնությամբ կարենի և գունել տարրեր վիճակներում զերիաղորդչում հոսանքների և դաշտների բաշխումը:

Հարկ է նշել, որ Լոնդոնների հավասարումները հիմնարար ֆիզիկական սկզբունքներից չեն արտածված և չեն բացատրում գերիաղորդականության երևույթը: Դրանք որոշակի սահմանափակումներ են, որոնք դրվում են էլեկտրամագնիսականության հավասարումների վրա, որպեսզի ստացված օրինաչափությունները համապատասխան վարձի արդյունքներին: Լոնդոնների հավասարումները լրացնելի պայմաններ են, որոնց ենթակվում են զերիաղորդիչ հոսանքները:

Լոնդոնների տեսությունը որակապես բացատրում է փորձում ստացված բազմաթիվ օրինաչափություններ, սակայն տեսության քանակական համապատասխանությունը փորձին շատ դեպքերում հեռու է բավարար լինելուց: Բանն այն է, որ այս տեսությունն իր էությամբ դասական է, նրանում էլեկտրոնները դիտվում են որպես դասական մասնիկներ, այնինչ զերիաղորդականության երևույթում էլեկտրական դերը կատարում են քվանտային օրինաչափությունները:

Լոնդոնների տևուրյան մեջ Անգլիայում է լուսավորվում լ, որ բավանցման լ խորոշությունը կախված չէ. մազնիսական դաշտի լարվածությունից և նմուշի չափերից: Առաջին Անգլիական պատմությունը համարմեք է այն պնդմանը, որ «զերիաղորդիչ» էլեկտրոնների բիլը կախված չէ. մազնիսական դաշտի լարվածությունից: Սակայն հայտնի է, որ մազնիսական դաշտուն էապես ազդում է էլեկտրոնների գործությամբ: Այս տեսանկյունից Լոնդոնների տևուրյունը համապատասխանում է բոյլ դաշտի մոտավորությանը:

Երկրորդ Անգլիական սահմանավակությունը դաւնում է ակնեայտ հատկապես բարակ ($L \sim 10^3$ Å կարգի հաստությամբ) քաղանքների գերհաղորդիչ հատկություններն ուսումնաժիրներիս:

Նշված բերությունները վերացված են Վ.Գինզբուրգի և Լ.Լ.անդաուի կողմից գարգացված տևուրյան մեջ, որը նույնպես երևորաբանական է, սակայն իիմնական է բանաւային մեխանիկայի և երկրորդ կարգի ֆազային անցումների տևուրյան վրա:

§6. Հոսքի բանատացումը: Կուպերյան գույզեր

Գերիաղորդիչ վիճակում գանվող օդակում հռուանքը պահպանվում է առանց վիճակության գործնականության անվերջ երկար ժամանակ: Կարենի է ասել, որ «օդակ + հոսանք» համակարգը զանվում է սատարածակ, այսինքն՝ ժամանակի ընթացքում չվտանգված վիճակում: «Օդակ + հոսանք» համակարգի համար այլ ստացիոնար վիճակ կարենի է ստանալ, եթե օդակը սառեցվի մեկ այլ մեծությամբ մազնիսական դաշտում: Դաշտուն անշատելիս օդակում կմակաձվի գերիաղորդիչ հոսանք, որի մեծությունը կախված է դաշտի լարվածությունից: Նման հնարավոր ստացիոնար վիճակներից ամենափոքր էներգիա կունենա $j_s = 0$ առանց հոսանքի վիճակը: Կարենի է մտածել, որ մազնիսական դաշտի լարվածության ընտրությամբ կարևոր է ստանալ ցանկացած մեծության հոսանք:

Սակայն, ինչպես հայտնի է բանաւային մեխանիկայից, ստացիոնար վիճակները որոշվում են համակարգի վրա դրվագ բանտացման պայմաններով: Հետևաբար, բնական է Անգլիական ուսումնական դաշտի լարվածության ընտրությամբ կարևոր է ստանալ ցանկացած մեծության հոսանք:

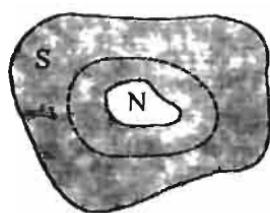
զը ևս կարող է ունենալ քվանտացման պայմաններով որոշվող ստացիտնար վիճակներ:

1950թ. Ֆ.Լոնդոնի կողմից կանխատեսվել է գերհաղործյալ օդակում մազնիսական հոսքի քվանտացման երևույթը:

Եթե ենթադրենք, որ «օդակ + հոսանք» եամակարգը զանգում է որոշակի քվանտային վիճակում, ապա քվանտացման սլայմանը կընդանի հետևյալ տիսքը՝

$$\oint p_s dl = nh, \quad n = 0, 1, 2, \dots , \quad (6.1)$$

որտեղ p_s -ը գերհաղործյալ հոսանք ստեղծող մասնիկի իմպուլս է, dl -ը՝ հետազօծի տարրը, C -ը՝ ինտեգրման կոնտուրը, (նկ. X.26, S -ը գերհաղործյալ տիրույթը է, N -ը՝ նորմալ տիրույթը, որաւել մազնիսական դաշտի բարձածությունը զրոյից տարրեր են կետազօծ պատկերված և C կոնտուրը): p_s իմպուլսը որոշում է մասնիկի դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը՝ $\lambda = h / |p_s|$ և կապված է մասնիկի «կինետիկական» (մասնիկի կինետիկ էներգիան որոշող) $m v_s$ իմպուլսի հետ (5.16) առնչությամբ: (5.17)



Նկ. X.26

առնչության օգնությամբ քվանտացման (6.1) պայմանը կարևի է ներկայացնել

$$\frac{m_q}{q^2 n_q c} \oint j_s dl + \frac{1}{c} \oint_A dS = \frac{h}{q} n \quad (6.2)$$

տեսքով: Օգտվելով Ստոքսի թեորեմից՝

$$\oint_C Adl = \iint_S \text{rot} A dS, \quad (6.3)$$

որտեղ S -ը C կոնտուրով սահմանափակված մակերեսն է, և նկատի ունենալով $\text{rot} A = B$ կապը, (6.2) առնչության փոխարեն կստանանք՝

$$\frac{m_q}{q^2 n_q c} \oint j_s dl + \frac{1}{c} \iint_S B dS = \frac{h}{q} n : \quad (6.4)$$

Զախ մասնամ զրված մեծությունը Ֆ. և Հ. Լոնդոնների կողմից անվանվել է ֆլուքտուացիա, որի մեջ մտնող երկրորդ գոմարելիմ (առանց $1/c$ գործակցի)

մագնիսական հոսքն է. S մակերևսով (ներառյալ նաև բավանցման շերտը): Համաձայն (6.4) պայմանի, ֆլուքսությունը կարող է ունենալ միայն դիսկը և, h/q մեծության պատիկ արժեքներ, այսինքն այն բվանաւում է:

Եթե C կրնակության ամրողությամբ բնկած է, գերիաղորդիչ տիրույքում, որտեղ $j_s = 0$, ապա (6.4) հավասարումից ստացվում է մագնիսական հոսքի բվանացման պայմանը՝

$$\iint_S B dS \equiv \Phi_s = n \frac{ch}{q} \equiv n \Phi_0 , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6.5)$$

այսինքն՝ C կրնակությամբ «ճգող» S մակերևսով մագնիսական հոսքը կարող է ընդունել միայն Φ_0 մեծության պատիկ արժեքներ, ընդունին

$$\Phi_0 = \frac{ch}{q} \quad (6.6)$$

մեծությունը մագնիսական հոսքի բվանաւում («ֆլուքսուն»):

Լոնդոնների տեսության մեջ որպես «զերիաղորդիչ» լիցրակիրներ հանդիս են զայխ էլեկտրոնները, ուստի մագնիսական հոսքի բվանաւում համար ստացվում է հետևյալ բվային արժեքը՝

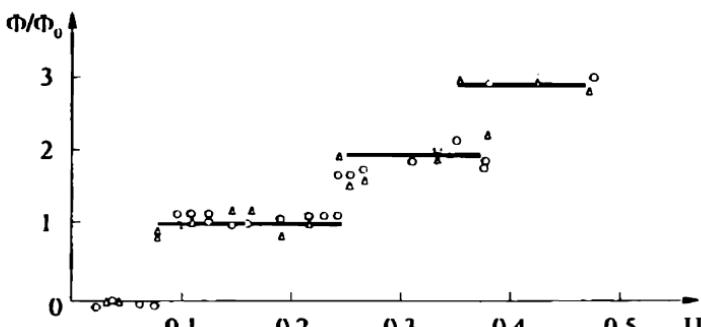
$$\Phi_0^{(L)} = \frac{ch}{q} \approx 4,14 \cdot 10^{-7} \text{ Գս·ամ}^2 :$$

Սակայն, ինչպես ցույց են տալիս փորձերը, (Ռ. Դու և Մ. Ներառություն, Գերմանիա, 1961թ.; Բ. Դիվեր և Ու. Ֆեյրբենք, ԱՄՆ, 1961թ.), մագնիսական հոսքի բվանաւի համար ստացվում է երկու անգամ փոքր արժեքը՝

$$\Phi_0 = \frac{ch}{2e} \approx 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Գս·ամ}^2 : \quad (6.7)$$

Այս արտահայտությունից և (6.6) սահմանումից հետևում է, որ $q = 2e$, այսինքն՝ գերիաղորդիչ հոսանքը պայմանավորված է էլեկտրոնային գույզերով (այսպիս կոչված «կուպերյան գույզեր»), որոնց վերազրկում է նաև $m_q = 2m$ զանգված: Նկ. X.27-ում պատկերված է Բ. Դիվերի և Ու. Ֆեյրբենքի կողմից անագն զլանիկում մագնիսական հոսքի չափամեջների արդյունքը՝ բերված մագնիսական հոսքի՝ Φ/Φ_0 մեծության կախումը զլանիկում «քոնված» (կամ «սառնցված») մագնիսական դաշտի մեծությունից: Նկա-

րից հստակորեն երևում էն մազնիսական հոսքի $n=0,1$ և 2 թվանշով վիճակները:



Նկ. X.27

Հարկ է նշել, որ (6.4) արտահայտության մեջ $m_q/q^2\eta_q$ գործակցի մեծությունը կախված չէ այն բանից, թե ինչ մասնիկներով է տեղափոխական հոսանքը՝ առանձին էլեկտրոններով, թե՞ կուպերյան գույզերով: Վերջին դեպքում, բացի $q=2e$ և $m_q=2m$ առնչություններից, որպես լիցքակիրների կոնցենտրացիա պետք է վերցնել $\eta_q=n/2$ մեծությունը:

Մազնիսական հոսքի թվանտացման երևույթը վկայում է նաև կուպերյան գույզերի տժեղ վտակային կոռելյացիայի (վտխկապակցվածության, վտխմանածայնեցվածության) մասին, քանի որ, վորձի համածայն, բայր կուպերյան գույզերն ունեն միևնույն n թվանտային թիվը: Հաջորդ՝ n' թվանտային թվին անցնելիս բոլոր կուպերյան գույզերն անցնում են միևնույն նոր՝ n' -ով որոշվող թվանտային վիճակին: Եթե մեկ առանձին կուպերյան գույզ իր թվանտային թիվը մեծացնի միավորով, իսկ մյուսները մնան նույն n -ով վիճակում, ապա դրա եետ կապված մազնիսական հոսքի վտխությունը՝ $\Delta\Phi=\Phi_0/N_c$, որտեղ N_c -ն կուպերյան գույզերի թիվն է տվյալ գերմաստիճանում: N_c թվի մակրոսկոպական բնույթի պատճառով $\Delta\Phi$ -ն շատ անգամ փոքր է վտրում դիտվող Φ_0 արժեքից:

Ներմուծելով կուպերյան գույզի գաղափարը, արտաքին մազնիսական դաշտում գերեադորդիչ հոսանքի թվանտամեխանիկական արտահայտու-

քյունը կարելի է գրել բնդիանրացված սևսրով, նրանում վերցնելով $q = -2e$ և $m_q = 2m$:

$$\mathbf{j}_s = -\frac{e}{2m} \left\{ \psi^* \left(-i\hbar \nabla + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi + \psi \left[\left(-i\hbar \nabla + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right]^* \right\} : \quad (6.8)$$

Այս արտահայտությունից, որն առաջին անգամ գրվել է Վ.Գինզբուրգի և Լ.Լանդաուի կողմից, կատարելով որոշ ննրադրություններ, կարելի է ստանալ Լոնդոնների տևառության (5.5) (լաւ (5.18)) հավասարումը:

Իրոք, ննրադրենք, որ ψ ալիքային ֆունկցիայի փոփախառությունը տարածության մեջ պայմանավորված է միայն նրա փուլի փոփոխառությամբ՝

$$\psi(r) = |\psi| \exp[i\varphi(r)] ; \quad |\psi| \approx \text{const} : \quad (6.9)$$

Նիզմիկորևս այս ննրադրությունը նշանակում է, որ կուպերյան գույզերի խտությունը նապես չի տարբերվում թիրմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակում ունեցած խտությունից: Կուպերյան գույզերը կարող են տեղափոխվել, բայց չկուտակվել և ոչ էլ ոչնչանալ: Տեղադրելով (6.9) հավասարումը (6.8) արտահայտության մեջ, կստանանք՝

$$\mathbf{j}_s \cong \left(\frac{2e^2}{mc} \mathbf{A} + \frac{e\hbar}{m} \nabla \varphi \right) |\psi|^2 : \quad (6.10)$$

(6.10) հավասարման աջ և ձախ մասերի վրա ազդելով «գու» օպերատորավ և նկատի ունենալով, որ ցանկացած ֆունկցիայի համար $\text{rot}(\nabla \varphi) \equiv \text{rot}(\text{grad } \varphi) = 0$, կստանանք Լոնդոնների

$$\text{rot } \mathbf{j}_s = -\frac{e^2 n_s}{mc} \mathbf{B}$$

հավասարումը, որտեղ որպես կուպերյան գույզերի խտություն եանդես է գալիս

$$n_s = 2|\psi|^2 \quad (6.11)$$

մեծությունը: Այս համապատասխանեցումը հիմնավորված է, եթե ψ -ն մեկնաբանվի որպես կուպերյան գույզի ալիքային ֆունկիա:

Գերհադրողի եռամբնքի (6.10) արտահայտությունից ուղղակիորեն ստացվում է նաև մագնիսական եռաքի բվանտացման (6.5) պայմանը: Ին-

տեղընք (6.10) արտահայտությունը C փակ կոնստանտ, որն ամրողությամբ գտնվում է գերիշաղորդիչ ախտույթում (նկ. X.26) և նրանում տեղադրենք $j_s = 0$. Ակատի ունեմալով նաև (6.3) առնչությունը, կստանանք՝

$$\frac{2e^2}{mc} \Phi_s = -\frac{e\hbar}{m} \oint_C \nabla \varphi \cdot dl : \quad (6.12)$$

Մյուս կողմից, քանի որ ψ ալիքային ֆունկցիան միարժեք է, ապա փակ կոնստանտ պատվելու նրա փուլը պեսը է փոփոխվի $\Delta\varphi = 2\pi n$ մեծությամբ, որտեղ n -ն ամրող թիվ է: Հետևաբար՝

$$\oint_C \nabla \varphi \cdot dl = \oint_C \frac{\partial \varphi}{\partial l} dl = \oint_C d\varphi \equiv \Delta\varphi = 2\pi n : \quad (6.13)$$

(6.12) և (6.13) բանաձևերի համաձայն՝

$$|\Phi_s| = \frac{\hbar c}{2e} \cdot 2\pi n = \frac{\hbar c}{2e} \cdot n \equiv \Phi_0 \cdot n : \quad (6.14)$$

Արված ենք աղբությունների շրջանակներում ստացված այս ոչ խստ ապացույցը հիմնավորում է զերծաղորդիչ վիճակը (6.9) ալիքային ֆունկցիայով նկարագրելու իրավացիությունը:

§7. Գերիշաղորդականության միկրոսկոպական տևողական ֆիզիկական հիմնաբները

Գերիշաղորդականության երևոյթի փորձարարական ուսումնաժիրությունները և երևորաբանական տևողականությունների արդյունքները համոզիչ ձևով ցույց տվեցին, որ գերիշաղորդիչ վիճակն օժտված է որոշակի կարգավորվածությամբ, որն ի հայտ է գալիս նորմալ վիճակից զերիշաղորդիչ վիճակի անցնելիս:

Ցանկացած կարգավորվածություն, անկախ նրա ծագման ֆիզիկական պատճառներից, հետևանք է որոշակի փոխազդեցության, որի ինտենսիվությամբ էլ հենց որոշվում է ավյալ կարգավորված վիճակին անցման բնութագրական գերմաստիճանը: Օրինակ՝ գագերի, հեղուկների և պինդ մարմինների վտանգադր փոխակերպումները պայմանավորված են ատոմների և մոլեկուլների միջև գործող ուժերով, ըստ որում մեկ մասնիկին բաժին

ընկնող կապի էներգիաներն ընլիած են 10^{-2} էՎ-ից մինչև մի քանի էՎ տիրույթում (Մաս I, Աղյուսակ II.1-II.4), և որոնց համապատասխանում են մի քանի տասնյակից մինչև մի քառի հազար կելվին բնութագրական ջերմասարհանները: Եվ հատկանշական է, որ անցման ջերմասարհանի նվազման հետ նյութն անցնում է ավելի կարգավորված վիճակի (գազ \rightarrow հեղուկ \rightarrow պինդ բյուրեղական մարմին):

Ցածր ջերմասարհանների տիրույթում հանդես են զայլս ավելի և ավելի քույլ փոխազդեցուրյուններ: Օրինակ՝ 10^{-4} էՎ ($T \sim 1\text{K}$) էներգիաները բնութագրական են աստօնների և մոլեկուլների մազնիսական մոմենտների փոխազդեցուրյան համար և կարող են նպաստել մազնիսական կարգավորվածուրյան առաջացմանը (IX.7, IX.14):

Գերիաղորդիչ վիճակին անցման կրիտիկական ջերմասարհաններն ընկնած են $10^{-2} \text{ K} \div 10\text{K}$ տիրույթում (Աղյուսակ X.1, X.2, Հավելված 4), ուստի պես է ներառությունը, որ գերիաղորդականության բերող փոխազդեցուրյունը բավականաչափ քույլ է: Կատարենք գնահատումները: Նորմալ մետասդի և գերիաղորդիչ 1սմ³-ին բաժին ընկնող էներգիաների տարրերությունը, համաձայն (4.9) բանաձեռնության, $H_c \sim 10^3$ Գս դաշտում 10^5 էրգ կարգի մեծություն է: Քանի որ մետասդի 1սմ³-ում պարունակվում է մոտ 10²² էլեկտրոն, ապա գերիաղորդիչ վիճակում յուրաքանչյուր էլեկտրոնիմ բաշխն է ընկնում $10^5 / 10^{22} = 10^{-17}$ էլեկտրոնի էներգիա: Մյուս կողմից, հայտնի է, որ մետասդներամ էլեկտրոնների կուլոնյան փոխազդեցուրյան էներգիան էՎ-ի կարգի է և դրա անտևումը բոլորովին չի խանգարում ժամանակակից մետասդների տեսուրյանը՝ համարժեքորեն նկարագրելու նրանց ֆիզիկական հատկությունները: Այսպիսով, անհրաժեշտ է բացատրել էլեկտրոնային համակարգում կարգավորվածուրյան առաջացումը, պայմանավորված 10^{-5} էՎ կարգի էներգիայով, որը շատ անզամ փոքր է տեսուրյան շրջանակներում անտեսվող էներգիայից:

Գերիաղորդականության երևույթը բացատրելու համար անհրաժեշտ է նախ և առաջ գտնել այն փոխազդեցուրյունը, որը բերում է էլեկտրոնային համակարգում կարգավորվածուրյան առաջացման:

1950թ. Հ.Ֆրյոնելիսը տեսականորեն ցույց տվեց, որ էլեկտրոնների և բյուրեղական ցանցի տատանումների միջև փոխազդեցուրյունը կարող է

Իերել էլեկտրոնների միջև լրացուցիչ փոխագդեցության, որը որոշակի պայմաններում կրում է ծգողության բնույթ: Նրեւ այն գերազանցի էլեկտրոնների միջև վանողությունը, ապա մետաղում կառաջանա էլեկտրոնների արյունարար ծգողություն և, որպես հետևանք՝ զերծադրդականություն:

Ինչպես պատկերացնել ցանցի միջոցով իրականացվող էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխագդեցությունը:

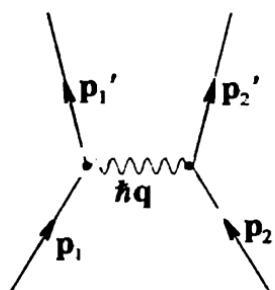
Ենթադրենք՝ p_1 իմպուլսով էլեկտրոնը տարածվում է բյուրեղում: Ինչոր պահի այն զրգում և ցանցը, այսինքն՝ ստեղծում տատանում, կամ ինչպես ընդունված է ասել, արձակում է ֆոնոն⁹, որը մինչ այդ գոյություն չուներ, և անցում է նոր՝ p'_1 իմպուլսով վիճակի: Իմպուլսի պահպանման օրենքի համաձայն՝

$$p_1 = p'_1 + \hbar q, \quad (7.1)$$

որտեղ $\hbar q$ մեծությունը ֆոնոնի իմպուլսն է: Ծնված ֆոնոնն անմիջապես կլանվում է մի այլ՝ p_2 իմպուլսով էլեկտրոնի կողմից, որն անցնում է նոր՝ p'_2 իմպուլսով վիճակի, ընդ որում

$$p'_2 = p_2 + \hbar q : \quad (7.2)$$

Այսպիսով, p_1 և p_2 իմպուլսներով էլեկտրոնները ցանցի միջնորդությամբ



Նկ. X.28

անցան p'_1 և p'_2 իմպուլսներով վիճակների, այսինքն՝ ցրվեցին իրար վյա, ինչն էլ հենց նշանակում է փոխագդեցության առկայություն էլեկտրոնների միջև, որի դեպքում, ըստ (7.1) և (7.2) բանաձևերի, նրանց գումարը իմպուլսը չի փոխվում՝

$$p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2 : \quad (7.3)$$

Նկ. X.28-ում տրված է էլեկտրոնների փոխագդեցության գրաֆիկական պատկերը:

Այժմ պարզենք փոխագդեցության բնույթը:

⁹) Ընդունված է ցանցի՝ որոշակի հաճախություն և ալիքային վեկտոր ունեցող տատանմանը (մողին) համապատասխանության մեջ դնել $\epsilon_p = \hbar \omega_p$ էներգիայով և $p = \hbar k$ իմպուլսով «մասնիկ»՝ ֆոնոն, այնպես, ինչպես էլեկտրոնագնիսական դաշտի տատանման մողին համապատասխանության մեջ է դրվում դաշտի քվանտ՝ ֆոտոն:

Երբ լինկտրանը p_1 իմպուլսով և $\varepsilon_{p_1} = p_1^2/2m$ էներգիայով վիճակից անցնում է p'_1 , $\varepsilon_{p'_1}$ վիճակի, միշավայրում ծաղում է լինկտրոնային խտության փոփոխություն $\omega = (\varepsilon_{p_1} - \varepsilon_{p'_1})/\hbar$ հաճախությամբ: Դիցուք՝ այսպիսի փոփոխության դեպքում տվյալ տեղում առաջացավ լինկտրոնների տեղային խտության աճ: Իոնները կծզվեն դեպի այդ տեղը և, քանի որ ունեն զզայի զանգվածներ, ապա բացասական լիցքի հավելուրդ համակառնուու հետո և դեռ կշարունակեն շարժվել նույն ուղղությամբ, ինչի արդյունքում կառաջանա լիցքի վերահամակշռություն: Այսինքն՝ տվյալ կետում այժմ կստողձվի դրական լիցքի ավելցուկ: Երկրարդ էլեկտրոնը, այսպիսով, կծզվի այդ դրական լիցքի կողմից: Այս ծգողությունը կառաջանա, եթե ցանցի հարկադրական տատանումները փուլով համընկնում են հարկադրող ուժի, այլ կերպ՝ լինկտրոնային խտության փոփոխության հետ, որը կատարվում է $\omega = (\varepsilon_{p_1} - \varepsilon_{p'_1})/\hbar$ հաճախությամբ: Ինչպես հայտնի է, հարկադրական տատանումները փուլով համընկնում են արտաքին ուժի հետ, եթե տատանողական համակարգի սեփական հաճախությունը մեծ է հարկադրող ուժի հաճախությունից՝ $\omega > \omega$:

Այսպիսով, երկու լինկտրոնների փոխազդեցությունը կունենա ծգողության բնույթ, եթե լինկտրոնային խտության ω հաճախությունը փոքր է, ցանցի սեփական տատանումների Դեբայի բնութագրական ω_D հաճախությունից, որը (Մաս I, IV.4, III.3) կախված է տատանվող մասնիկի ($իոնի$) M զանգվածից՝

$$\omega_D \sim M^{-1/2} : \quad (7.4)$$

Հ.Ֆրյոնհիմի կողմից առաջարկված լինկտրոն-լինկտրոն փոխազդեցության ֆոնոնային մեխանիզմը հաստատվեց երկու, իրարից անկախ փորձարարական խմբերի (Է.Մաքսվել և Ս.Ռեյնոլդս և այլք) կողմից հայտնաբերված իզոստոպական երևույթով, որի համաձայն տվյալ մետաղի տարրեր կգոտուաներ ունեն տարրեր կրիտիկական ջերմաստիճաններ և տարրեր կրիտիկական մագնիսական դաշտեր:

Իզոստոպական երևույթը նկարագրվում է հետևյալ առնչություններով՝

$$T_c \cdot M^\alpha = const, \quad H_{0c} \cdot M^\alpha = const, \quad (7.5)$$

որտեղ տարրերի մեծ մասի համար $\alpha \sim 0,5$ (Աղյուսակ X.7):

(7.4) և (7.5) առնչությունների համաձայն

$$T_c \sim \omega_D, \quad H_{0c} \sim \omega_D : \quad (7.6)$$

Այսպիսով, իգուտապական երևույթից հետևում է, որ շնայած զերիադոր-Այցուսակ X.7

Տարր	α
Zn	0.45 ± 0.05
Cd	0.32 ± 0.07
Sn	0.47 ± 0.02
Hg	0.50 ± 0.03
Pb	0.49 ± 0.02
Tl	0.61 ± 0.10

դիշ վիճակի անցնելիս մեաադի բյուրեղական ցանցը գործնականում փոփոխություններ չի կրում, այնուամենայնիվ այն անմիջականորեն մասնակցում է զերիադորդիչ վիճակ ստեղծելուն: Եթե իգուտապի գանգվածը մեծ է, ապա ω_D -ն համեմատաքար փորք է, ցանցի՝ կենկուրունով պայմանավորված ստեղային քենուացումը փորք է, ուստի և փոխազդեցուրյունը՝ բույլ: Արդյունքում կրիալիկան ջերմաստիճանը

նվազում է, ինչը և հաստատում է փորձը:

Ցանցում կենկուրունների միջև արդյունաբար ձգողության ի հայտ գալը կարենի է մեկնաբանել ավելի ընդհանուր՝ քվանտամեխանիկական փոխանակային փոխազդեցուրյունների տեսանկուունից, որի համաձայն փոխազդադրությունը կենկուրունները փոխանակում են ֆոնոնները: (Բնդունված է կենկուրունի կողմից ստեղծված և մյուս կենկուրունի կողմից կլանված ֆոնոնին անվանել «վիրտուալ», այսինքն՝ առանց կենկուրունի գոյություն չունեցող, ի տարբերակություն ունալ ֆոնոնների՝ ցանցի տատանումներին համապատասխանող քվանտների):

Գերիադորդականության միկրոսկոպական մեխանիզմը հասկանալու գործում հաջորդ վճռորոշ քայլը կատարեց L.Կուպերը 1956թ.: Նա ցույց տվեց, որ $T = 0K$ -ում ազատ կենկուրունային զագլ նվազագույն լներգիայով հիմնական վիճակը կենկուրունների միջև ցանկացած չափով բույլ ձգողության առկայության պայմաններում դառնում է անկայուն:

Թվում է քիչ հավանական, որ ցանկացած չափով բույլ ձգողություն եռաչափ դեպքում բերի երկու կենկուրունների կապված վիճակի (կենկուրունային գույզի) առաջացման: Իրոք, համաձայն անորոշությունների առնչության, r_0 շառավիղը գույզում կենկուրունների իմպուլսների անորոշությամբ պայմանավորված էներգիան \hbar^2/mr_0^2 կարգի մեծություն է, ուստի կապված

վիճակ կառաջանա, եթև կապի 1.6 էրգիում գեղագանցի այդ մեծությունը (Մաս I, II.6): Սակայն Լ. Նութերը ցույց տվեց, որ նսան թիզ հավանական թվացող հնարավորությունը կարող է իրականանալ Պատվի սկզբունքի և մնացած էլեկտրոնների՝ գույզի վրա ազդեցուրյան շնորհիվ:

Էլեկտրոնային համակարգի $T = 0K$ -ում հիմնական վիճակի անկայունության ծագման (հետեարար՝ և կուսկերյան գույզի առաջացման) պատճառը պարզելու նպատակով ուսումնասիրենք երկու առանձնացված էլեկտրոնների վարքը, որոնք գտնվում են r_1 և r_2 կետերում և որոնց իմպուլսները գտնվում են p_F շառավղով ֆերմի-զնդոլորակից դուրս՝ $p_1, p_2 > p_F$: Նշանակենք այդ էլեկտրոնների ալիքային ֆունկցիան $\Phi(r_1, r_2)$ -ով և առայժմ դիագրամը միայն այնպիսի վիճակներ, երբ գույզի զանգվածների կենտրոնը գտնվում է դաշտարի վիճակում: Այս դեպքում ալիքային ֆունկցիան լախված է միայն $r_1 - r_2$ տարրերությունից և այն կարևոր է ներկայացնել հարթ ալիքների գումարի տեսքով՝

$$\Phi(r_1 - r_2) = \sum_p g(p) \exp \left[\frac{i}{\hbar} p(r_1 - r_2) \right], \quad (7.7)$$

որտեղ $|g(p)|^2$ մեծությունը հավանականությունն է այն բանի, որ մի էլեկտրոնը գտնվում է p , իսկ մյուսը՝ $-p$ իմպուլսով վիճակում: Քանի որ բոլոր $p < p_F$ վիճակները զբաղեցված են, ապա Պառվի սկզբունքի համաձայն

$$g(p) = 0, \quad \text{եթև} \quad p < p_F: \quad (7.8)$$

Տեղադրելով (7.7) արտահայտությունը երկու էլեկտրոնի համար գրված Շրեդինգերի հավասարման մեջ՝

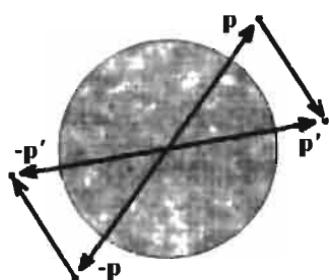
$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_2^2 + V(r_1, r_2) \right] \Phi(r_1 - r_2) = E \Phi(r_1 - r_2), \quad (7.9)$$

ծախսից բազմապատկելով $\exp[-ip'(r_1 - r_2)/\hbar]$ -ով և ինտեգրելով ըստ $r = r_1 - r_2$ փոփոխականի, կստանանք հավասարում անհայտ $g(p)$ ֆունկցիայի համար՝

$$2 \cdot \frac{p^2}{2m} g(p) + \sum_{p'} V_{p,p'} g(p') = E g(p), \quad (7.10)$$

$$V_{p,p'} = \frac{1}{L^3} \int V(r) e^{i(p-p')r/\hbar} dr \quad (7.11)$$

մեծությունը երկու էլեկտրոնների փոխազդեցության $V(r)$ էներգիայի մատրիցական տարրն է p և p' վիճակների միջև, L^3 -ը համակարգի ծավալն է:



Նկ. X.29

Եթե $E > 2\varepsilon_F$, ապա (7.10) հավասարությունը ունի անընդհատ էներգիական սպեկտր

և նկարագրում է երկու էլեկտրոնների ցրումը ($p_1 - p$) սկզբնական վիճակից ($p'_1 - p'$) վերջնական վիճակ (նկ. X.29):

Ցույց տանք, որ էլեկտրոնների միջև արդյունարար ճգողության դեպքում ($V(r) < 0$)

ենարավոր են երկու էլեկտրոնների կապված վիճակներ, այսինքն՝ գույզի կապի էներգիան

բացասական է: Պարզության համար ենթադրենք, որ (7.11) մատրիցական տարրը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$V_{p,p'} = -\frac{V_0}{L^3}, \text{ եթե } |\varepsilon_p - \varepsilon_F| < \hbar\omega_D, |\varepsilon_{p'} - \varepsilon_F| < \hbar\omega_D \quad (7.12)$$

$V_{p,p'} = 0$, մնացած դեպքերում:

Համաձայն այս ենթադրության, երկու էլեկտրոն իրար ճգում են միայն այն դեպքում, եթե նրանց էներգիաներն ընկած են ֆերմի-մակերևույթի մոտ $\hbar\omega_D$ շերտում: Նկատի ունենալով (7.12) մոտավորությունը, (7.10) հավասարությունից կստանանք՝

$$(-2\varepsilon_p + E)g(p) = -\frac{V_0}{L^3} \sum_{p'} g(p') : \quad (7.13)$$

Կատարենք նշանակում՝

$$C = -\frac{V_0}{L^3} \sum_{p'} g(p') = const, \quad (7.14)$$

որտեղ գումարումը կատարվում է միայն ֆերմի-մակերևույթին եաբառ $\hbar\omega_D$

շերտում գտնվող վիճակներով: (7.13) հավասարման համաձայն՝

$$g(p) = \frac{C}{E - 2\varepsilon_p}, \quad (7.15)$$

որը տեղադրելով (7.14) նշանակման մեջ, կստանանք էլեկտրոնային գույզի E էներգիան որոշելու հավասարումը՝

$$\frac{V_0}{L^3} \sum_{p'} \frac{1}{E - 2\varepsilon_{p'}} = -1 : \quad (7.16)$$

Նկատի ունենալով էլեկտրոնային համակարգի մակրոսկոպական բնույթը, (7.16) հավասարման մեջ լստ p' -ի գումարից անցնենք ինտեգրալի (Մաս I, III.6.12):

$$\frac{V_0}{L^3} \cdot \frac{L^3}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{dp'}{2\varepsilon_{p'} - E} = 1 : \quad (7.17)$$

Ընդհնտեղրալ արտահայտությունը կախված է միայն իմպուլսի մոդուլից, ուստի անցնելով էներգիային և ներմուծենով վիճակների խոռոչյան ֆունկցիան սպինի մեկ ուղղության և ծավալի միավորի համար՝

$$N(\varepsilon') d\varepsilon' = \frac{dk'}{(2\pi)^3} \equiv \frac{dp'}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (7.18)$$

(7.17) հավասարումը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$f(E) \equiv V_0 \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon_F + \hbar\omega_D} \frac{N(\varepsilon') d\varepsilon'}{2\varepsilon' - E} = V_0 \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{N(\varepsilon + \varepsilon_F) d\varepsilon}{2\varepsilon_F - E + 2\varepsilon} = 1 : \quad (7.19)$$

Սահմանենք էլեկտրոնային գույզի կապի էներգիան որպես երկու շիմիսագողող էլեկտրոնների և էլեկտրոնային գույզի էներգիաների տարրերարյուն՝

$$\Delta = 2\varepsilon_F - E : \quad (7.20)$$

Քանի որ $\hbar\omega_D \ll \varepsilon_F$, ապա կարելի է (7.19) ինտեգրալում ընդունել $N(\varepsilon + \varepsilon_F) \approx N(\varepsilon_F)$ և հաշվել ինտեգրալը՝

$$V_0 N(\varepsilon_F) \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{d\varepsilon}{2\varepsilon + \Delta} = \frac{1}{2} N(\varepsilon_F) V_0 \ln \left(1 + \frac{2\hbar\omega_D}{\Delta} \right) = 1, \quad (7.21)$$

որտևողից հետևում է կապի էներգիայի վերջնական արտահայտությունը՝

$$\Delta = \frac{2\hbar\omega_D}{\exp\left[\frac{2}{N(\varepsilon_F)V_0}\right] - 1} : \quad (7.22)$$

Այսպես կոչված բույլ կապի մոտավորությամբ, եթե $N(\varepsilon_F)V_0 \ll 1$,

$$\Delta \approx 2\hbar\omega_D \exp\left[-\frac{2}{N(\varepsilon_F)V_0}\right] : \quad (7.23)$$

Մտացված արդյունքի յուրահատկությունն այն է, որ անզամ շատ բույլ ($V_0 \rightarrow 0$) ձգողական փոխագոյնցության դեպքում գոյություն ունի $\Delta \neq 0$ կապի էներգիա և, հետևաբար՝ նրկու կենացրուների կապված վիճակ:

Ցանկացած շափով բույլ ձգողական պոստնեցիալ համար վերջավոր կապի էներգիայի գոյությունը պայմանավորված է լցված վիճակների ֆերմի-գնդուրտի գոյությամբ:

Ելուր, եթե $\varepsilon_F = 0$, ապա (^{7.19}) հավասարման աջ մասում առկա

$$I(E) = \int_0^{\hbar\omega_D} N(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{2\varepsilon - E} \quad (7.24)$$

ինտեգրալը $E = 0$ դեպքում $I(0)$ վերջավոր մեծություն է, քանի որ $N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2}$: Եթե $E < 0$, ապա $I(E) < I(0)$ կամ $V_0 I(0) > V_0 I(E) = f(E) = 1$: Այս պայմանից հետևում է, որ $V_0 I(0) < 1$ դեպքում կապված ($E < 0$) վիճակներ չկան: Սակայն, եթե $N(\varepsilon) \approx const$, ապա $I(2\varepsilon_F) = \infty$, ուստի ցանկացած շափով փոքր V_0 -ի եամար միշտ կգտնվի այնպիսի $\Delta = 2\varepsilon_F - E > 0$, որ $I(2\varepsilon_F - \Delta) = 1/V_0$, և որի լուծումը տրվում է (7.22) արտահայտությամբ:

(7.23) արտահայտությունը չի կարելի վերածել շարքի ըստ V_0 -ի, եթե $V_0 \rightarrow 0$: Այս արդյունքից հետևում է, որ զերծադրդականության միկրոսկոպական տեսությունը ենարավոր չէ կառուցել խոտորումների ստանդարտ տեսության շրջանակներում:

§8. Գաղափար գերհաղորդականության ԲԿԸ տեսության մասին

Գերհաղորդականության միկրոսկոպական տեսությունը, որը հաջողությամբ բացատրում է լիործում դիսվող օրինացափությունները, ստեղծվել է գերհաղորդականության երևոյի հայտնացործությունից 46 տարի անց, ամերիկյան գիտնականներ Ջ.Քարդինի, Լ.Կուպերի և Ջ.Շրիֆերի կողմից 1957թ. (գերհաղորդականության ԲԿԸ տեսություն):

ԲԿԸ տեսության մեջ, Կուպերի խնդրի համեմատությամբ, կատարվում է հաջորդ քայլը՝ կառուցվում է հիմնական վիճակ, որտեղ կուպերյան գույզեր են կազմում բոլոր էլեկտրանները: Այս մոտեցումն ավելի ընդեմուր է, քան Կուպերինը, քանի որ յուրաքանչյուր էլեկտրան կատարում է կրկնակի դեր՝

ա) Պառվիի սկզբունքի համաձայն, ապահովում է իմպուլսների ընդունած արժեքների անհրաժեշտ սահմանափակում, ինչը մյուս էլեկտրաններին հնարավորություն և տալիս ստեղծել կապված գույզեր ցանկացած չափով թույլ ձգողության առկայության պայմաններում,

բ) մասնակցում է որևէ կապված գույզի ստեղծմանը:

Ուսումնասիրներք գերհաղորդչի հիմնական վիճակը, որն իրացվում է $T = 0K$ -ում, և որին համապատասխանում է նվազագույն էներգիա:

Նորմալ մնտահում նվազագույն էներգիայով վիճակին իմպուլսային տարածության մեջ համապատասխանում է լրիվ «ցված» ֆերմի-զնդորրաղ, իսկ նրանից դուրս՝ ազատ վիճակների բազմությունը: Այս վիճակում էլեկտրանային համակարգի կինետիկ էներգիան ամենափոքրն է, իսկ պուտնցիալ էներգիան ազատ էլեկտրանների մոդելի շրջանակներամ պարզապես բացակայում է:

«Միացնենք» էլեկտրոնների միջև ցանցի միջնորդությամբ փոխազդեցությունը: Այն ունի ձգողական բնույթ, ուստի էներգիայի մեջ կտա բացասական ներդրում, փոքրացնելով համակարգի լրիվ էներգիան: Էլեկտրոնների փոխազդեցությունը (ցրումը) հնարավոր է, եթե (p_1, p_2) սկզբնական վիճակը զբաղեցված է, իսկ (p'_1, p'_2) վերջնական վիճակը՝ ազատ: Հետևաբար՝ $T = 0K$ -ում լրիվ ցված ֆերմի-զնդորրան այլևս չի համապատասխանի համակարգի լրիվ էներգիայի նվազագույն արժեքին (կինետիկ էներգիայի աճը փոքր է փոխազդեցության բացասական պոտենցիալ էներգիայից):

ԲԿԸ տեսության մեջ էլեկտրոնների միջև փոխազդեցությունը նկարագրվում է հետևյալ հիմնական մոտավորությամբ: Այն էլեկտրոնները, որոնց լներգիաները ֆերմի-լներգիայից տարբերվում են ոչ ավելի, քան $\hbar\omega_D$ -ով (ω_D -ն՝ Դերայի հաճախորյունն է), փոխազդարձարար ծզվում են, ընդ որում նրանց փոխազդեցության լներգիան հաստատուն է: Մնացած էլեկտրոնները չեն փոխազդում: Էլեկտրոնների փոխազդեցության մատրիցական տարրը տրվում է (7.12) արտահայտությամբ:

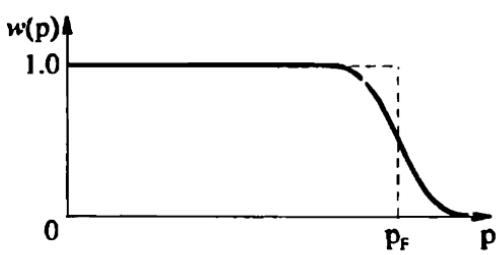
Փոխազդող լնելու էլեկտրոնների լներգիաներն ընկած են

$$\Delta\varepsilon = \frac{(p_F + \Delta p)^2}{2m} - \frac{(p_F - \Delta p)^2}{2m} = \frac{2p_F \Delta p}{m} = 4\varepsilon_F \frac{\Delta p}{p_F} \sim \hbar\omega_D \quad (8.1)$$

լայնությամբ շերտում: (8.1) արտահայտությունից հետևում է, որ

$$\frac{\Delta p}{p_F} \sim \frac{\hbar\omega_D}{4\varepsilon_F} \sim \frac{T_D}{4T_F} : \quad (8.2)$$

Նկատի ունենալով բնութագրական չերմաստիճանների կարգը՝ $T_D \sim \sim 10^2 \text{ K}$, $T_F \sim 10^4 \div 10^5 \text{ K}$, կստանանք, որ $\Delta p/p_F \sim 10^{-3}$: Այսպիսով, լեկտրոնային համակարգը գտնվում է մի վիճակում, երբ ֆերմի-մակերևույթից դուրս որոշ վիճակներ գրադեցված են, իսկ նրանից ներս կան որոշ ազատ վիճակներ: Արդյունքում $T = 0 \text{ K}$ -ում ֆերմի-մակերևույթը դառնում է «լղողված» ի հաշիվ ոչ լրիվ գրադեցված ($\varepsilon_p \geq \varepsilon_F$) և ոչ լրիվ ազատ ($\varepsilon_p \leq \varepsilon_F$)



Նկ. X.30

վիճակների: Նկ. X.30-ում պատկերված է $T = 0 \text{ K}$ -ում ($p, -p$) երկեւ էլեկտրոնային վիճակի գրադեցված լինելու $w(p)$ հավանականության՝ իմպուլսից կախման գրաֆիկը:

Ի տարբերություն նորմալ մետաղի (Նկ. X.30, կետագիծ), անզամ բացարձակ զրո ջերմաստիճանում էլեկտրոնների բաշխումն ըստ իմպուլսների $p = p_F$ կետում խզում չունի:

ԲԿԸ մոտավորությամբ էլեկտրանային համակարգի հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան կառուցվում է հետևյալ ձևով: Խմբավորենք N էլեկտրոններն ըստ $N/2$ զույգերի և նբարդենք, որ յուրաքանչյուր զույգ նկարագրվում է կապված վիճակի $\Phi(r, s; r', s')$ ալիքային ֆունկցիայով (s, s' -ը էլեկտրոնների սպիններն են): Ենուիեւակ դիտարկենք N - էլեկտրոնային ալիքային ֆունկցիա, որը $N/2$ նույնական ալիքային ֆունկցիաների արտադրյալ է:

$$\Psi(r_1, s_1; r_2, s_2; \dots; r_N, s_N) = \\ = \Phi(r_1, s_1; r_2, s_2) \cdot \Phi(r_3, s_3; r_4, s_4) \cdots \Phi(r_{N-1}, s_{N-1}; r_N, s_N) : \quad (8.3)$$

Այս ֆունկցիան նկարագրում է մի վիճակ, որտեղ բոլոր էլեկտրոնները գույգ-գույզ կապված են, այսինքն՝ կազմում են նույնական երկելնելորունային վիճակների համայնամբ: Սակայն (8.3) ֆունկցիան չի բավարարում Պաուլիի սկզբունքից բխող համաշխատության հատկությանը, ուստի աներաժշգույն է այն դարձնել հականամաշափ: Այսպիսով՝

$$\Psi_{BCS}(r_1, s_1; \dots; r_N, s_N) = \hat{A} \Psi(r_1, s_1; \dots; r_N, s_N), \quad (8.4)$$

որտեղ \hat{A} օպերատորի ազդեցությունը հանգում է Ψ -ին $N!-1$ այլ ֆունկցիաներ գումարելուն, որոնցից յուրաքանչյուրը ստացվում է (8.3) ֆունկցիայից բոլոր հնարավոր փոխասնդուրյուններով՝ վերցրած (+1) կամ (-1) գործակցով, կայսված փոխասնդուրյունների թվի գույզ կամ կենտ լինելուց:

ԲԿԸ տեսության մեջ $\Phi(r, s; r', s')$ ֆունկցիաները համարվում են սինգլտոն, ուստի նրանց կորդինատական մասերը՝ $\Phi(r, r')$ ֆունկցիաները, համաշափ են: Եթե կապված գույզի վիճակն օժտված է անդափոխական համաշխատությամբ, այսինքն՝ $\Phi(r, r') = \Phi(r - r')$, ապա վերջինն կարելի է ներկայացնել (7.7) տեսքով, այսինքն՝ որպես մնկելնելորունային վիճակների ալիքային ֆունկցիաների արտադրյալների վերադրում: (7.7) արտահայտության յուրաքանչյուր գումարելի նկարագրում է հակառակ ուղղված սպիններով և եակառակ ուղղված իմպուլսներով վիճակ՝ ($p\uparrow; -p\downarrow$): Բանի որ (7.7) գումարը նույնական գույզերի վիճակներից վերադրում է, աւտա այն տևականացված է կորդինատների $r = r_1 - r_2$ տարածության մեջ:

Գնահատենք զույգը նկարագրող ալիքային ֆունկցիայի տեղայնացման տիրույթի բնութագրական ξ_0 չափը: (7.7) զումարում հիմնական ներդրում են տալիս այն մեկելեկտրանային վիճակները, որոնց իմպուլսներն ընկած են (8.2) առնչությամբ որոշվող Δp տիրույթում, ուստի, օգտվելով անորոշությունների առնչությունից, կստանանք՝

$$\xi_0 \sim \frac{\hbar}{\Delta p} \sim \frac{1}{k_F} \cdot \frac{\varepsilon_F}{\hbar \omega_D} \sim 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ սմ} \quad (8.5)$$

($k_F \sim 10^8 \text{ սմ}^{-1}$; $\varepsilon_F \sim 10^3 \hbar \omega_D$): Մեկ կուպերյան զույգի զբաղեցրած ξ_0^3 կարգի ծավալով տիրույթում կզտնվեն ավելի քան $\xi_0^3 \cdot n \sim 10^{-15} \cdot 10^{22} \sim 10^7$ այլ զույգերի կենտրոններ: Այսինքն՝ կուպերյան զույգերը չի կարելի պատկերացնել որպես անկախ մասնիկներ, նրանք տարածության մեջ «խառնված» են իրար, ինչն էական է հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի կայունության համար:

Այսպիսով, հիմնական՝ նվազագույն էներգիայով վիճակ առաջանում է, եթե Δp ալիքային պատկանող իմպուլսներով էլեկտրոնները կազմում են ($p\uparrow; -p\downarrow$) կուպերյան զույգեր: Այս վիճակը հաճախ անվանում են կոնդեսացված, քանի որ կուպերյան զույգերն առաջացնում են նվազագույն էներգիայով վիճակ այնպես, ինչպես զազի աստղները խտանալիս առաջացնում են հեղուկ (ի դեպ, կուպերյան զույգերի համակարգը երբեմն անվանում են նաև էլեկտրոնային կօնդենսատ): Բոլոր կուպերյան զույգերը պատկանում են միևնույն քանատային վիճակին և ունեն միևնույն էներգիան, քանի որ նրանք անընդեալ ցրվում են մեկելեկտրոնային վիճակների միջև, որոնց համապատասխանող իմպուլսներն ընկած են Δp տիրույթում:

Նվազագույն էներգիայի տեսանկյունից իրար հակառակ ուղղված p և $-p$ իմպուլսներով զույգերի առաջացումը կարելի է բացատրել հետևյալ ձևով: Եթե՛մ էլեկտրոնների փոխազդեցության ժամանակ տեղի ունի իմպուլսի պահպանման (7.3) օրենքը: Որքան շատ են անցումները (p_1, p_2) և (p'_1, p'_2) վիճակների միջև, այնքան մեծ է դրանց բացասական ներդրումը համակարգի լին էներգիայի մեջ: Եթե, օրինակ, $p_1 + p_2 = \hbar q$ (Ալ. X.31), ապա նշված անցումներին կարող են մասնակցել միայն այն էլեկտրոններ,

բը, որոնց իմպուլսներն ընկած են իրարից հզ հետավորության վրա գտնվող կինտրուններով ֆերմի-զնդոլորտների Δp հաստությամբ զնդային շերտերի հատումից առաջացած օդակածները մեջ, որի կտրվածքները նկ. X.31-ում ստվերագծված են: Եթե q վեկտորն աստիճանաբար փոքրացնենք, ապա սսվերագծված տիրույները (իմպուլսային տարածության մեջ՝ օդակածները) կմեծանան: $q = 0$ կամ որ նույնն է՝

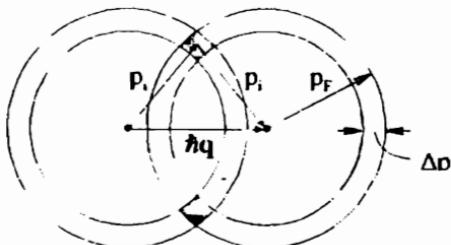
$$p_1 = -p_2 \quad \text{դեպքում, համակարգի}$$

լրիվ լներգիայի փոքրացմանը լնապաստեն բոլոր այն էլեկտրոնները, որոնց վիճակներն ընկած են $2\hbar\omega_D$ լայնությամբ էներգիական շերաւում:

Այժմ ծանոթանանք ԲԿԸ տեսության կարևորագույն հասկացություններից մեկի՝ լներգիական սպեկտրի ճեղքի զաղափարին, որի գոյությունը հետևում է բազմաթիվ փորձերից (էլեկտրամագնիսական ճառագայթման կլամումը զերիադորդում, ջերմունակության ջերմաստիճանային վարչը (§4), էլեկտրոնների բունելյային անցման նրանությունները և այլն):

Փորձենք որևէ եղանակով (օրինակ՝ ճառագայթահարման կսմ տարացման միջոցով) զերիադորդչին հաղորդել էներգիա: Եթե կուպերյան գույզին հաղորդվում է լներգիա, ապա կարելի է կարծել, որ գույզի էներգիայի մեծացումը տեղի կունենա (7.7) ալիքային ֆունկցիայում առկա իմպուլսների մեծացման հաշվին: Սակայն $\Phi(r)$ ֆունկցիան արդեն պարանակում է բոլոր այն իմպուլսները, որոնք ընկած են $\Delta p \sim p_F \hbar \omega_D / \varepsilon_F$ շերտում և բավարարում է լրիվ իմպուլսի գրությունը լինելու պայմանին: Հետևաբար՝ չի կարելի մեծացնել գույզի լներգիան, մեծացնելով գույզ կազմող էլեկտրամագնիսային փուլայի ամպուլաները և միաժամանակ պահպանել նրանց հակուղղվածության և հավասարության պայմանը:

Եթե գույզը «քանդվի», ապա առաջացած էլեկտրոններն այլև չեն մննենա հավասար և հակուղղված իմպուլսներ, ուստի այլև չեն կարող մասնակցել մեծ թվով ցրումներին, որոնց մասնակցում է կուպերյան գույզը, որի արդյունքում այդ ցրումներով (փոխազդեցությամբ) պայմանավորված



Նկ. X.31

պոտենցիալ էներգիան զործնականորեն կդառնա զրւ։ Անհմաստ է խոսել զույգում առանձին էլեկտրոնների իմպուլսների մասին $\Phi(r)$ ֆունկցիայով որոշվող վիճակում (այս (7.7) բանաձևը)։ Ընդհակառակը, զույգը քանդվելուց հետո կարելի է էլեկտրոնին վերագրել որոշակի իմպուլս, քանի որ այն գործնականորեն ազատ մասնիկ է։

Համաձայն ԲԿԸ տեսության, կուպերյան զույգը քանդելու և p և p' իմպուլսներով (կամ ε_p և $\varepsilon_{p'}$ էներգիաներով) էլեկտրոններ ստանալու համար պահանջվող էներգիան՝

$$E = E_p + E_{p'} = \left[(\varepsilon_p - \varepsilon_F)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2} + \left[(\varepsilon_{p'} - \varepsilon_F)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2}, \quad (8.6)$$

որտեղ Δ մեծությունը լներգիական ճեղքի կիսալայնությունն է։ (8.6) արտահայտության համաձայն, կուպերյան զույգը քանդելու համար անհրաժեշտ ամենավորը էներգիան հավատար է 2Δ և համապատասխանում է $\varepsilon_p = \varepsilon_{p'} = \varepsilon_F$ արժեքներին։

Նորմալ մետաղում էլեկտրոնը $|p| < p_F$ գրադեցված վիճակից $|p| > p_F$ ազատ վիճակ տանելու համար անհրաժեշտ էներգիան՝

$$E_n = E_{p,n} + E_{p',n} = |\varepsilon_F - \varepsilon_p| + |\varepsilon_{p'} - \varepsilon_F|, \quad (8.7)$$

որը ձգառում է զրայի, երբ $|p|$ և $|p'|$ մեծությունները ձգառում են Ֆերմիի սահմանային p_F իմպուլսին։ Այսպիսով, նորմալ մետաղի էլեկտրոնային սպեկտրում ճեղք չկա՝ (8.7) մեծությունը կարող է ընդունել ցանկացած արժեք, սկսած զրոյից։

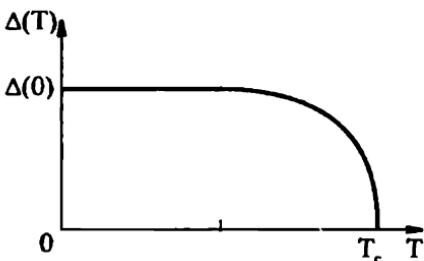
Գերհաղործչի էլեկտրոնային համակարգի էներգիական սպեկտրում ճեղքի զոյությունը պայմանավորված է երկու պատճառով։ Նախ, կուպերյան զույգի տրանսումը էլեկտրոնների բերում է նրանց կասիի էներգիայի վերացման, այսինքն՝ զույգը քանդելու համար անհրաժեշտ է ծախսել որոշակի էներգիա՝ այնպես, ինչպես մոդեկտուր աստղմների տրամելիս։ Երկրորդ՝ եթե $p \uparrow$ վիճակը գրադեցված է էլեկտրոնի կողմից, իսկ $-p \downarrow$ վիճակն ազատ է, ապա մնացած (չտրահված) կուպերյան զոյզերն այլևս չեն կարող անցնել ($p \uparrow; -p \downarrow$) վիճակի, ուստի ցրումների թիվը, որոնց կարող են մասնակցել զոյզերը, կփոքրանա։ Որպես եետևանք՝ կփոքրանա նրանց

կապի էներգիան և նրանց (բացասական) ներդրումը համակարգի լրիվ էներգիայի մեջ, և զերիաղործի լրիվ էներգիան կմեծանա:

Էներգիական ճնշքի մեծաթյունը չերմասահճանի բարձրացմանը զուգընթաց փորրանում է: Իրոք, եթե զերիաղօրոշի ջերմաստիճանն այնպիսին է, որ $k_B T \sim 2\Delta$, ապա բազմաթիվ կուպերյան զույգեր կենքարկվեն ջերմային տրոհման, և « p » սարածության շատ վիճակներ զբաղեցված կլինեն լեկստրոմներով: Լրացված վիճակներում զանվար կենկտրունները, ինչպես նշվեց, չեն կարող մասնակցել զույգերի միջև փոխադարձ անցումներին և, հետևաբար՝ զերիաղօրոշի լրիվ էներգիայի նվազեցմանը:

ԲԿԸ տեսության մեջ էներգիական ճնշքի ջերմասահճանային կախման համար ստացված կորը պատկերված է նկ. X.32-ում: $T \leq T_c$ տիրույթում $\Delta(T)$ կախումն արտահայտվում է

$$\Delta(T) \sim (T_c - T)^{1/2} \quad (8.8)$$



Նկ. X.32

բանաձևով, որի համաձայն $\Delta(T_c) = 0$, այսինքն $T = T_c$ ջերմաստիճանում զերիաղօրոշիչն անցնում է նորմալ վիճակի:

Էներգիական ճնշքի համար ԲԿԸ տեսության հայտնի հավասարումից $\Delta(T_c) = 0$ դեպքում ստացվում է արտահայտություն կրիտիկական ջերմաստիճանի համար՝

$$k_B T_c \approx 1,14 \hbar \omega_D \exp \left[-\frac{1}{N(\varepsilon_F) V_0} \right]: \quad (8.9)$$

$T = 0\text{K}$ ջերմաստիճանում էներգիական ճնշքը՝

$$E_g(0) \approx 2\Delta(0) \approx 4\hbar \omega_D \exp \left[-\frac{1}{N(\varepsilon_F) V_0} \right]: \quad (8.10)$$

(8.9) և (8.10) բանաձևերից հետևում է էներգիական ճնշքի և կրիտիկական ջերմաստիճանի միջև կապը՝

$$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} \cong 3,52 , \quad (8.11)$$

ինչը լավագույնս համընկնում և տարբեր փորձերում ստացվող քանակական տվյալների հետ:

(8.9) քանածելից անմիջականորեն հետևում է իզոտոպական երևոյթի բացատրությունը: Իբրու, քանածելում առկա էքսպոնենցիալ արտադրիչը կախված չէ. իտնի զանգվածից, իսկ Դեքտրի հաճախությունը՝ $\omega_D \sim M^{-1/2}$:

Այժմ ցոյց տանք, որ էներգիական ճնշդի գոյության փաստից հետևում է զերիադորդի իիմնական եատկությունը՝ նրանում չնարող հոսանքի զոյությունը:

Եթե զերիադորդում ծագել է հոսանք, ապա բոլոր զոյգերն ունեն միենույն P իմպուլսը: Այս դեպքում զոյզի ալիքային ֆունկցիան ծևավորող վիճակ-

ները կունենան $(p + P/2) \uparrow, (-p + P/2) \downarrow$ իմպուլսեր, հետևաբար՝ իմպուլսային տարածության մեջ ֆերմի-զնդոլորտը կատաշարժվի $P/2$ մեծության չափով (նկ. X.33): Դիցուք՝ հոսանքն ուղղված և x առանցքով, այսինքն՝ $P = (P, 0, 0)$: Դիտարկենք $(p_F \pm P/2, 0, 0)$ իմպուլսներով էնեկտրոններից կազմված կուպերյան զոյզը: Առավելագույն $(p_F + P/2)^2 / 2m$ կինետիկ էներգիա ունեցող (1) էնեկտրոնին էներգիապես ծեռնատու է անցնել (2) էնեկտրոնի մոտ՝ $(p_F - P/2)^2 / 2m$ իմպուլսով ազատ վիճակի, որի արդյունքում համակարգի էներգիան կնվազի

$$\frac{1}{2m} \left(p_F + \frac{P}{2} \right)^2 - \frac{1}{2m} \left(p_F - \frac{P}{2} \right)^2 = \frac{1}{m} p_F P \quad (8.12)$$

մեծության չափով: Բայց այս դեպքում զոյզը կքանդվի, որի արդյունքում համակարգի էներգիան կմեծանա 2Δ-ով:

Եթե P -ն բավականաշափ փօքր է, ապա էներգիայի (8.12) շահումը չի կարող ծածկել 2Δ կորուսաը, այսինքն՝ զոյզի քանդվելը էներգիապես

Նոյատակահարմար չէ:

$P \neq 0$ իմպուլսով վիճակը, լինելով մետաստաբիլ, այսինքն՝ ավելի քիչ կայուն, քան $P = 0$ վիճակը, այնուամենայնիվ կարող է գոյատևել անվերջ երկար ժամանակի: Այս վիճակը կակախ քանդվել, եթե զույգի տրոհումը դառնա էներգիապես նորատակահարմար, այսինքն՝ երես:

$$P > P_c = \frac{2m\Delta}{p_F} : \quad (8.13)$$

Եթե համեմատենք (8.1), (8.2) և (8.13) բանաձևերը, ապա ակնհայտ կդառնա, որ P_c կրիստիկական իմպուլսը համընկնում է p_F շառավղով ֆերմի-մակերտույքի շուրջ $2\Delta p$ շերտի լայնության հետ, որին սկատկանող իմպուլսներով էլեկտրոնները միայն կարող են կազմել կուպերյան զույգեր:

P_c իմպուլսին համապատասխանում է j_c կրիստիկական հոսանք՝

$$j_c = \frac{n_s}{2} \cdot 2e \cdot v_c = n_s e \frac{P_c}{2m} = \frac{n_s e \Delta}{p_F} = \frac{n_s e \Delta}{\hbar k_F} : \quad (8.14)$$

Գնահատենք j_c հոսանքը: Եթե ընդունենք, որ $T = 0\text{K}$ -ում $n_s \sim 10^{22}\text{սմ}^{-3}$, $\Delta \sim 1\text{K} \sim 10^{16}\text{Էրգ}$, $k_F \sim 10^8\text{սմ}^{-1}$, ապա կստանանք, որ $j_c \sim 10^6\text{Ա/սմ}^2$:

Եթե $T \neq 0\text{K}$, ապա որոշ կուպերյան զույգեր, անզամ j_c -ից փոքր հոսանքների դեմքում, տրոհվում են էլեկտրոնների, որոնք իրենց սլահում ևն «նորմալ» մասնիկների նման՝ կարող են գրգռվել, ցրվել և եթե նրանք մասնակցում են հոսանքին, ապա առաջանում է դիմադրություն:

§9. Զոգեֆսոնի երևույթները

Գերհաղորդչում շմարող հոսանքի գոյությունը պայմանավորված է կուպերյան զույգերի շարժումով: $2m$ զանգվածով և $2e$ լիցքով զույգի արագությունը որոշվում է «կապված» էլեկտրոնների զանգվածների կենտրոնի արագությամբ: Ինչպես և սովորական մասնիկներին, կուպերյան զույգին ևս կարելի է վերագրել ալիք, որը ներկայացվում է

$$\Phi_0 = \Phi(r) \exp \left[\frac{i}{\hbar} PR \right] \equiv \Phi(r) \Psi_P(R) \quad (9.1)$$

արտահայառությամբ, որսևեղ P -ն գույզի լրիվ իմպուլսն է, R -ը՝ զանգվածների կենտրոնի կոօրդինատը: Եթապոննացիալ տրանզիստորների գույզի՝ որպես ամրողության, շարժումը և համապատասխանում է վագող ալիքի: Բօլոր կուավերյան գույզերը բնութագրվում են միևնույն P իմպուլսով, ուրեմն՝ և ալիքի նույն երկարությամբ՝ $\lambda = h/P$, ուստի $\Psi_p(R)$ հարք ալիքը պահպանում է վուլի կոնկրենառությունը ցանկացած չափով մնել հեռավորությունների վրա: Իրոք, բանի որ $\Delta P = 0$, ապա, բայց անորոշությունների առնչության, $\Delta x \sim \hbar/|\Delta P| \sim \infty$:

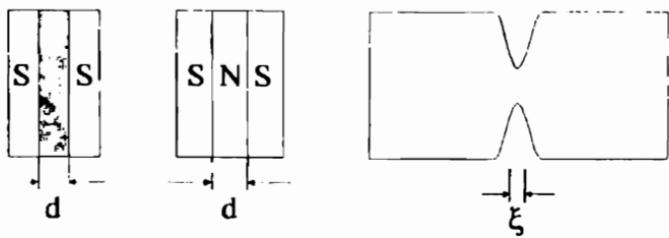
Ի տարբերություն գերհաղործի, նորմայ մետաղում հաղորդականության էլեկտրոնները ցրման հետևանքով զգալիորեն վրավախտում են իմպուլսները: Եթե իմպուլսի՝ ցրման հետևանքով վուլությունը՝ $|\Delta P| \sim p_F$, ապա կոնկրենառության երկարության համար կսահմանը՝ $\Delta x \sim \hbar/p_F \sim k_F^{-1} \approx 10^{-8}$ սմ, այսինքն՝ էլեկտրոնային ալիքները կոնկրենան են շատ վորք՝ ցանցի հաստատումի կարգի հեռավորությունների վրա:

Գերհաղորդիչներում կուավերյան գույզերի կոնկրենառության ցայտուն դրստրման ապացույցներից են 1962թ. R. Ջոզեֆսոնի կողմից հայտնագործված կրևույթները:

Ջոզեֆսոնի առաջին երևոյթը կայանում է նրանում, որ թունելային անցում ունեցող համակարգում հնարավոր է գերհաղորդիչ հոսանքի գոյություն $U = 0$ պոտենցիալների տարբերության դեպքում:

Երկրորդ երևոյթը կայանում է նրանում, որ եթե գերհաղորդիչ հոսանքը զերագանցում է որոշակի (կրիտիկական) արժեք, բունելային անցումը դառնում է բարձր հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքների առարձան աղյուրություն:

Հետազայում պարզվեց, որ Ջոզեֆսոնի երևոյթները բնորոշ են ոչ միայն թունելային անցումների, այլ այսպես կոչված թույլ կապի բոլոր տեսակների համար, այսինքն՝ գերհաղորդիչ շղթայի այն տեղամասների համար, որոնցում կրիտիկական հոսանքն էապես փորբացված է, իսկ տեղամասի չափը կոնկրենառության երկարության կարգի է: Նկ. X.34-ում պատկերված են թույլ կապի իրականացման մի քանի տարբերակներ (ս - գերհաղորդիչ թաղանթ, i -մեկուսիչ շերտ, ζ -կոնկրենառության երկարություն):



Նկ. X.34

Իրարից բարակ, մեկուսիչ շերտով բաժանված երկու գերհաղորդիչներից կազմված համակարգը իրեն պահում է որպես մեկ՝ միասնական գերհաղորդիչ։ Այսպիսի բոլոր կապով համակարգերում դիտվող գերհաղորդականությանը ընդունված է անվանել «բոլոր գերհաղորդականություն», քանի որ համակարգի կրիախիկական պարամետրերը, օրինակ՝ կրիախիկական հոսանքը, զգալիորեն փոքր են սովորական գերհաղորդիչի համակարգերի համապատասխան պարամետրերից։

Թույլ գերհաղորդականությամբ համակարգերում դիտվող երևույթների հիմքում ընկած են գերհաղորդիչ վիճակի բանտային հասկությունները, մասնավորապես այն հանգանանքը, որ բոլոր կուպերյան գույզերը գտնվում են նոյն բվանտային վիճակում և նկարագրվում են նոյն ալիքային ֆունկցիայով, այնպես որ նրանց վարքը վոլտամածայնեցված է, նրանք կոներնենա են։

Եթե ունենք միևնույն գերհաղորդչի՝ իրարից մեկուսացված, նոյն գերմաստիճանով երկու կուռ, ապա նրանց ալիքային ֆունկցիաների մոդուլները պետք է համընկնեն, իսկ փուլերը կարող են լինել կամայական։ Ստեղծենք կտորների միջև թույլ կապ, այսինքն՝ այնպիսի միացում, որն էապես շաղդի կտորների վրա, այլ խաղա զրգուման դեր։ Կասի առկայությամբ առաջանում է միասնական համակարգ՝ մեկ ալիքային ֆունկցիայով, որը կարելի է դիտել որպես երկու կտորների ալիքային ֆունկցիաների վերադրման հետևանքով առաջացած ինտերֆերենցիայի արդյունք։ Այսինքն՝ կապի ենուանքով տեղի է ունենում ալիքային ֆունկցիաների փուլերի փոխամածայնեցում, որն ընդունված է անվանել փուլային կոներնաուրյուն։

Ուսումնասիրենք Զողևանի երևույթները նրկմակարդակ հսմակարգի պարզ մոդելի օգնությամբ։

Նշանակենք Ψ_1 -ով և Ψ_2 -ով 1 և 2 համակարգերի ալիքային ֆունկցիաները: Եթե նրանք մեկուսացված են, ապա ալիքային ֆունկցիաների փոփոխությունը ժամանակի ընթացքում տրվում է Ծրեղինգերի հավասարումով՝

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = E_1 \Psi_1, \quad i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = E_2 \Psi_2, \quad (9.2)$$

որտեղ E_1 -ը և E_2 -ը 1 և 2 համակարգերի հիմնական վիճակների էներգիաներն են: Եթե համակարգերը կապվեն բույլ կապք, ապա Ψ_1 -ի փոփոխությունը կազդի Ψ_2 -ի վրա և հակառակը: Կապի առկայությամբ Ψ_1 և Ψ_2 ֆունկցիաները կօրոշվեն հետևյալ հավասարումների համակարգից՝

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = E_1 \Psi_1 + K \Psi_2, \quad (9.3)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = E_2 \Psi_2 + K \Psi_1 : \quad (9.4)$$

Ֆիզիկորեն կապը 1 և 2 գերհաղորդիչների միջև նշանակում է բունելային եղանակով կուպերյան զույգեր փոխանակելու հնարավորություն, որի ինտենսիվությունը որոշվում է K հաստատունով:

Երկու բույլ կապված գերհաղորդիչների առանձնահատկությունն այլ երկու վիճակներ ունեցող համակարգի, օրինակ՝ H_2^+ մոլեկուլի իոնի, համեմատությամբ այն է, որ Ψ_1 և Ψ_2 ֆունկցիաները նկարագրում են մակրոսկոպական լրացման թվերով վիճակներ: Այս դեպքում ալիքային ֆունկցիայի ամպլիտուդի քառակուսին կարելի է դիտել որպես կուպերյան զույգերի խտություն և գրել, որ

$$\Psi_1 = \sqrt{n_1} \exp(i\varphi_1), \quad \Psi_2 = \sqrt{n_2} \exp(i\varphi_2) \quad (9.5)$$

որտեղ n_1 -ը և n_2 -ը կուպերյան զույգերի խտություններն են 1 և 2 գերհաղորդիչներում, իսկ φ_1 և φ_2 -ը՝ փոլերը: Տեղադրելով (9.5) արտահայտությունները (9.3) և (9.4) հավասարումներում և առանձնացնելով ստացված հավասարումների իրական և կեղծ մասերը, կստանանք՝

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{n_1 n_2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (9.6)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{n_1 n_2} \sin(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (9.7)$$

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = -\frac{1}{\hbar} \left[E_1 + K \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right], \quad (9.8)$$

$$\frac{d\varphi_2}{dt} = -\frac{1}{\hbar} \left[E_2 + K \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \right]; \quad (9.9)$$

Ինչպես հետևում է (9.6) և (9.7) եավասարություններից, $\dot{n}_1 = -\dot{n}_2$: Եթե 1 և 2 համակարգերը նույն գերհաղորդիչներից են, ապա $n_1 = n_2$ և

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{2K}{\hbar} n_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) = -\frac{dn_2}{dt}; \quad (9.10)$$

Չույզերի խտորյան փոփոխությունը և գերհաղորդչում բազմապատկելով նրա V ծավալով և զույգի $2e$ լիցքով, կստանանք 1-ից 2 գերհաղորդիչ թույլ կապով անցնող հոսանքի արտահայտությունը՝

$$I_s = 2e \cdot V \cdot \frac{dn_1}{dt} = \frac{2e \cdot V \cdot 2Kn_1}{\hbar} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \equiv I_{s\max} \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (9.11)$$

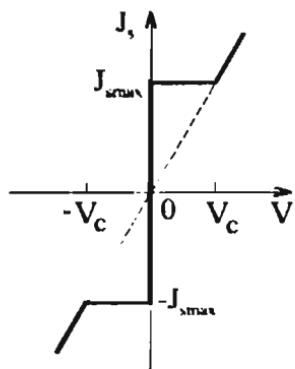
որտեղ առավելագույն (կամ ջոզեֆսոնյան) հոսանքը՝

$$I_{s\max} = \frac{4eVKn_1}{\hbar}; \quad (9.12)$$

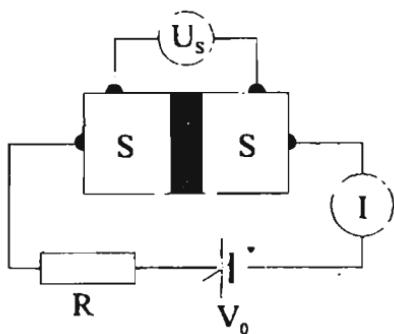
Համաձայն այս բանաձևի, ջոզեֆսոնյան հոսանքը կախված է ինչպես գերհաղորդչի, այնպես էլ մեկուսիչ շերտի բնութագրերից (արգելյի լայնությունից և բարձրությունից):

Այսպիսով, արտաքին լարման բացակայությամբ թույլ կապով կարող է հոսել հաստատուն հոսանք, որն արժեքներ է ընդունում $I_{s\max}$ և $-I_{s\max}$ տիրույթում, կախված փուլերի $\varphi_2 - \varphi_1$ տարրերությունից (Զողեֆսոնի ստացիոնար երևոյթ): Նկ. X.35-ում պատկերված է թույլ կապի վոլտամպերային բնութագիրը (սկզբնակետով անցնող և մասամբ կետագծված ուղղղը համապատասխանում է Օհմի օրենքին):

Հարկ է նշել, որ 1 և 2 գերհաղորդիչները կապված են հոսանքի աղբյուրի հետ, որն ապահովում է նրանցում $n_1 = const$, $n_2 = const$ պայմանների իրականացումը (նկ. X.36):



Նկ. X.35



Նկ. X.36

Այժմ ուսումնասիրենք Զոգեֆսոնի ոչ ստացիոնար լրեռույթը: (9.8) և (9.9) եավասարումներից $n_1 = n_2$ դեպքում կստանանք՝

$$\frac{d}{dt}(\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{1}{\hbar}(E_1 - E_2) : \quad (9.13)$$

Եթե $E_1 = E_2$, ապա $\varphi_2 - \varphi_1 = const$ ըստ ժամանակի: Սակայն եթե զերծադրյալիշների միջև կիրառված է պոտենցիալների U տարբերություն, ապա

$$E_1 - E_2 = 2eU : \quad (9.14)$$

(9.13) բանաձևի եամածայն, փուլերի $\varphi_2 - \varphi_1$ տարբերությունը ժամանակից կախված փոխակում է

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2eU}{\hbar}t + \Delta\varphi_0 \quad t_i \quad (9.15)$$

զծային օրենքով, որտեղ $\Delta\varphi_0$ -ն փուլերի տարբերությունն է $t = 0$ պահին:

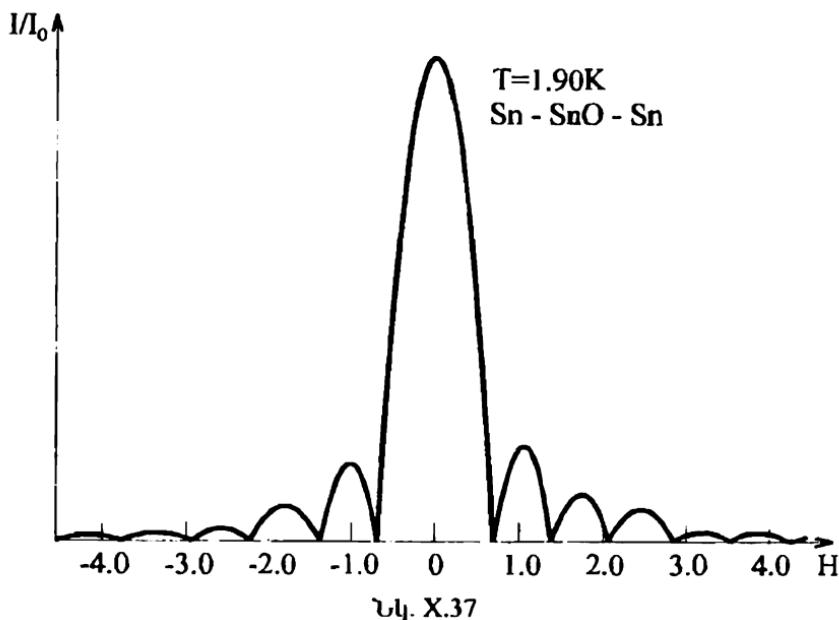
Տեղադրելով (9.15) բանաձևը զոգեֆսոնյան հոսանքի (9.11) արտահայտության մեջ, կստանանք՝

$$I_s = I_{s\max} \sin\left(\frac{2eU}{\hbar}t + \Delta\varphi_0\right), \quad (9.16)$$

այսինքն՝ անցումով հսում է

$$\omega = \frac{2eU}{\hbar} \quad (9.17)$$

հաճախատթյամբ վտփոխական հոսանք (Չոզեֆսոնի ոչ ստացիոնար երևոյթ): Համաձայն (9.17) բանաձևի, եթե կուպերյան գույզն անցնում է թույլ կապով, առարկում կամ կլանվում է $\hbar\omega = 2eU$ էներգիայով քվանտ:



Նկ. X.37

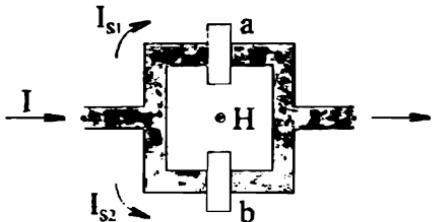
Զբյակ տարբեր գերեադրողիչ հոսանքը կարող է սլայմանավորված լինել ոչ միայն վտվերի տարբերությամբ ((9.11) բանաձև), այլ նաև մագնիսական դաշտի վեկտորական պոտենցիալով: Ըստ հաշվարկների, մագնիսական դաշտում գտնվող թույլ կապով անցնող թունելային հոսանքը, եթե մագնիսական դաշտը գտնվում է թույլ կապի հարթության մեջ, տրվում է

$$I = I_0 \frac{|\sin(\pi\Phi/\Phi_0)|}{\pi\Phi/\Phi_0}, \quad (9.18)$$

բանաձևով, որտեղ Φ -ն լրիվ մագնիսական հոսքն է թույլ կապի տիրություն, $\Phi_0 = \hbar c/2e$ -ն հոսքի քվանան է, իսկ I_0 մեծությունը կախված է ջերմաստիճանից և թույլ կապի բնութագրերից, բայց ոչ մագնիսական դաշտի լարվածությունից: Նկ. X.37-ում պատկերված է թունելային հոսանքի կախաւոր մագնիսական դաշտի լարվածությունից $\text{Sn}-\text{SnO}-\text{Sn}$ եպակում (կոնտակ-

տում): Եթե $\Phi = n\Phi_0$, որտեղ n -ն ամբողջ թիվ է, $I = 0$:

Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ շղթայում գուգահեռ միացված է երկու թույլ կապ (նկ. X.38):



Նկ. X.38

Ենթադրենք, որ 1 և 2 կետերի միջև փուլերի տարրերությունը σ անցումով φ_a է, իսկ b անցումով՝ φ_b : Մագնիսական դաշտի բացակայությամբ $\varphi_a = \varphi_b$: Եթե մագնիսական դաշտը զրոյից տարբեր է և գտնվում է թունելային կոնտակտների հարրության

մեջ, ապա շղթայի մակերևս թափանցող Φ մագնիսական հոսքը պայմանավորում է a և b կետերի միջև փուլերի տարրերությունը, որը տրվում է

$$\varphi_b - \varphi_a = \frac{2e}{\hbar c} \Phi \quad (9.19)$$

արտահայտությամբ: Համաձայն (9.11) բանաձևի՝

$$I_{s1} = I_{s\max} \cdot \sin \varphi_a, \quad I_{s2} = I_{s\max} \cdot \sin \varphi_b, \quad (9.20)$$

ուստի լրիվ հոսանքի համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} I &= I_{s\max} (\sin \varphi_a + \sin \varphi_b) = I_{s\max} \cdot 2 \sin \frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} \cos \frac{\varphi_a - \varphi_b}{2} = \\ &= 2I_{s\max} \cdot \cos \left(\frac{e}{\hbar c} \Phi \right) \sin \left(\varphi_b + \frac{e}{\hbar c} \Phi \right): \end{aligned} \quad (9.21)$$

Նկատի ունենալով մագնիսական հոսքի քվանտի (6.7) արտահայտությունը, (9.21) բանաձևը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$I = 2I_{s\max} \cdot \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \sin \left(\varphi_b + \pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right): \quad (9.22)$$

Ստացված բանաձևից հետևում է, որ գուգահեռ միացված տեղամասով

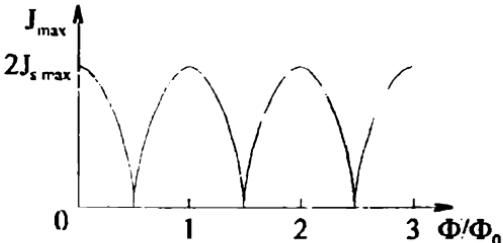
$$I_{\max} \equiv 2I_{s\max} \cdot \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (9.23)$$

լրիվ առավելագույն հոսանքը՝ կախված տեղամաս թափանցող մագնիսական հոսքի (դաշտի լարվածության) մեծությունից, փոփոխվում է պարերա-

բար, ընդունելով առավելագույն արժեք՝ $2J_{s\max}$, եթե $\Phi = n\Phi_0$ և գասնալով 0, եթե $\Phi = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$, որտեղ $n = 0, 1, 2, \dots$ (Նկ. X.39):

Երկու բույլ կապերից (ջոզեֆսոնյան տարրերից) կազմված տեղամասը գերզայուն չափից սարքի բվանային ինտերֆերոմետրի (SQUID - գլոբալայորիչ բվանային ինտերֆերոմետրական սարքի) եիմնական մասն է:

Նրա միջոցով կարելի է չափել ցանկացած մեծություն, որի վտվոխտուրյունը կարելի է վոլտակերպի մագնիսական լուսքի վոլտականուրյան: Սարքի զգայունուրյան սահմանափակումը պայմանավորված է միայն ջերմային ազմուկով և, ըստ տևասական գնահատումների, կարող է լինել $10^{-5}\Phi_0 \sim 10^{-12}$ Գս-սմ² կարգի: Այսպես, եթե ինտերֆերոմետրի (գուգահեռ միացված տեղամասի) մակերեսը և սմ² կարգի է, ապա նրա միջոցով կարելի է չափել մինչև $10^{-10} \div 10^{-11}$ Գս կարգի մագնիսական դաշտեր: Համեմատուրյան համար նշենք, որ երկրագնդի մագնիսական դաշտի լարվածությունը մոտ 0,5 Գս է:



Նկ. X.39

§10. Գաղափար բարձրջերմաստիճանային գերեադրդականուրյան մասին

1986թ. շվեյցարացի գիտնականներ Ի.Գ.Բելորոցը և Կ.Ա.Մյուլերը հայսնազործնեցին գլոբալայորդականուրյան երկույքը այսպես կոչված մետաղ-օրույնային խեցեղեններում (կերամիկաներում)՝ Ba-La-Cu-O համակարգերում, որոնց կրիտիկական ջերմաստիճանը՝ $T_c \approx 30 \div 35$ K և զգալիուն զերագանցում էր մինչ այդ հայտնի ամենաբարձր կրիտիկական ջերմաստիճանը՝ $T_c = 23,2$ K, սրբ դիսպլի է. Nb₃Ge միացուրյունում:

Կառուցվածքային հետազոտուրյունները ցույց տվեցին, որ այդ խեցեղենը մի քանի ֆազերի խառնուրդ է, որոնցից գլոբալայորդիչ է La₂Ba_xCuO₄

բիմիական բանաձևով նկարագրվող ֆիզը: Մարտնչյումային խեցեղենի համար զերիադրդիչ է $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ֆազը, ընդ որում $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ միացուրյունում դիսվում է. խիստ նեղ զերիադրդիչ անցում $T_c = 36\text{K}$ ցերմասահմանում:

Շատ շուտով պարզ դարձավ, որ Խ.Չ.Ռէնորդի և Կ.Լ.Մյուլերի կողմից հայանագործվել է պինդ մարմնի ֆիզիկայի մի նոր ուղղություն՝ օքսիդային բարձրերածասահմանային գերիադրդականությունը (բջջի): Այս հայտնագործությունը կարևորվում է. նաև այն տևանելյունից, որ ցույց տրվեց որոշ սենական զնահատումներից բխող առավելագույն կրիտիկական ցերմասահմանի վերինը: $T_c \sim 30\text{K}$ սահմանի բացակայությունը:

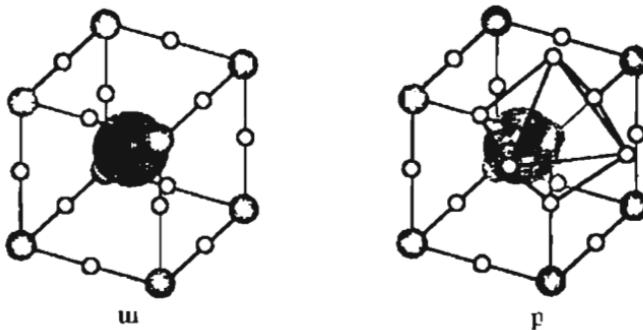
Սի բանի ամիս անց, 1987թ. գարնանը սինթեզվեց այսպես կոչված «1-2-3» համակարգը՝ $\text{AB}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, որտեղ A-ն մետաղ է, որը կարող է լինել խարիսք (Y) լրամ լանդամանի բնտանիքի որևէ ներկայացուցիչ, օրինակ Gd . **Խօ. Ար. Լս:** Այս համակարգի կրիտիկական ցերմաստիճանն ընկած է $90\text{-}95\text{K}$ տիրույթում, այսինքն՝ գերազանցում է. «ազուային արգելքը» $T_N \approx 77\text{K}$ ՝ ազոտի հեղուկացման ցերմասահմանը⁹. Մասնավորապես, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ միացության համար $T_c \approx 92\text{K}$: Արդեն 1987թ. տարեվերջին սինթեզվեցին բիսմուտային խեցեղեններ՝ $\text{Bi}_4(\text{SrCa})_6\text{CuO}_{16}$, ($T_c \approx 105\text{K}$) և կալիումային խեցեղեններ՝ $\text{Tl}_2\text{BaCa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ $T_c \approx 125\text{K}$ սելերդային կրիստալական ցերմասահմանով:

Այսպիսով, եթե 75 տարվա ընթացքում (1911-1986թթ.) կրիստիլական ցերմասահման աճել էր ընդամենը 19K -ով՝ 4.2K -ից (սնողիկ) մինչև 23.2K (Nb_3Ge), այսինքն՝ մոտ 0.3K ՝ մեկ ստարտում, ապա բցդի-երի մոտ այն մեկ տարվա ընթացքում 35K -ից հասավ 125K -ի:

Ուսումնասիրությունները ցույց են սալիս, որ բոլոր բցդի-երը, անկախ նրանցում առկա արատներից, պասկանում են պերպվսկիսմերի բյորեղագրական ընստանիքին և ներկայացնում են խեցեղեններ՝ մետադական և ոչ մետադական տարրերից (սովորաբար՝ թթվածնից) կազմված պինդ նյութեր:

⁹ Այժմ «օսկրով» մագնիսի միջոցով Մայսների նրանցը կարելի է ցուցադրել առանց բարդ փորձարարւուն արրավորմանների, որպես աստեցնող ենդուկ ենթամի փախարեն օգաագործելով ներդրուկ ագրու:

ՊՆԵՐԸՎԱԿԻՄՆԵՐԻ իրեալական կատուցվածքը խորանարդային լ' և նկարագրվում է ԱԲԽ, բանաձևով: Ցուրաքանչյուր խորանարդ կազմված է երեք տարրեր քիմիական տարրերից (Ա, Բ, Խ), վերցված համապատասխանարար 1:1:3 խարարերությամբ: Ա և Բ տարրերը մետաղական կատիլուններ են, Խ-ը՝ ոչ մետաղական անիոն: Ա տարրը՝ երկօտ մետաղական տարրերից ավելի խոշորը, գտնվում է խորանարդի կենտրոնում, Բ-ը՝ խորանարդի զագարներում, իսկ Խ անիոնները գրադեցնում են խորանարդի 12 կողերի կենտրոնները (նկ. X.40, ա):



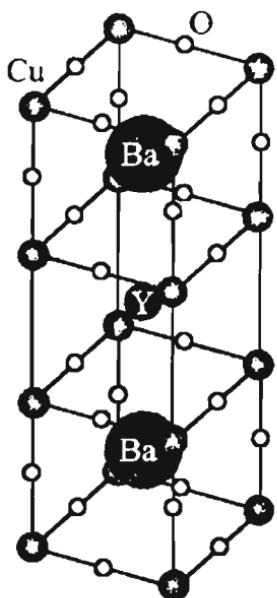
Նկ. X.40

Երրեմն խորանարդային մոդւլի վոլյուսարեն օգտագործվում է բազմանիսատի (պոլիէթղոֆ) մոդելը (նկ. X.40, բ): Վեզ Խ անիոնները, որոնք շրջապատում են յուրաքանչյուր Բ կատիլոն, կազմում են ուրանիսատի 6 զագարները: Այս մոդելում եկմնական կատուցվածքային տարրը բջջում դառնում է ութ ուրանիսատից կազմված խումբը, որի անդամները կապված են զագարներով և դասավորված են Ա կատիլոնի շուրջը:

Բջջի պերովսկիաններն ի հայտ են բերում ամենաբազմազան էլեկտրական հասկուրյուններ, պայմանավորված կատուցվածքային վոլյուսարժություննելով և բյուրնդական կատուցվածքի արատներով: Որպես կանոն, դրանք մի բանի ֆազերի խառնուրդ են: Խասնավորապես, լավ ուսումնասիրված **Y-Ba-Cu-O** միացուրյունը երկու հիմնական ֆազերի խառնուրդ է, որոնցից մեկը, որը կազմում է խառնուրդի մուտ 2/3-ը, բաղկացած է փոքր, հսկեցված Լզրերով հասիլկներից և պարտնակում է **Y**, **Ba** և **Cu** հսմապատասխանաբար 2:1:1 խարարերությամբ և ոճի կանաչավոն գույն: Մյուս

ֆազը, որը սև գույնի է և բաղկացած է անքափանցիկ լանոնավոր ծեռնեցող հատիկներից, պարունակում է Y , Ba և Cu ՝ 1:2:3 հարաբերությամբ։ Այս ֆազը «1-2-3» միացությունն է, որն օժաված է գերհաղորդականությամբ, և որի տարրական բջիջի կառուցվածքը պատկերված է նկ. X.41-ում։

Տարրական բջիջը բաղկացած է երեք խորանարդից: «Դյուններ» (Cu) գրաղեցնում է B -դիրքերը, բարիումը (Ba)՝ A -դիրք, իսկ խորխումը (Y)՝ A -դիրք



Նկ. X.41

կենտրոնական խորանարդում: «1-2-3» միացության երկու հիմնական $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ և $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ծերում էլ խարիտում պարունակող կենտրոնական խորանարդի ուղղաձիգ չորս կողերի վրա բրվածի ատոմներ չկան։ Ենչպես նրանում և նկ. X.41-ից, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ լայնուցվածքի տարրական բջջում կա երկու հարթություն, որոնք պարունակում են Cu և O ատոմներ և որոնք ուղղահայաց են C -առանցքին (նկ. X.41-ում սպիրագծված հարթությունները): $\text{Cu}-\text{O}$ հարթությունները կան նաև բիսմուտային և բալիտմային խեցեղեններում։ Փորձ է արված կապ հաստատել այդ հարթությունների բվի և կրիտիկական ջերմաստիճանի միջև։ Այսպես, $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ միացության տարրական բջջում կա մեկ $\text{Cu}-\text{O}$ հարթություն, և $T_c \sim 40\text{K}$: «1-2-3» համակարգում կա այդպիսի 2 հարթություն, և $T_c \approx 90\text{K} (\sim 2 \times 40\text{K})$, իսկ բալիտմային խեցեղենում՝ 2 կամ 3 հարթություն, եամապատախսանաբար $T_c \approx 100\text{K} (\sim 2 \times 40\text{K})$ և $T_c \approx 120\text{K} (\sim 3 \times 40\text{K})$ կրիտիկական ջերմաստիճաններով։

Բջջերի համակարգմանի հետազոտությունների արդյունքում պարզվել է, որ նոր տիպի գերհաղորդիչների մակրոսկոպական հատկությունները հիմնականում չեն տարբերվում լավ ուսումնասիրված «հելիումային» գերհաղորդիչների հատկություններից։ Փորձից հետևում է, որ այս նյութերում ևս մազնիսական հսկի քանտոր՝ $\Phi_0 = hc/2e$, այսինքն՝ լիցքի տեղափոխությունը լատարվում է էլեկտրոնային գույգերով։

Բջջի-երր II սեռի գերհաղորդիչներ են: Նրանց յուրականակությունն ի հայտ է զայխ հատկապիս կրիստալական մագնիսական դաշտի չափումներում: Մասնավորապես, արտակարգ մեծ արժեքներ է ընդունում H_{c2} կրիստալական դաշտը, որը $T = 0\text{K}$ -ին մոտ ափայրում կարող է գլուխանցել 10^6 գ.ս արժեքը: Այսուսակ X.8-ում բերված են $T = 0\text{K}$ -ում H_{c2} դաշտի և dH_{c2}/dT մեծության արժեքները, երբ $T \rightarrow T_c$, մի բանի բջջի-երի համար:

Այսուսակ X.8

Միացուրյուն	T_c , K	$-dH_{c2}/dT$, Գ.ս/K, երբ $T \rightarrow T_c$	$H_{c2} \perp C$, 10^4 գ.ս, H_{c2} -ի առավելագույն արժեքը
$\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$	12	50	4.5-6
$\text{La}_{1.6}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$	38	145	35
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	91	165	230
$\text{Ba}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	81		400
$\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	125		130

Օքսիդային բջջի-երն օժաված են զգալի մագնիսական բյուրեղագրական անհղութությամբ: Կախված արտաքին մագնիսական դաշտի ուղղությունից (C-առանցքով, բն նրան ուղղահայաց) H_{c2} -ը կարող է վուգավուկի տասնյակ անգամ: Դրանով պայմանավորված անհղութությունն է հանդես բերում և կոհերենտության երկարությունը: Ամենամեծ հարաբերությունը՝ մոտ 40 անգամ, դիտվում է $\text{Ba}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ միացուրյունում, որտեղ C-առանցքով $\xi_{\parallel} = 1 \text{ \AA}$, իսկ նրան ուղղահայաց ուղղությամբ՝ $\xi_{\perp} \approx 42 \text{ \AA}$. Կոհերենտության ξ_{\parallel} երկարության վուգրությունը C-առանցքի ուղղությամբ ցանցի հաստատունից ևս մի փաստարկ է այն բանի օգնին, որ առնվազն տվյալ միացուրյունում գերհաղորդականությունը պայմանավորված է իրար հետ թույլ կապված Cu-O հարթությունների երկարությամբ:

Բջջի-երի յուրահատկությունները պայմանավորված են նրանց կառուցվածքային առանձնահատկություններով: Խևցելենների պատրաստման ամսեանորդիայի համաձայն, նմուշները կազմված են գերհաղորդիչ հատիկներից, որոնք իրար են միանում շիկամշակման պրոցեսում բնրացող

թիմիական ռեակցիաների շնորհիվ: Հաստիկների ներսի համեմատությամբ տարրեր հատիկների կցատուղերում գլոբադորդիչ հատկությունները «ճնշված» են: Դա, մասնավորապես, պայմանավորված է շիկամշակման պրոցեսում հատիկի ծավալում զանվոր խաւուրդների՝ հատիկի մակերևույթ դրա զարգացման համար: Այլ կերպ ասած, խեցեղեն նմուշը կարելի է դիտարկել որպես բազմարիվ գլոբադորդիչ բյուրեղահատիկներից կազմված և միմյանց հետ քոյլ չափանիկներում անցումներով կազմված մի համակարգ: Այսպիսի համակարգի մագնիսական հատկություններն ավելի բարդ են, քան համասեռ նմուշները, քանի որ կախված են բազմարիվ գործոններից՝ հատիկների միջև տարրեր անցումների կրիտիկական հոսանքներից, անցումներում «քոյլ» մագնիսական հոսքերից և այլն:

Խեցեղեններում կրիտիկական հոսանքները մեծ չեն: Խեցեղենից պատրաստված ամենաորակյալ լարում, $T = 77\text{K}$ -ում, $j_c = 4 \cdot 10^3 \text{ A/mm}^2$: Նոյն ջերմաստիճանում զգալի մեծ կրիտիկական հոսանք՝ $j_c = 10^6 \text{ A/mm}^2$, հաջողվել է ստանալ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ բջջից պատրաստված բաղանքում C -առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ:

Օքսիդային $\text{AB}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ գլոբադորդիչների անսպասելի հատկություններից մեկն է կրիտիկական ջերմաստիճանի անկախության և այն բանից, թե **A** տարրը մագնիսական է, թե՝ ոչ: Ինչպես հայսնի է, «սովորական» գլոբադորդիչների մոտ մագնիսական խառնուրդների անգամ մոտ 1% կունենալու համար առաջին լավևս ցածրացնում է կրիտիկական ջերմաստիճանը, քանի որ մագնիսական նոմենտի և կուլերյան զույգի կեկտրոնների վոլտագդեցության հետևանքով գոյացր քանդվում է: Օքսիդային գլոբադորդիչների մոտ այս երևույթը չի նկատվում: Դեռ ավելին՝ պարզվել է, որ հաղորդականության կեկտրոնները և **A** տարրերի կեկտրոնները կազմում են կարծես իրարից անկախ համակարգեր: Լեկսարտմններն անցնում են գլոբադորդիչի վիճակի, իսկ **A** տառների մագնիսական մոմենտաները՝ մագնիսակարգավորված վիճակի (համապատասխան ջերմաստիճանում), որպես կանոն՝ հակաֆեռում ազդական: Այսպես, $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 95\text{K}$) միացուրյունում գլոբադորդիչ ֆազում $T = 2\text{K}$ ջերմաստիճանում ջերմունակությունն ունի մաքսիմում, ինչը վկայում է հակաֆեռում ազդական կարգավորվածության առկայության մասին (IX.7): Որակապես այս փասար կարելի է բացատրել,

Ենրւսդրելով, որ հաղորդականության (իսկ $T < T_c$ -ում՝ գերիսալորդիչ) էլեկտրոնները կազմում են երկյափ համակարգ, որի վրա համեմատարար հետո գտնվող մագնիսական աստղները գործնականորեն չեն ազդում:

Զերմունակուրյան շավումներից հետևում է բջջի-ի Եներգիական սպեկտրում Եներգիական ճնշքի տուկայությունը, սակայն աւարքեր մերողներով ստուգված արդյունքները զգայիրեն տարբերվում են իրարից: Այնուամենայնիվ, կարելի է համարել հստատված, որ $2\Delta/k_B T_c$ հարաբերությունը և լանրանային, և խտիումային գերիաղորդիչների համար գերազանցում է ԲԿԸ անսուրյունից հայտնի 3,52 արժեքը: Գնահատումների համաձայն, **YBa₂Cu₃O_x**, միացուրյան համար այն ընկած է 6-ի և 8-ի միջև:

Հասկանայի և, որ բջջի-երի հատկուրյունների բացասարությունը կենկուրոն-ֆոնոնային փոխազդեցուրյան վրա իիմնված բնույթ անսուրյան շրջանակներում, առանց նրա հական փոփոխության, իիմնավորված չէ (բջջի-երում T_c -երը էավել բարձր են): Սակայն չի կարելի բացասել կենկան-ֆոնոնային փոխազդեցուրյան դերը բարձրշերմաստիճանային գերիաղորդականության երևույթում:

Չնայած ներկայում առաջարկվել են բջջի բացասարության տարրեր մեխանիզմներ (ֆոնոնային, բիպոլյարոնային, էրսիատնային և այլն), այնուամենայնիվ դեռևս ստուդված չէ այդ երևոյթի միասնական տեսությունը:

Հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ էլեկտրամագնիսական դաշտում բջջի-երն իրենց վարքով չեն տարբերվում սովորական գերիաղորդիչներից՝ փակ օդակում հոսանքը պահպանվում է, տեղի ունի Մայսների երևոյթը և այլն: Տարբերությունն այն է, որ «առվորական» գերիաղորդիչներում բոլոր հասկուրյուններն ի հայտ են գալիս հելիումային ջերմաստիճաններում իսկ բջջի-երում՝ ազդական ջերմաստիճաններում, ինչը մեծապես խթանում է բջջի-երը գործնական նպատակներով կիրառելու Վտրութը:

ԱՐԱՏՆԵՐԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

§1. Բյուրեղական արատների դասակարգումը

Իղևալական բյուրեղական կառուցվածքների մարեմասայիկական աեսուրյունը (Մաս I, I) հնարավորություն է տալիս բացարձելու բյուրեղների այնպիսի հասկություններ, ինչպիսիք են խառությունը, առածզականությունը, չերմունակությունը, դիլեկարական և մազնիսական բափանցելությունը: Այս հասկությունները կոչվում են ծավալային կամ ոչ կառուցվածքազգայուն:

Բոլոր իրական բյուրեղները, ինչպես բնության մեջ հանդիպող, այնպես էլ արենատականորեն ստացված, իղևալական չեն՝ նրանցում միշտ առկա են կառուցվածքային խախտումներ, որոնց բնդունված է կոչել անկատարելություններ կամ արատներ: Բյուրեղների ծավալային հատկությունները գործնականորեն կախված չեն նրանցում առկա արատներից: Սակայն կառուցվածքային արատներն իապես ազդում են բյուրեղների մի շարք այլ հատկությունների վրա: Այսպես, բազմաթիվ բյուրեղների և, մասնավորապես, կիսանաղորդիչների էլեկտրահաղորդականությունը կարող է ամբողջությամբ կախված լինել քիմիապես օտար խառնուրդների առկայությունից: Շատ բյուրեղների գունավորումը հետևանք է նրանցում առկա արատների: Բյուրեղների լումինեսցիան համարյա միշտ կապված է խառնուրդների ներկայության հետ: Դիֆուզիայի երևույթն իապես արագանում է արատների առկայության շնորհիվ: Պինդ մարմինների մեխանիկական և սլաստիկ հատկությունները պայմանավորված են արատներով: Թվարկած, ինչպես նաև բյուրեղի շաա այլ հասկություններ, զգայիրներ կայված են նրա կատարելության աստիճանից, ուսաի կոչվում են կառուցվածքազգայուն:

Բյուրեղական կառուցվածքի արատներից բացի, կարևոր նշանակություն ունեն այլ տիպի անկատարելություններ՝ էլեկտրոնային կառուցվածքի խախտումները, որոնք հատկապես ազդում են բյուրեղների կարևորագույն կեկտրական և մազնիսական հատկությունների վրա:

Սովորաբար, արաս և մանկանում բյուրեղի ցանկացած տիրույթ, որտեղ միկրոսկոպական մակարդակով մասնիկների (ասոմների, խոնների, մոլեկուլների) դասավորությունը կարուկ տարբերվում է իդեալական բյուրեղին բնորոշ դասավորությունից:

Բյուրեղի ֆիզիկական հասկությունների վրա արատի ազդեցության բնույթը մեծապես կախված է արասի «չափայնությունից», այսինքն՝ տարածական չափումների բվից, որոնց ուղղությամբ արատն ունի մակրոսկոպական՝ ցանցի σ հաստատունից շատ անգամ մեծ, չափեր:

Կևային (կամ գրո չափանի) արատ է կոչվում բյուրեղական ցանցի աղավաղումը, որը անդամացված է ասոմական ծափայի կարգի մեծությամբ տիրույթում:

Եթե ասոմների կանոնավոր դասավորությունը խախսավում է միայն որոշակի զծի փոքր ($\sim \sigma$) շրջակա տիրույթում, ապա այդպիսի արատը կոչվում է զծային (կամ միաշափի):

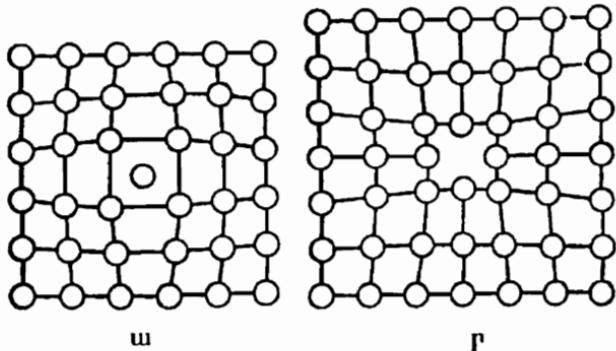
Եթե ասոմների կանոնավոր դասավորությունը խախսավում է որոշակի մակրելույթի փոքր ($\sim \sigma$) շրջակայրում, ընդզրկելով միջաստմական հետափորաբարուների կարգի շերտ, ապա այդպիսի արատը կոչվում է մակրելութային (կամ երկշափի):

Եռաշափ (կամ ծափալային) արատ է կոչվում բյուրեղական ցանցի ցանկացած աղավաղում, որը ասրածական երեք ուղղություններով է ունի մակրոսկոպական չափեր:

Արատի ազդեցությունը բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունների վրա կարող է դրսնորվել երկու ճանապարհով: Նախ՝ արատին հարող տիրույթում բյուրեղը խաբարված է, և արատը հանդիս է զայխ որպես բյուրեղի անդային անհամասնություն: Երկրորդ՝ արատի առկայությունը բնորում է արատից զգալի հեռավորությունների վրա բյուրեղական ցանցի ստացինար աղավաղումների, ինչը՝ վերջին հաշվով, հանգում է ասոմների՝ իդեալական բյուրեղում ունեցած հավասարակշռական դիրքերից շեղումների: Այսպիսով, բյուրեղում արատը կատարում է նաև շեղումների դաշտի աղբյուրի դեր: Արատի շուրջ ծագող շեղումների դաշտը կախված է բյուրեղական ցանցի (մատրիցի) վրա արատի ազդեցության բնույթից:

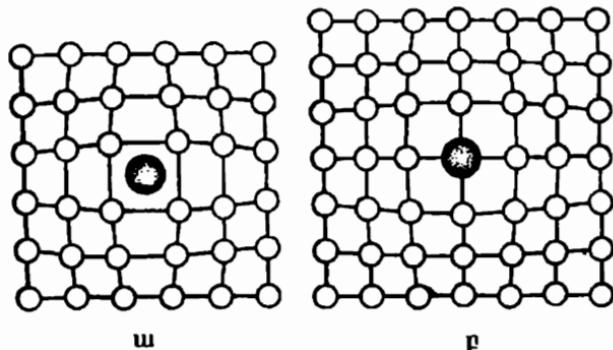
Այժմ ծանոթանանք բյուրեղական ցանցի տարբեր կատուցվածքային արատների կոնկրետ օրինակների:

Պարզագույն կետային արաւաներ են «սեփական», այսինքն՝ ավյալ բյուրեղական կառուցվածքին պատկանող միջիանգուցային աստմները: Խնչպես բխում է անվանումից, միջիանգուցային աստմը անդադրված է իդեալական ցանցի աստմների հավասարակշռության դիրքերի միջև (նկ. XI.1, ա): Եթե բյուրեղական ցանցի հազույցը գրադեցված չէ աստմի կողմից՝ թափուր է, ապա այդպիսի արաւան անվանում են թափուրք (վականսիա, նկ. XI.1, բ):



Նկ. XI.1

Եթե տվյալ բյուրեղական կառուցվածքի միջիանգուցային դիրքում գտնվում է «օտար» (այլ քիմիական տարրի) աստմ, ապա այդպիսի արաւան կոչվում է ներդրման խառնուկ (նկ. XI.2, ա), իսկ եթե «օտար» աստմը գրադեցնում է «աևիական» (մատրիցի) աստմի եանգույցը, ապա այդպիսի արաւառ կոչվում է տեղակալման խառնուկ (նկ. XI.2, բ):



Նկ. XI.2

Սիցիանգուցային աստմր («սելիական» կամ «օստար») բևում է ցանցի իդեալականության տևողային լսախանան, բնդ որում նրա մուսակա հանգույցները շեղփում են արաաից դեպի «դրուս»: Խեափուրքը միջիանգուցային աստմրից աարբերվում է նրանով, որ նրա սաեղծած շեղփումներն ուղղված են դեպի «ներս»՝ դեսի թափուրքը: Այսպիսով, միջիանգուցային աստմր և թափուրքը կարծևս հակառակ նշանի արաաներ են, և որոշակի պայմաններում, հնարավոր է նրանց ոչնչացումը (անիմիացումը):

Այսպիսի կետային արաաների առաջացման ամենապարզ սխեմայի համաձայն, աստմր, ստարբեր գործոնների ազդեցության շնորհիվ, թողնում է «իր» հանգույցը և ամենում միջիանգուցային դիրքի, միաժամանակ սաեղծելով թափուրք և միջիանգուցային աստմր: Արատների այս գույզն բնդոնված է անվանել նրենների արաա կամ ֆրենկելյան գույզ: Աստմրին «իր» հանգույցից հանող գործոններից են չկրնային ֆրուկտուացիաները, ունտգենյան ճառագայրահարումը, մեծ ներգիսներով մասնիկները:

Մինչ այժմ խոսքը զնում էր մետաղական և կրվակնեա կապերով բյուրեղներում կետային արաաների մասին:

Իոնական բյուրեղներում, որոնք կազմված են իրար մեջ ներդրված դրական և բացասական իոնների ներագանցերից (Մաս I, II), առաջանում են երկու տեսակի՝ կատարուային և անդունային թափուրքներ (Յի. XI.3):

\ominus	\oplus	\ominus	\oplus	\ominus	\oplus
\oplus	\square	\oplus	\ominus	\square	\ominus
\ominus	\oplus	\ominus	\oplus	\ominus	\oplus

Յի. XI.3

Այս թափուրքները տարբերվում են իրենց կեկարական հաակություններով: Երբ, բյուրեղական հանգույցում դրական իոնի բացակայությունը (կատարուային թափուրք) էլեկտրական լիցքի բաշխման տևաանկյունից համարժեք է, այդ հանգույցում բացասական լիցքի հայտնվելուն: Հեակարար՝ կատարուային թափուրքը բյուրեղում հանդես է զայիս որպես բացասական լիցքա-

Վորված կետային արատ: Համանման ձևով, անիոնային քափուրքը դրական լիցքի կրող է: Բյուրեղի էլեկտրաչեզրոբյունը կապահպանվի, եթե խոնները ոչ թե հեռանան բյուրեղից, այլ անցնեն միջիանգուցային լիցքերի (Ֆրենկելի արատ), կամ և՛ եթե անշինային և կատիոնային քափուրքները (խոնների հավասար արժեքականության դեպքում) առաջանան հավասար քանակություններով (Շոակիի արատներ):

Խոնային բյուրեղներում քափուրքի շուրջ ծագող տեղային դեֆորմացիաները տարբերվում են ոչ խոնային բյուրեղներում դիսվող դեֆորմացիաներից: Խոնային ամենամու գտնվում են նույն նշանով խոնները, ուսափ քափուրքի անմիջական մոտակայքում գործում է վաճող (հրող) ուժ, և մոտակա խոնները շեղվում են քափուրքի «դժւա» ուղղություններով: Հաջորդ՝ ամ' յամու եարեաններից հետո գտնվող և հակառակ նշանի խոնները ծագում են շեղվել զևսի քափուրքը: Արդյունքում, խոնային բյուրեղում քափուրքի շուրջ ծագող դեֆորմացիոն դաշտն ունի քափականաշափ բարդ բնույթ:

Քանի որ խոնային բյուրեղներում լիցքի լիևստրաստատիկ դաշտը գործնականորեն չի էկրանավորվում, ապա լիցքավորված քափուրքներն օժտված են լրացուցիչ կուրոնյան էներգիայով, որից գուրկ են ոչ խոնային բյուրեղներում առաջացող քափուրքները: Այս հանգամանքն էներգիավես ծեռնառու է դարձնում հակառակ նշաններով քափուրքներից կազմված գույզի առաջացումը, որին կոչում են երկրափուրք (քիվականսիա): Ընդհանրապես, երկրափուրքների առաջացումն էներգիավես ծեռնառու է նաև ոչ խոնային բյուրեղներում: Երկրափուրքը նույնպես կետային արատ է: Նույնը վերաբերվում է նաև 3, 4 և ավելի քափուրքներից կազմված կոմպլեքսներին:

Խառնուրդային սառմները նույնպես կարող են առաջացնել տարբեր կոմպլեքսներ, միափորվելով ինչպես իրար հետ, այնպես էլ մատրիցի սեփական արատների՝ քափուրքների և միջիանգուցային ատոմների հետ:

Եթե կոմպլեքս կազմող քափուրքների թիվը շատ մեծանա, ապա առաջ կգան որակապես նոր հատկություններ:

Քննարկենք մի օրինակ, եթե միավորվող քափուրքները գտնվում են մեկ ատոմական հարթության մեջ, առաջացնելով սկավառակ: Նկ. XI.4-ում պատկերված է քափուրքների հարթ կուտակման լայնական կտրվածքը չուլաքսացված (ա) և ուլաքսացված (բ) փոխասափորության համար, ինչ-

Նկ. XI.4

պես նաև մեծ շառավղով քափուրբային սկավառակի նզրի փոխասավորությունը (զ): Սկավառակի նզրերին գտնվող աստվածերի միջև գործող ձգողության ուժերը քննում են (թ) փոխասավորությանը: Սկավառակի շառավղի բավականաչափ մեծ՝ $R >> a$, արժեքների դեպքում նրա նզրի որևէ կետում աստվածերի փոխասավորությունը կախված չէ. $R \sim a$ (զ), իսկ նրա միջին մասում բյուրեղի նորմայ կառուցվածքը վերականգնված է, առկա է միայն ցանցի առածզական ոչ մեծ ձգում: Նկ. XI.4, զ-ում պատկերված փոխասավորությունը համապատասխանում է աստվածական հարթության մի տիրույթի, որն ընդհանավում է որոշակի զծի, ավալ դեպքում՝ սկավառակի նզրի երկայնքով: Քանի որ $R >> a$, ապա առաջացած արատը մեկ ուղղությամբ՝ սկավառակի պարագծով, ոնի մակրոսկոպական չափեր, ուստի այն միաշափ կամ զծային արատ է: Այն անվանում են նզրային դիւրկացիա: Այնիայտ է, որ մյուս երկու (նկարի հարթության մեջ գտնվող) ուղղություններով, ընդհանավող հարթության նզրից վորք՝ $r \sim a$ կազզի հեռավորությունների վրա աստվածերի փոխադարձ դիրքերը շատ քիչ են տարբերվում իդեալական բյուրեղին համապատասխանող դիրքերից, այսինքն՝ նշված երկու ուղղություններով արատն ունի միկրոսկոպական չափեր:

Այժմ ծանոթանանք երկշափ կամ մակերևությային արատի մի օրինակ՝ դարսման արատի հետ:

Դիտարկենք նիստակենտրոնացված խարանարդային ցանց: Ինչպես զիտենք (Մաս I, I.4), այն կարելի է պասկերել որպես աստված-գնոհիկների շերտերի խիստ դարսվածք {111} բյուրեղագրական հարթություններում, ընդ որում շերտերի դարսվածքը կարելի է ներկայացնել ...ABCABCABC... հաջորդականությամբ: Ենթադրենք, որ այս ցանցի որևէ, օրինակ՝ C, շերտում առաջացել է քափուրբանի կուտակում այնքան մեծ չափերով, որ առաջացած սկավառակի հանդիպակաց նզրերի A և B հանգույցներում գտնվող աստվածների ձգողության ենտևանքով այդ նզրերը միակցվում են (միակցման

անդը կնշենք պարով՝ ↓): Արյունքում հանված C հարթության տեղում ատոմական հարթությունների կանոնավոր հաջորդականությունը դառնում է խախտված՝ ...ABCABCAB⁺ABCABC...: Այսպիսի խախտությունը կոչվում է դարաման արաւ: Երկու չափումներով այն ունի մակրոսկոպական չափեր, իսկ արևակի հարթության նորմայի ուղղությամբ կանոնավոր դասավորմանը համայստավախանող հարթությունները սկսվում են ենց հաջորդ ատոմական հարթությունից: Այսպիսով, դարաման արաւոր ցանցի երկշափ արաւան: Նույն ախափ արաւանների օրինակներ են նաև միջիամակային սահմանները բազմաբյուրեղներում, դոմենային սահմանները մեզնետակելկարիկներում և ֆլուոմագնիսներում, նմուշի մակերևույթը:

Հյուրեղական կառուցվածքի լուաչափ (ծավալային) արաւանների թվին են պատկանում այլ բյուրեղական կառուցվածքները ներխառնուկները (երկրորդ ֆազի անջատում), ամորֆ ներխառնուկները, նմուշի լուծության խախտությունները (ճաքեր, ծակութիններ):

§2. Կետային արաւուներ

Նետային արաւունների ազենցությունը բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունների վրա պայմանավորված է ինչպես արաւունների տեսակով, այնպես էլ նրանց կոնցենտրացիայով:

Դիտարկենք N միատեսակ ատոմներից կազմված բյուրեղ և որոշենք նրանում n բափուրների թիվը թերմոդինամիկական եավասարակշռության վիճակում: Եթե բյուրեղը գտնվում է հաստատուն P ճնշման տակ, ինչը, որպես կանոն, համապատասխանում է փորձում իրականացվող պայմաններին, ապա հարմար է որպես անկախ թերմոդինամիկական պարամետրեր ընտրել P , T , N մեծությունները և օգտվել թերմոդինամիկական կամ Գիբսի $G(P, T, N; n)$ պոտենցիալի՝ հավասարակշռության վիճակում ըստ n փոփոխականի նվազագույնը լինելու պայմանից՝

$$\left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_{P,T,N} = 0 : \quad (2.1)$$

Գիբսի սյուտենցիալը որոշվում է

$$G(P,T,N,n) = U - TS + PV \equiv F + PV \quad (2.2)$$

արտահայտությամբ, որտեղ U -ն համակարգի ներքին էներգիան է, F -ը՝ ազատ էներգիան, S -ը՝ նախավայրական և V -ն՝ ծավալը:

Պարզենք G ֆունկցիայի կախումը բավորբներից թվից: N ատոմներից և n բավորբներից բաղկացած բյուրեղը հարմար է ներկայացնել որպես $N+n$ ատոմներից կազմված իդեալական բյուրեղ, որից n ատոմ հեռացված է: Այս դեպքում, առաջին մուտավորությամբ, կարելի է ծավալի n -ից ունեցած կախումը ներկայացնել

$$V(n) \approx (N+n)v_0 \quad (2.3)$$

բանաձևով, որտեղ v_0 -ն իդեալական բյուրեղում մեկ ատոմին բաժին բնկնող ծավալն է: Քանի որ $n \ll N$ (եթե $n \leq N$, բյուրեղի զաղավարքը կդառնար անիմաստ), ապա կարելի է բնդունել, որ $F_0(n)$ մնալունը կախված է միայն բավորբներից թվից, բայց ոչ նրանց փոխադարձ դիրքից:

Եթե էնտրոպիայի S արժեքին ավելացնենք նաև S_c անդամը, որը հաշվի է առնում n բավորբները $N+n$ հանգույցներում բաշխելու բոլոր հնարավոր ձևերով պայմանավորված «անկարգության» չափը՝

$$S_c = k_B \ln \frac{(N+n)!}{N!n!} , \quad (2.4)$$

ապա Գիբսի G պոտենցիալի համար կստանանք՝

$$G(P,T,N,n) = F_0(n) - k_B T \ln \frac{(N+n)!}{N!n!} + P(N+n)v_0 : \quad (2.5)$$

N և n բվերը մակրակոպական են, ուստի կարելի է ֆակտորիալով անդամները ձևավոխել, օգտվելով Ստիլինզի բանաձևից՝

$$\ln M! \approx M \ln M - M , \quad M \gg 1 : \quad (2.6)$$

(2.5), (2.6) արտահայտություններից և (2.1) պայմանից կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial F_0}{\partial n} \right)_{P,T,N} + Pv_0 - k_B T \ln \left(1 + \frac{N}{n} \right) = 0 : \quad (2.7)$$

Նկատի ունենալով $n \ll N$ պայմանը, կարելի է գրել, որ

$$\left(\frac{\partial F_0}{\partial n} \right)_{P,T,N} \approx \left(\frac{\partial F_0}{\partial n} \right)_{P,T,N,n=0} = \varepsilon , \quad (2.8)$$

որաւող ε մեծությունը կախված չէ բափուրքների քվից:

Այսպիսով, (2.7) պայմանի համաձայն, $G = G_{\min}$, եթե

$$n = N \exp\left(-\frac{\varepsilon + Pv_0}{k_B T}\right): \quad (2.9)$$

Պարզենք ε բնութագրական լներգիայի իմաստը:

F_0 ավաա էներգիան n բափուրք պարունակող ցանցի U_0 հավասարակշռական պոտենցիալ էներգիայի (Մաս I, III) և ատոմների ջերմային տատանումների F_T ազատ էներգիայի գումարն է՝

$$F_0(P, T, N; n) = U_0 + F_T: \quad (2.10)$$

Որպես կանոն, F_T գումարելին շատ փոքր է U_n -ից, ոսակ զրոյական մոտավորությամբ (2.8) բանաձևից կատանամք՝

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{\partial U_0}{\partial n} \right)_{P, N, n=0}, \quad (2.11)$$

որը կախված չէ ջերմաստիճանից: ε_0 -ն այն էներգիան է, որն անհրաժեշտ է հանգույցից ատոմի հեռացման եամար: Կարելի է ընդունել որ ε_0 -ն մեկ ատոմին բաժին ընկնող կապի էներգիայի (1 էՎ) կարգի մեծություն է: (2.9) բանաձևում Pv_0 գումարելին մքնուրտայինին մոտ ճնշումների դեպքում ($P_0 \approx 10^5$ Պա) հավասար է մոտ 10^{-5} էՎ-ի, որը կարելի է անաւել ։ ε_0 -ի նկատմամբ:

Այսպիսով, թերմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակում բափուրքների քիվը՝

$$n = N \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{k_B T}\right): \quad (2.12)$$

Եթե N -ը ցանցի հանգույցների (ատոմների) քիվն է լամ³-ում, ապա (2.12) բանաձևը աալիս է բափուրքների կոնցենտրացիան:

Համաձայն (2.12) բանաձևի, $T \neq 0$ կ ջերմաստիճանում հավասարակշռական վիճակում $n \neq 0$, այսինքն՝ բնության մեջ առանց արաաների բյուրեղներ գոյություն ունենալ չեն կարող: Սենյակային ջերմասահճաններամ, $\varepsilon_0 \sim 1$ էՎ բնութագրական արժեքների համար $n/N \approx \exp(-40) \approx 10^{-17}$, և

բափուրբների միջև հետափոխությունը՝ $r_0 \sim 10^6$ $a \sim 10^{-2}$ սմ: Սակայն հալման ($T_m \sim 1000K$) չերմաստիճանի մոտակայքում η/N հարաբերությունը կարող է ընդունել 10^{-4} կարգի արժեքներ, իսկ $r_0 \sim 10a \sim 10^{-7}$ սմ:

(2.10) բանաձևում F_T անդամի հաշվառումը բերում է (2.8) առնչությամբ որոշվող ε Լ. Արդիայի որոշ փոքրացման, բանի որ $(\partial F_T / \partial n)_0 < 0$, ինչը հետեւանք է բափուրբների առկայության պայմաններում տատանողական որոշ մոդերի հաճախությունների փոքրացման: Արդյունքում n -ի արժեքները որոշ շափով մնեանում են:

Խւափուրբների բվի (2.12) արատահայտությունը կարելի է ընդհանրացնել տարրեր տեսակի բափուրբների և տարրեր տեսակի միջիանգուցային աստմների համար:

Եթե բյուրեղում կա j տեսակի n_j կետային արատ և $n_j << N_j$, որտեղ N_j -ն այն հանգույցների (կամ միջիանգուցային դիրքերի) թիվն է, որտեղ կարող է զանգել j տեսակի արատը, ասկա, նորից անտեսելով Pn_0 անդամը, կարող ենք գրել՝

$$n_j = N_j \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{k_B T}\right), \quad \varepsilon_j = \left(\frac{\partial F_0}{\partial n_j}\right)_{n_j=0} \quad (2.13)$$

Որպես կանոն, $\varepsilon_j >> k_B T$, և եթե ε_j -ի երկու ամենափոքր արժեքների միջև տարրերությունը նույնպես զգալիութեն մեծ է $k_B T$ -ից, ասկա արատների ճնշող մասը կունենա ամենափոքր ε_j -ն և $n_j >> n_i$ ($j \neq i$):

(2.13) բանաձևն իրավացի է այն դեպքում, երբ որևէ տեսակի արատների թիվը կախված չէ այլ արատների ներկայությունից, այսինքն՝ բոլոր n_j փոփոխականներն իրարից անկախ են: Սակայն եթե n_j մեծությունների միջև կամ որոշակի կապեր, ապա խնդիրը պետք է նորից լուծել, հաշվի առնելով այդ կապերը: Օրինակ՝ իրավային բյուրեղում չեն կարող գոյություն ունենալ միայն դրականի իրաների ենթացանցիք թափուրբներ, քանի որ հավելարդային բացասական լիցքերի կուլոնյան վտխագղեցության էներգիան կը նդունի մեծ արժեքներ: Այդ հավելուրդային լիցքը պետք է համակառվի

կամ միջիանգուցային դրսկւան խոնճերով, կամ բացասակւան խոնճերի տեղերում թափուրքներով, կամ ել այս արատների որևէ համակցությամբ: Հետևաբար՝ G սլունեցիուսի մինիմումը պետք է գտնել համակարգի էլեկտրաչեզրության

$$\sum_{j=+-} q_j n_j = 0 \quad (2.14)$$

լրացուցիչ պայմանի դեպքում, որտեղ q_j -ն j տեսակի արատի լիցքն է ($q_j = +e$ բացասական խոնի տեղում գտնվող թափուրքի և $q_j = -e$ դրական խոնի տեղում գտնվող թափուրքի կամ միջիանգուցային խոնի համար):

Կազմելով

$$G' = G + \lambda \sum_j q_j n_j \quad (2.15)$$

ֆունկցիան, որտեղ λ -ն լազրանմի անորոշ գործակիցն է, և զտնելով նրա մինիմումը, (2.13) տոմչության վիճակին կստանանք՝

$$n_j = N_j \exp\left(-\frac{\varepsilon_j + \lambda q_j}{k_B T}\right): \quad (2.16)$$

(2.16) արտահայտությունը պեսօք է բավարարի (2.14) լրացուցիչ պայմանին, որտեղից և որոշվում է λ գործակիցը: Ամենափոքր էներգիաներով, $+e$ – նշաններով արատների համար (2.16) բանաձևից կստանանք՝

$$n_+ = N_+ \exp\left(-\frac{\varepsilon_+ + \lambda e}{k_B T}\right), \quad (2.17)$$

$$n_- = N_- \exp\left(-\frac{\varepsilon_- - \lambda e}{k_B T}\right), \quad (2.18)$$

որտեղ $\varepsilon_\pm = \min(\varepsilon_j)$, $q_j = \pm e$: Քանի որ մնացած այլ տեսակի արատների համար $\varepsilon_j > \varepsilon_+$, ապա

$$\begin{aligned} n_j &<< n_+, \quad q_j = +e, \\ n_j &<< n_-, \quad q_j = -e, \end{aligned} \quad (2.19)$$

ուստի էլեկտրաչեզրության (2.14) պայմանից հետևում է

$$n_+ = n_- \quad (2.20)$$

հավասարությունը: (2.17), (2.18) և (2.20) առնչությունների համաձայն՝

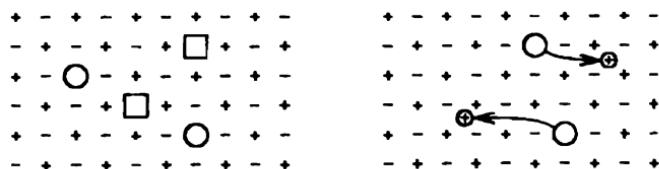
$$n_+ n_- = N_+ N_- \exp\left(-\frac{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}{k_B T}\right) = n_+^2 \quad (2.21)$$

և

$$n_+ = n_- = (N_+ N_-)^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}{2k_B T}\right); \quad (2.22)$$

(2.17) և (2.18) արտահայտությունները բխում են, որ էլեկտրաչեղորդության պայմանը բնորում է մի նշանի արատների քվի մեծացման և հակառակ նշանի արատների քվի փորբացման՝ ի հաշիվ $\pm \lambda \cdot e$ լրացուցիչ զումարելիների: Արդյունարար քիվը եավասար է, արատների այն քվերի միջին երկրաչափականին, որտեղ զոյլուրյուն կունենային լրացուցիչ պայմանի բացակայության ($\lambda = 0$) դեպքում:

Ինուային բյուրեղներում կեկտրաչեղորդության պայմանը կարելի է ապահովել տարբեր եղանակներով: Օրինակ՝ կարող են իրար հավասար լինել դրական և բացասական խոնների քավուրբները (Շուկիի արատներ, նկ. XI.5, ա), ինչպես նաև միջիանգուցային խոնները և նրանց քավուրբները (Ֆրենկելի արատներ, նկ. XI.5, բ): Այսպիսի հճարավորությունը եիմնականում իրականանում է ալկալի-հալոֆիլային բյուրեղներում, իսկ երկրորդը՝ արծարի հալզենինիներում:



w

p

Նկ. XI.5

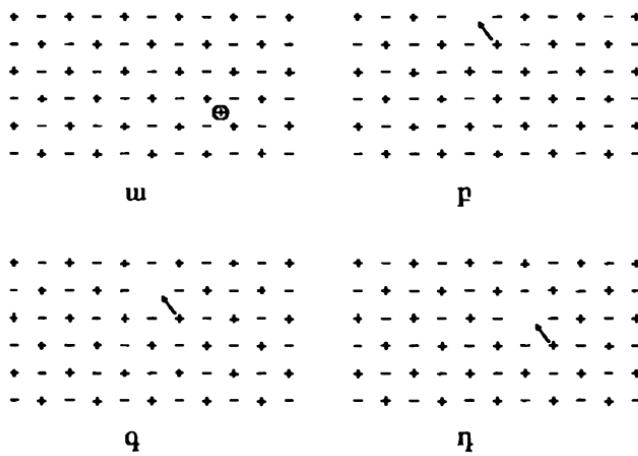
Հնարավոր է մեկ տարբերակ ևս, եթե առկա են միջիանգուցային դրական և բացասական խոններ՝ հավասար քանակություններով: Սակայն այս տարբերակն ամենայն հավանականուրյամբ չի իրազործվում, քանի որ միջիանգուցային խոնի առաջացումը կապված է ավելի մեծ էներգիա ծախսելու հետ, քան պահանջվում է հանգույցում քավուրը ստեղծելու համար:

Կետային արատները, եասոկապես՝ քափուրբները, գգալիորեն ավդում են խոնային բյուրելի էլեկտրական հասկուրյունների վրա:

Խոնային բյուրեղներն օժաված են խոնային հաղորդականությամբ՝ նրանցում եռանարք պայմանավորված է դրական և բացասական խոնների ուղղորդված շարժումով: Տեսակարար դիմադրությունն ունի ուժեղ տրտահայտված ջերմասահճանային կախում և փոփոխվում $I = 10^2 \div 10^8 \Omega\text{-մ}$ ակիրույրում: Խոնային բյուրելի էլեկտրահաղորդականությամ՝ ջերմասահճանը բարձրացնելիս դիավող կտրուկ աճն անմիջականորեն պայմանավորված է բափուրբների թվի (2.13) բանաձևից հետևող աճով: Բանն այն է, որ խոնների հոսքմրացր բյուրեղով լավաս հեշտանում է բափուրբների առկայության պայմաններում, բանի որ բափուրբը բյուրեղում աւեղափոխելու համար պահանջվում է գգալի թիվ Լեռզիա, քան խփա դարսված սատուրական շերտերի միջով իրոնի տևողափոխման աշխատանքն է (նկ. XI.6, ա-η):

Փորձնականորեն ապացուցված է, որ ոչ շատ բարձր ջերմասահճաններում ալկալի-հալոդային և արծարի հալոգենիդի խոնային բյուրեղների հաղորդականությունը ուժը համեմատական է երկարժեք խաւուրդի (օրինակ՝ **Ca**, **Cd**, **Ba**, **Sr**) կոնցենտրացիային:

Այս երեսոյի պատճենում այն է, որ էլեկտրաչեզորուրյան պայմանի շնորհիվ, օրինակ՝ Na^+ խոնին տևողակալած Ca^{++} խոնն ապաևովում է ևս մեկ Na^+ խոնի տեղում բափուրքի առաջացումը, այսինքն՝ երկու Na^+ խոնի փո-



Նկ. XI.6

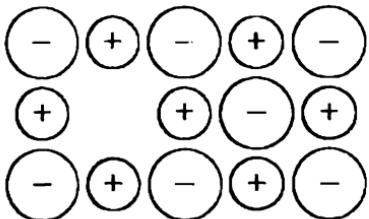
Խասրեն գանցում ներդրվում է մեկ **Ca⁺⁺** իոն: Այս մասին և վկայում այն վկասութ, որ խառնուրդները պարունակող բյուրեղի խառնուրդն ավելի փոքր է, քան մարուր բյուրեղինք: Երբեք **Ca⁺⁺** իոնի զանգվածը (40 գ.ա.մ.) ավելի փոքր է, քան կրկու **Na⁺** իոնների գումարային զանգվածը (2·23 գ.ա.մ.):

Խռագութեալ տակայաբարյունը խոնային բյուրեղներում ցայտոն ձևով դրսորդում և հատկապես նմուշների օպակիական բնուրագրերում:

Հայանի և, որ այլալիք-հալոֆիլային բյուրեղները բավանցիկ են սպեկտրի տեսանելի ճառում: Բյուրեղի գունավորումը, ի թիվս այլ պատճառների, պայմանավորված և նաև նրանում մետաղի խոնի լրացուցիչ քանակի ներդրումով. ինչը կարելի է իրականացնել, բյուրեղը տարացնելով ալիալիական մետաղի գոլորշիներում և ապա այն արագ սառեցնելով: Նաև իրիտացի գոլորշիներում տարացված **NaCl**-ը դեղնաւում է, իսկ կալիումի գոլորշիներում տարացված **KCl** -ը՝ կարմրում: Բյուրեղների գունավորումը պայմանավորված է նրանցում նոր սիլիկի կատալին արատների, այսպես կոչված գունավորման կենարոնների առաջացումով:

Պարզագոյն գունավորման կենարոնը **F**-կենարոնն է: Սովորաբար այն սակեդում են ալիալիական մետաղի գոլորշիներում բյուրեղը տարացնելով կամ այն ռենտգենյան ճառագայքներով ճառագայքահարելով: **F**-կենարոնը բաղկացած է կեկտրոնից և նրան պահող անխոնային բավուրքից:

Իռունային բյուրեղի մեջ ալիալիական մետաղի գոլորշիներում բյուրեղը տարացնելով կամ այն ռենտգենյան ճառագայքներում ճառագայքահարելով: Ալիալիական մետաղի արժեքական կեկտրոնը կապված չէ ասումի հետ և շարժվում է բյուրեղում, ի վերջո բոնվելով անխոնային բավուրքի կողմից և սակեդելով կապված վիճակ: **F**-կենարոնի մոդելի օգտին ևն խոսում ենաւելա փորձարարական փաստներ:



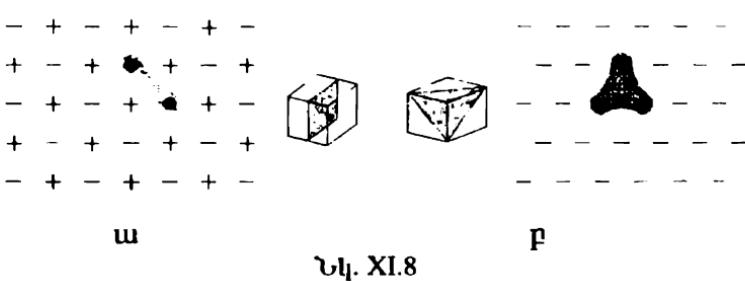
Նկ. XI.7

ա) **F**-կենարոններով սպայմանավորված կլանման շերտերը բնուրագրական են տվյալ բյուրեղի համար և կալիպած չեն **F**-կենարոններ սակեդելու համար օգտագործված ալիալիական մետաղի տեսակից: Օրինակ՝ **KCl**-ի **F**-շերտը նույն է և **Na**-ի, և **K**-ի գոլորշիներում այն տարացնելու:

Հետևաբար՝ ալկալիական մեսուայի հիմնական դերը բացասական խոնի տեղում բափուրը սաւողձելն է, ինչը բերում է դրան կապված կենկարութիւն հայտնվելուն և որի լներգիական մակարդակներով էլ հենց որոշվում է կլանճան սպեկտրը:

բ) Քիմիական վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ ալկալիական մետաղի զոլորշիներում տաքացված բյուրեղի 1սմ³-ում պարունակվում է $10^{16} \div 10^{19}$ կարգի լրացուցիչ, այսինքն՝ ստեխիտմետրիայով պահանջվող քանակից ավելի առողմ, ինչը համապատասխանում է F-շերտի լրիվ օպափ-կական կլասնման չափումներից ստացվող արդյունքին:

զ) Գունավորված բյուրեղի խտությունը սովորաբար ավելի փոքր է, քան չգունավորված (մաքոր) բյուրեղինը:

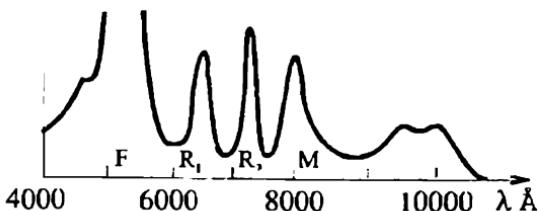


Ակ. XI.8

Բյուրենի գունավորամբ կարող է պայմանավորված լինել նաև գունավորման այլ կենտրոններով: Օրինակ՝ Մ-կենտրոնը բաղկացած է (100) հարթության մեջ զտնվող երկու հարկան անիոնային քափուրբներից և նրանց կապված երկու էլեկտրոններից (նկ. XI.8, ա), իսկ Ռ-կենտրոնը՝ բացասական իոնների ենթացանցի (111) հարթության մեջ զտնվող երեք անիոնային քափուրբներից և երեք էլեկտրոններից (նկ. XI.8, բ):

Նկ. XI.9-ում պատկերված է. KCl -ի α կլանման գործակցի՝ վործում ստացված կախումն ընկնող լույսի ալիքի երկարությունից: Կլանման սպեկտրում դիտվող ռեզոնանսները պայմանավորված են F -կենսութանների տարրեր համակցություններով:

Ինչպես ենտևում է նկ. XI.9-ից, օպտիկական կլանման ռեզոնանսներն արտահայտված են նվազ կարուկ, քան մեկուացված ատոմների կլանման



Նկ. XI.9

սպեկտրում դիտվող ռեզոնանսները: Դրա պատճառն այն է, որ սպեկտրային գծի լայնությունը հակադարձ համեմատական է գրգռված վիճակի կյանքի տևողությանը: Մուկուսացված ասամները կարող են վերադառնալ հիմնական վիճակին միայն համեմատաբար դանդաղ պրոցեսի՝ ֆուտունի առարման արդյունքում: Պինդ մարմնում զանվոր «ասումք» (գունավորման F-, M-, կամ R-կենտրոնը) ուժեղ վոխազգրում է շրջալպասի հետ և կարող է արագ կորցնել իր լներգիան:

§3. Դիսլոկացիաներ

Պինդ մարմինը որպես իդեալական բյուրեղ դիտարկող մոդելի անհամապատասխանությունը փորձին դրսւորվեց հասկապես պլաստիկ, այսինքն՝ մնացորդային և ոչ դարձելի դեֆորմացիա առաջացնելու համար պահանջվող լարման մեծությունը տևականորեն գնահատելիս:

Որոշենք պլաստիկ դեֆորմացիա առաջացնող սահմանային լարման արժեքը իդեալական բյուրեղի համար: Վերջինս կարելի է ներկայացնել որպես իրար զուգահեռ և d հեռավորության վրա զանվոր հարթությունների ընտանիք (նկ. XI.10, ա):

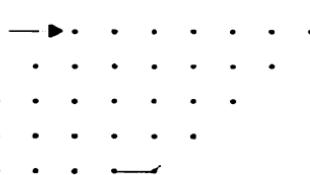
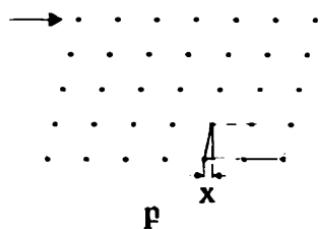
Դիտարկենք բյուրեղի սաხքի դեֆորմացիան, եթե յուրաքանչյուր աառմական հարթություն ինքն իրեն զուգահեռ, տրված ուղղությամբ տեղափոխվում է իր հարեւան ստորին հարթության նկամամբ x չափով (նկ. XI.10, բ): Փոքր (առածզական) դեֆորմացիաների համար պահանջվող σ լարումը որոշվում է հուկի օրենքից՝

$$\sigma = G \frac{x}{d}, \quad x \ll d, \quad (3.1)$$

որտեղ G -ն բյուրեղի սահքի մողովն է արված ուղղությամբ: Սեծ՝ $|x| \leq d$ շեղումների համար Հուկի (3.1) օրենքը տեսի չունի: Սահմանային դեպքամ, եթե x շեղումը հավասարվում է սահքի ուղղությամբ ցանցի հաստատունին՝ $x = a$, բյուրեղի տեղաշարժված և չտեղաշարժված մասերի ներքին փոխադարձությունները նույնական են (նկ. XI.10, գ): Այսինքն՝ $x = 0$ և

$$\begin{array}{ccccccc} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & a \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & a & d \end{array}$$

առ



գ

Նկ. XI.10

$x = a$ դեպքացիաների համար $\sigma = 0$: Առաջին մոտավորությամբ, $\sigma(x)$ ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել

$$\sigma(x) = \frac{G\alpha}{2\pi d} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{a} x\right) \quad (3.2)$$

տեսքով, որտեղից փոքր՝ $x \ll d$ դեպքացիաների դեպքում ստացվում է Հուկի (3.1) օրենքը: Ըստ (3.2) արտահայտության, սահմանային՝ «չարդող» լարմանը համապատասխանում է $x_c = a/4$ չափով շեղմանը և արվում է:

$$\sigma_c = \frac{G\alpha}{2\pi d} \quad (3.3)$$

առնչությամբ: Նկատի տնենալով, որ $a \sim d$, սահմանային σ_c լարման համար ստանում ենք

$$\sigma_c \approx \frac{G}{6} \quad (3.4)$$

արժեքը: Ավելի ճշգրիտ հաշվարկների համաձայն՝ $\sigma_c \approx G/30$:

Այսուակ XI.1-ում բերված են մի

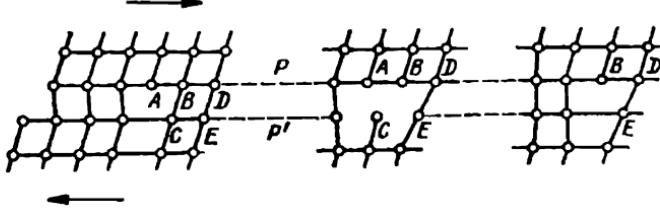
քանի պինդ մարմինների սաხքի մոդուլ՝ փորձում դիտվող սահմանային σ_c^{ex} լարման արժեքները, ինչպես նաև սահմանային լարման տեսական և փոքրարարական արժեքների հարաբերությունը:

Նյութ	$G \cdot 10^{10}$ Թլա	$\sigma_c^{\text{ex}}, 10^5$ Թլա	$\sigma_c/\sigma_c^{\text{ex}}$
Անագ (միարյուրեղ)	1.9	13	500
Արծար (միարյուրեղ)	2.8	6	1500
Այումին (միարյուրեղ)	2.5	4	2000
Այումին (բազմարյուրեղ)	2.5	260	30
Երկար (բազմարյուրեղ)	7.7	1500	~8

Աղյուսակում բերված տվյալներից հետևում է, որ սահմանային լարման փորձարարական արժեքը $10^2 \div 10^3$ անգամ փոքր է σ_c -ի տեսական արժեքից, ինչը նշում է, որ բյուրեղի վերը դիտարկված սահիք մեխանիզմը չի համապատասխանում իրականությանը:

Փորձի և տեսության միջև սարածայնությունը հիմք ծառայեց ենթադրելու, որ իրական բյուրեղներում գոյություն ունեն դիսլոկացիաներ (Գ. Թեյլոր, Է. Օրովան, Մ. Պոլյանի, 1934թ.):

Նկ. XI.11-ից տեսինայտ է, որ A դիսլոկացիան առաձգականորեն դեֆորմացված միջավայրում տեղաշարժվելու համար պարտադիր չէ P և P' ատոմական հարթությունների միջև բոլոր կապերի խզումը: Բավական է միայն խզել BC կապը և վերականգնել AC կապը (նույն գործողությունը կատարվում է նկարի հարթությանը գույզահետո բոլոր ատոմական հարթություններում): Դիսլոկացիայի զծի շուրջ մեծ լարումների առկայության պայմաններում այդպիսի խզման համար անհրաժեշտ են σ_c -ից մի քանի կարգով փոքր լարումներ: Հաջորդ փուլում խզվում են DE և հաջորդ կապերը, մինչև որ սահեր հասնում է բյուրեղի եզրին: Բյուրեղից դուրս եկած դիսլոկացիան բյուրեղի մակերևույթին սաեղծում է մեկ ատոմի բարձրությամբ



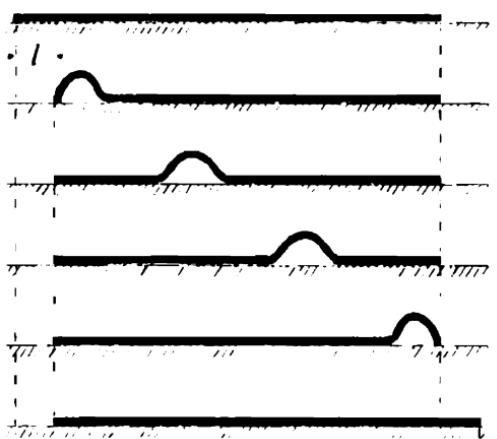
Նկ. XI.11

ասալիճան: Եթե այդ նույն Խարբությամբ անցնեն շատ դիսլոկացիաներ, և առաջացած ասակիճանի բարձրությունը կմնան և այն հնարավոր կլինի դիտել գինված աչքով: Այսպիսով, դիսլոկացիաների շարժման արդյունքում բյուրեղի մի մասը ոչ դարձելի ձևով սահում է մյուս մասի վրայով, այսինքն՝ դիսլոկացիաների շարժումը հենց բյուրեղի սրացակի դեֆորմացիան է:

Դիսլոկացիաների սևության մեջ սահմանային (չսրբող) լարման համար ստացված է հետևյալ արտահայտությունը (Ռ. Պայերս):

$$\sigma_c^0 = \frac{2G}{1-\nu} \exp\left[-\frac{2\pi d}{a(1-\nu)}\right], \quad (3.5)$$

որտեղ ν -ն Պուասոնի գործակիցն է, $(0 < \nu \leq 0.5)$: Բյուրեղների մեծ մասի համար $\nu \approx 0.3$, ուստի (3.5) բանաձեկը $d \approx a$ դեպքում կստանանք $\sigma_c^0 \approx 3 \cdot 10^{-4} G \sim 10^{-7} \sigma_c$, ինչը համապատասխանում է փորձին:

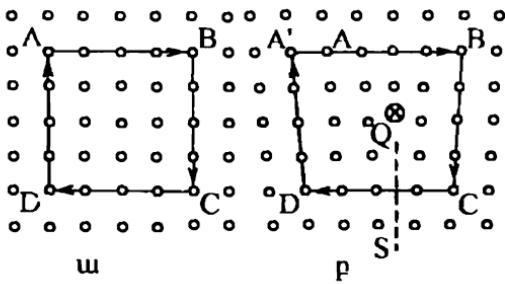


Նկ. XI.12

Մակրի դիսլոկացիոն մեխանիզմի օրինակ կարող է ծառայել հատակին վուված գորգի շարժումը: Այն ամրողացրյամբ որոշակի / չափով սեղաշարժելու համար պահանջվում է զգայի ջանքերի գործադրում, սակայն գորգը նույն չափով կարելի է հեշտությամբ սեղաշարժել, եթե նրա լայնությամբ սանդենք ծալք և տեղաշարժենք այդ ծալքը (Նկ. XI.12):

Այժմ տաճք դիսլոկացիայի հստակ սահմանումը:

Դիսլոկացիաներ ատոմական հարբության մի մաս և նրանում կատուցենք փակ կոնտուր (Բյուրգերի կոնտուր), որն անցնում է ցանցի հանգույցներով, ժամացույցի սլաքի պատման ուղղությամբ: ‘Դիցուք’ կոնտուրը սկսվում է A կետից և անցնելով B, C և D կետերով, վակվում է A կետում (Նկ. XI.13, a): Կրկնենք նույն կոնտուրի կառուցումը հարբության այն

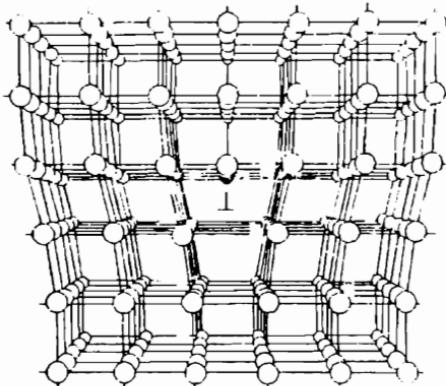


Նկ. XI.13

մասում, որը հասում է բնդեասվող ատոմային կիսահարբուրյան նզրը և այնպես, որ կոնաուրն ընդգրկի այդ եզրը: Եթե կոնաուրի սկիզբն ընալիքն Ա կիսաում և նույն քվով բայց երսվ, ինչպես (ա) դևալքում, հաշորդաբար անցնեմք B, C և D կիսաւրը, կիսամեջն Ա՝ հանգույցին, որը չի համընկնում Ա հանգույցի հետ (նկ. XI.13, թ): Այսինքն՝ Բյուրգերսի կոնաուրն ունի անկապություն՝ ԱԱ հասկածը: Բյուրենի առածզական դեֆորմացիայի հետևանքով դիսլոկացիայի շրջակայրում քայլի (երկու հանգույցների միջև) երկարությունը հավասար չէ չդեֆորմացված ցանցում քայլի երկարությանը, ուստի ԱԱ ≠ α-ին՝ ցանցի հասաասունին: Այն կիսավասարվի α -ին, եթե «հանվի» ցանցի առածզական դեֆորմացիան, օրինակ՝ բյուրենը QS հարբուրյամբ հասանելի և բողնություն, որ այն զա հավասարակշռական վիճակի: b վեկտորը, որը Բյուրգերսի կոնաուրի վերջնական Ա կետը միացնում է ալգրենական Ա կետի հետ, կոչվում է Բյուրգերսի վեկտոր: Այն դիսլոկացիայի՝ զային արատի քանակական բնութագիրն է:

Այսպիսով, դիսլոկացիան բյուրենի զային արատ է, որի համար Բյուրգերսի կոնաուրն ունի զրոյից տարբեր անկապություն: Բյուրգերսի b վեկտորի նշանը կախված է Բյուրգերսի կոնաուրի շրջանցման ուղղությունից, իսկ վերջինս որոշվում է դիսլոկացիոն զծին տարված $/$ շոշափողով: Հետևաբար՝ դիսլոկացիան բնութագրվում է b և $/$ վեկտորներով: b և $/$ վեկտորներով ամենող հարբությունը կոչվում է դիսլոկացիայի սահրի հարբություն: Բյուրգերսի կոնաուրի կառուցման կանոնից հետևում է, որ Բյուրգերսի վեկտորի մոդուլը հավասար է միջատոմական հետավորություններից ոքում մեկին, որպես կանոն՝ ամենափոքրին:

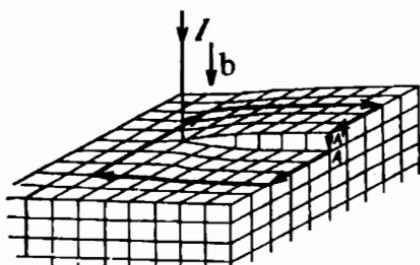
Լրացուցիչ ասոմական հարթության եզրը շրջապատող և $2 \div 3$ ատոմական տրամագծի կարգի չափերով ախրույթը, որտեղ տվյալ տառոմի ամենամոտ հարեւանների թիվը (կոօրդինացիոն թիվ՝ z) միարժմեքորեւն չի որոշվում, կոչվում է դիմուկացիայի միջուկ: Եյուրեղի մնացած մասը, որը պարունակում է իդեալական կառուցվածքի չնշին ադավադումներ, կոչվում է առաձգական տիրույթ (ընդունված է նաև «զավ բյուրեղ» անվանումը):



Նկ. XI.14

աարքեր կողմերի երկու հարեւան հարթությունները ճշտորեն համբռնեցնենք իրար, ապա աստօնների՝ իդեալական բյուրեղին բնորոշ դասավորությունը կմնա անփոխիս ամենուրեք, բացի չենուացված կիսահարթության եզր հանդիսացող ուղղող գծի անմիջական շրջակայթից:

Եթե b և l վեկտորներն իրար գուգակն են, ապա դիմուկացիան կոչվում է պատուտակային: Ատոմների դասավորությունը պատուտակային դիմուկացիայի շուրջ և երա Բյուրգերսի կոնտորը պատկերված են նկ. XI.15-ում: Բյուրգերսի կոնտորը շրջանցելով պատուտակային դիմուկացիան, Ա վկրնական կետից զայխ ենք և Վերջնական կետը, որը մեկ միջիարթությունային

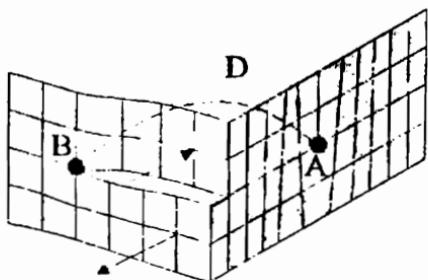


Նկ. XI.15

հենավիդուաքյամբ վեր և Ա կետից: Կատարելով ևս մեկ պատույա նույն ուղղությամբ, վեր կրաքճրանանք մեկ հարթությամբ ևս: Այսինքն՝ պատուակային դիսլոկացիա պարունակող բյուրեղը կարելի է ներկայացնել որպես մեկ ատոմակայան հարթություն, որն ունի պատուասանողութիւն տևաք:

Դիսլոկացիան բնուրագրող b և $/$ վեկտորները կարող են իրար նկատմամբ կողմնորոշված լինել կամայական ձևով՝ կազմել սուր կամ բուր անլեյուն: Այդ դեպքում դիսլոկացիան կոչվում է խառը ափավի: Նկ. XI.16-ում պատկերված դիսլոկացիան Ա կետում ունի ևզրային, իսկ Բ կետում՝ պտտուակային բնույթ:

Դիսլոկացիայի շուրջ բյուրեղական ցանցն աղավաղված է, սակայն դիսլոկացիայի միջուկից դուրս շեղումները փոքրանում են այնքան, որ դրանք կարելի է որոշել առածզականության զծային անսուրյան շրջանակներում:



Նկ. XI.16

Անվերջ, իզոտրոպ միջավայրում դիսլոկացիայի սաևդած առածզական դաշտի շեղման վեկտորի և լարումների անվորի բաղադրիչների համար ստացված են վերլուծական արտահայտություններ: Դրանք պարզ տեսք ունեն հատկապես ամենազ նրկար պտտուակային դիսլոկացիայի համար: Եթե կորդինատական z առանցքը ուղղված է վեկտորի ուղղությամբ, ապա շեղման վեկտորի բաղադրիչները կարելի է ներկայացնել

$$u_x = u_y = 0, \quad u_z = \frac{b\theta}{2\pi} = \frac{b}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{y}{x} \quad (3.6)$$

բանածներով, որտեղ θ -ն ազիմուտային անկյունն է, x -ը և y -ը կետի կոօրդինատները են XOY հարթության մեջ: (3.6) բանածներից և Հուկի օրենքից կստանանք լարման տեսզօրի բաղադրիչների արտահայտությունները՝

$$\sigma_{xz} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2}, \quad \sigma_{yz} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2}, \quad (3.7)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{xy} = 0:$$

Եզրային դիսլոկացիայի առածզական դաշտի շեղման վեկտորի բաղադրիչները արվում են

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{b}{2\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{y}{x} + \frac{xy}{2(1-\nu)(x^2+y^2)} \right], \\ u_y &= -\frac{b}{2\pi} \left[\frac{1-2\nu}{4(1-\nu)} \ln(x^2+y^2) + \frac{x^2-y^2}{4(1-\nu)(x^2+y^2)} \right]. \\ u_z &= 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

իսկ լարման տևնգորի բաղադրիչները՝

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -D \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2}, \quad \sigma_{yy} = D \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}, \quad \sigma_{zz} = -2D\nu \frac{y}{x^2+y^2}, \\ \sigma_{xy} &= D \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}, \quad \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0 \end{aligned} \quad (3.9)$$

արտահայտություններով, որտեղ

$$D = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} : \quad (3.10)$$

Համաձայն (3.7) և (3.9) առնչությունների, σ_{ik} տևնգորի գրոյից տարբեր բաղադրիչները ինուավորությունից կախված նվազում են r^{-1} օրենքով:

$$|\sigma_{ik}| \sim \frac{D}{r} : \quad (3.11)$$

Այսպիսով, անգամ եթե դիսլոկացիաներ պարունակող մարմնի վրա արտաքին լարումները բազակայում են, նրանում միշտ առկա ևն ներքին լարումներ, որոնց առջյուրը դիսլոկացիաներն են: Ներքին լարումներն բար կարգի և գնահատել Անքաղը կամ $\sigma \sim D/R_0$, որտեղ R_0 -ն դիսլոկացիաների միջև միջին ինուավորությունն է:

Դիսլոկացիաների բանակական բնութագիր է ծառայում նյութի միավոր ծավալում դիսլոկացիաների գումարային երկարությունը կամ, որ նույնն է, միավոր մակերեսը հասող դիսլոկացիաների թիվը: Այդ մեծությունը կոչվում է դիսլոկացիաների խառնություն՝ ρ և չափվում է սմ^{-2} միավորներով: Հասկանալի է, որ $R_0 \sim \rho^{-1/2}$, ուստի $\sigma \sim D\rho^{1/2}$:

(3.6) (3.9) առնչությունների վերաբերյալ Խարլ Լ. Խատարել հետևյալ պարզաբանումը: Չնայած դրանք գրված են անվերջ և խոստոպ միջավայրի համար, այնուամենայնիվ այդ բանաձևերը բավարար ճշգրտյամբ կիրառվի են նաև բյուրեղների համար համարյա բոլոր, ֆիզիկական հետաքրքրություն ներկայացնող դեպքերում:

Դիմուլիագիա պարունակող միջավայրը ներփակված լարումների շնորհիվ օժանակած է առածգական լներգիայով, որն ընդունված է անվանել դիալոկացիայի լներգիա: Դա այն աշխատանքն է, որն անհրաժեշտ է առածգական միջավայրում մեկ դիալոկացիա սակագելու համար:

Հաշվեմք գծային դիալոկացիայի լներգիան:

Ըստքեզր պատկերենք որպես R շառավիղով և L երկարությամբ մի գրան և այն հատենք մինչև նրա առանցքը հասնող հարրությամբ, առացցնելով հասույց XOZ կոորդինատական հարրության մեջ (նկ. XI.17):

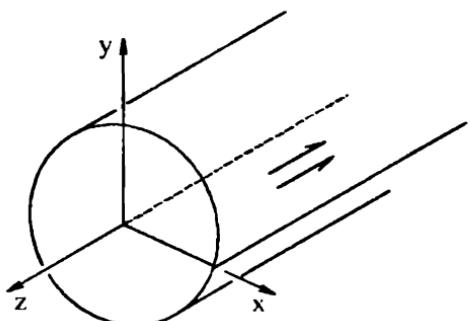
Պատուամակային դիալոկացիա սակագելու համար հասույթի կը կը կը իրար նկատմամբ շառանգրով անդաշարժելու համար պահանջվող E_z ուժը որոշվում է լարման անգորի $\sigma_{yz}(x,0)$ բաղադրիչով, խակ եղային դիալոկացիայի դիալում, եթե անդաշարժը կատարվում է x առանցքով, E_x ուժը որոշվում է $\sigma_{yx}(x,0)$ բաղադրիչով: Հետևաբար, XOZ հարրության մեջ $dS = Ldx$ մակերեսի վրա ազդող

$$\tilde{\sigma}_i(x,0)Ldx \quad (i = yx, yz)$$

ուժի կատարած աշխատանքը «Բյուրգերսի b' » վեկտորը 0-ից b փոփոխելու համար կիրառված է լինի հավասար

$$E_i = \int_0^R \int_0^{b'} \tilde{\sigma}_i(x,0;b')Ldxdb', \quad (3.12)$$

որտեղ r_0 -ն դիալոկացիայի միջուկի շառավիղն է: $\tilde{\sigma}_i(x,0;b')$ արտահայտու-



Նկ. XI.17

բյունները ստացվում են (3.7), (3.9) և (3.10) բանաձևերից $b \rightarrow b'$ փոխարինումով և վերցնելով $y = 0$:

$$i = yx \quad \tilde{\sigma}_{yx}(x, 0; b') = \frac{Gb'}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{x} \text{ (Եզրային դիալոկացիա),} \quad (3.13)$$

$$i = yz \quad \tilde{\sigma}_{yz}(x, 0; b') = \frac{Gb'}{2\pi} \cdot \frac{1}{x} \text{ (պառաւակային դիալոկացիա):} \quad (3.14)$$

(3.13) և (3.14) արտահայտությունները սևդադրելով (3.12) բանաձևում և կատարելով ինտեգրումները, կստանանք՝

$$E_{\perp} = \frac{LGb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0} \quad (3.15)$$

Եզրային դիալոկացիայի համար և

$$E_{\lambda} = \frac{LGb^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0} \quad (3.16)$$

պառաւակային դիալոկացիայի համար:

Խառոր տիպի դիալոկացիայի լներգիայի համար, նկատի ունենալով Բյուրգերի վեկտորի բաղադրիչների $b_{\perp} = b \sin \theta$ և $b_{\lambda} = b \cos \theta$ արտահայտությունները, (3.15) և (3.16) առնչությունների օգնությամբ կստանանք՝

$$E = E_{\perp}(b_{\perp}) + E_{\lambda}(b_{\lambda}) = \frac{LGb^2}{4\pi(1-\nu)} (1 - \nu \cos^2 \theta) \ln \frac{R}{r_0} : \quad (3.17)$$

Ինչպես հետևում է դիալոկացիայի միավոր երկարությանը բաժին բնկնող լներգիայի՝ $\varepsilon_{\perp} = E_{\perp}/L$ և $\varepsilon_{\lambda} = E_{\lambda}/L$ համար (3.15) և (3.16) արտահայտություններից, անվերջ մեծ բյուրելի դեպքում ($R \rightarrow \infty$) ε_{\perp} և ε_{λ} մեծությունները տարամիտում են, ինչպես լու R-ը: Երականում սովորական շափթառով բյուրեղը պարունակում է բազմաթիվ դիալոկացիաներ, որոնք, որպես կանոն, ունեն պատահական բաշխում: Արդյունքում դիալոկացիաների ստեղծած առածզական դաշտերը տեղ-տեղ իրար մարտում են, տեղ-տեղ՝ ուժեղացնում: Կարելի է ընդունել, որ այն R հեռավորությունը, որի վրա ավյալ դիալոկացիայի դաշտը համակշռված է հարեւան դիալոկացիաների դաշտերով, միջին միջդիալոկացիան $R_0 \sim \rho^{-1/2}$ հեռավորության կարգի է:

(3.15) և (3.16) արտահայտությունները արամիտում են նաև $r_0 \rightarrow 0$

սահմանում: Սակայն աստմներն ունեն վերջավոր չափեր, ուստի դիալոկացիայի միջակում միշտավայրը ոչ մի կերպ չի կարևի համարել անբնդիատ, ինտերաքտ՝ առածզականության տեսությունն այդ ախրույթում կիրառելի չէ: Բնական և ցանցի հաստատունի կարգի շառավղով այդ սիրույթը բացառել քննարկումից: Մյուս կողմից, միջուկից դուրս գտնվող տիրույթը, որտեղ և կենտրոնացած ևն առածզական դեֆորմացիաները, այնքան մեծ է, որ, որպես կանոն, կարևի է հաշվի չառնել միջուկով պայմանավորված երևոյթները:

Գնահատենք $I_0(R/r_0)$ արաադրիչը: Եթե լնդունենք, որ շիկամշակված բյուրեղներում, որպես կանոն, $\rho \sim 10^7 \text{ սմ}^{-3}$ կարգի մեծություն է, իսկ $r_0 \sim b \approx 2.5 \text{ Ա}$, ապա $R/r_0 \sim R_0/r_0 \sim \rho^{1/2} \cdot b^{-1} \approx 10^4$, և $I_0(R/r_0) \approx 10$: Բերված հաշվարկները հնարավորություն ևն տալիս գնահատակու դիալոկացիոն գծի ուղղությամբ մեկ միջատունական հեռավորությանը բաժին լինենող լներգիան, որը, օրինակ՝ սլոտավակային դիալոկացիայի համար ($a \approx b$) արվում է:

$$E_0 = \varepsilon_\lambda \cdot b = \frac{Gb^3}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0} \approx Gb^3 \quad (3.18)$$

բանաձևով և կոչվում է դիալոկացիայի գծային լներգիա կամ դիալոկացիայի գծային ճգման լներգիա: $G \sim 10^{10} \text{ Պա}$ և $b \approx 2.5 \text{ Ա}$ բնարազրական արժեքների համար E_0 -ն էլ-ի կարգի մեծություն է: Եզրային դիալոկացիայի դեպքում նույն E_0 բնուրագիրը, համաձայն (3.15) բանաձևի, (3.17) առնչությունից տարրեր-վում է $(1 - \nu)^{-1} \sim 1$ գործակցով, ուստի նույն կարգի մեծություն է:

Աղյուսակ XI.2-ում բերված ևն (3.18) բանաձևով E_0 -ի համար հաշվարկված արժեքները մի բանի պինդ մարմինների համար: Այդ արժեքներն

Աղյուսակ XI.2

Նյութ	$G, 10^{10} \text{ Պա}$	$E_0, \text{ ԷՎ}$
Al	2.85	3.1
Cu	7.56	5.3
Ag	4.4	4.5
C (ալմաստ)	43.0	29
Ge	6.7	18
KCl	0.6	9.3
Si	7.9	19
W	15.1	13

բնկած և 3÷10¹⁴ և ավելի մեծ էներգիաների տիրույթում:

Փոքր E_{ν} գծային Լներգիայով օժտված ևն հնարավոր վորքը արժեքով բյուրգերսի վեկտոր ունեցող դիալկացիաները, որոնք և մեծ մասամբ առկա ևն բյուրեղներում:

Կատարված զնահատումները հանգեցնում են մի կարևոր եզրակացության: Եթե անգամ դիալկացիան ունենա ընդամենը ցանցի 10 հաստատումի հավասար երկարություն, ապա նրա Լներգիան կլինի 100 է.Վ-ի կարգի մեծություն, որին համապատասխանում են 10^6 K կարգի ջերմասափաններ: Այս զնահատականից հետևում է, որ դիալկացիաները չեն կարող առաջանալ ջերմային ֆլուկտուացիաների հետևանքով (դրանց հավանականությունն անզամ հապճան ամենաբարձր ջերմասափանին ($T_m \approx 3500$ K, վոլֆրամ) մոտ տիրույթում $\sim \exp(-300)$ կարգի մեծություն է), ուստի ջերմային հավասարակշռության վիճակում պինդ մարմնում դիալկացիաներ լինել չեն կարող: Այլ կերպ ասած, ի տարրերություն կետային արագաների, դիալկացիաները թերմոդինամիկապես հավասարակշռված արագաներ չեն, նրանց խառնությունը կախված չէ ջերմասափանից:

Դիալկացիաների վերը շարադրված համառոտ տեսությունը հնարավորություն և տալիս ոչ միայն ճիշտ բացարկել բյուրեղներում դիավոլ պլասաիկ դևֆորմացիայի երևույթը, այլև որակապես հասկանալ և բանակապես բավարար ճշտությամբ հաշվարկել պինդ մարմինների տարրեր մեխանիկական բնութագրեր:

Դիալկացիաները մեծապես ազդում են պինդ մարմինների նաև մյուս էլեկտրական, մագնիսական, ջերմային և օպակիկական հատկությունների վրա: Նրանց դերը հատկապես կարևորվում է բյուրեղների ամի պրոցեսում:

ԱՄՈՐՖ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐ ԵՎ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒԹԵՐՆԵՐ

§1. Ամորֆ մարմիններ

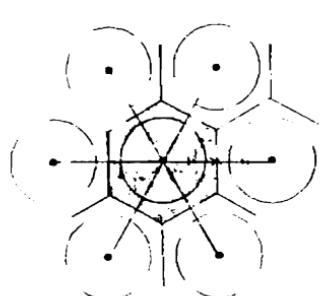
Ամորֆ կոշվում ևն այն նյութերը, որոնք կոնդենսացված վիճակում չունեն բյուրեղական կատացվածք, սակայն, ի տարրերություն հեղուկների, օժագած ևն առաձգական հասկություններով՝ ունեն զրոյից տարրեր սահիբ մոդուլ:

Ամորֆ նյութերը կարելի է բաժանել երկու խմբի՝ աստմներից և ոչ շատ բարդ մոլեկուլներից բաղկացած նյութեր և պոլիմերներ՝ ամորֆ միացություններ, որոնք միմյանց հետ կապված պարզ մոլեկուլների հակայական կազմավորումներ են $10^4 \div 10^6$ հարաբերական մոլային զանգվածներով:

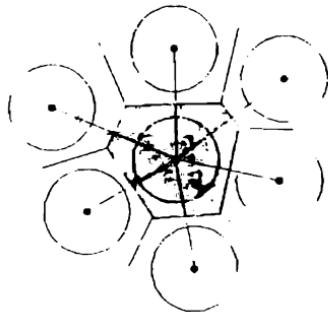
Սարք կատարելապես միայն առաջին տիպի ամորֆ նյութերը:

Էյուրեղներում մասնիկների սարածական բաշխման կարգավորվածությունը, որը նույնությամբ կրկնվում է գանկացած շափով մեծ հետափորությունների վրա, կոչվում է հեռակա կարգ: Ամորֆ մարմիններում ենուակա կարգը բացակայում է, զայտորյուն ունի միայն մուտակա կարգ, այսինքն՝ միայն հարևան մասնիկների սարածական բաշխման որոշակի կարգավորվածություն, որը մեծ հեռափորությունների վրա «գրողվում» է, անցնելով անկարգավորվածության: Սակայն մուտակա կարգի առկայությունն ամորֆ մարմիններում բույ և տալիս պահպանել սարրական բջջի գողագուարը: Իրոք, երե, որպես կանոն, խիստ դարավածք ունեցող ամորֆ մարմնում, որևէ մասնիկ բնարկով կենարոն, կատարենք «կիզներ-Զեյացի բջջի կատացման գործողությունները (Մաս I, I.2), ապա բյուրեղական կառուցվածքին բնորոշ վկաներ-Զեյացի բջջի (նկ. XII.1, ա) վիճակին կատարեն կատանանք ոչ նոյնական և անհամաշափ ծեւեր ունեցող բազմանիստեր (նկ. XII.1, բ): Քանի որ այս բազմանիստերից յուրաքանչյուրը («լորոնոյի բազմանիստ») պարունակում է մեկ տառում, ապա այն չի կարող հասպես սարրերվել «կիզներ-Զեյացի բջջից: Հետեարար՝ ամորֆ նյարում յուրաքանչյուր մասնիկ ունի շրջապատ, որը չի կարող շատ ուժեղ տարրերվել մոտ խառույամբ բյուրեղում մասնիկի շրջապատից: Այսպիսով, ամորֆ մարմնում մուտակա կարգն առկա և տարրա-

կան բցի դեռ կատարող՝ Նորունոյի բազմանիստի շրջանակներում։ Յուրաքանչյուր հաջորդ տարրական բցից նախարդի նկատմամբ վորք-ինչ շրջված է, ընդ որում, պատույտի ուղղությունը կրում է պատահական (վիճակագրական) բնույթը։ Այս է պատճառը, որ ամորֆ մարմինները իգուտրուալ են։



ա



ր

Նկ. XII.1

Ամորֆ նյութերը որոշակի պայմաններում ապակիանում են, այսինքն՝ տևիի է ունենում անցում հեղուկ վիճակի հատկություններից և օրինաչափություններից պինդ վիճակին բնորոշ հաակություններին։ Ամորֆ նյութի անցումը հեղուկ վիճակից պինդ վիճակի ցերմասայինանը կամ ճնշումը վույտիսելիս, կոչվում է կառուցվածքային ապակիացում։ Այսիսի անցման ժամանակ փոխվում են նյութի ծավալը, ջերմունակությունը, ինչպես նաև մեխանիկական, կենտրորական և այլ հատկություններ։

Ցանկացած ջերմաստիճանում հեղուկում առկա է որոշակի հավասարակշռական մոլեկուլային կառուցվածք։ Մոլեկուլները կատարում են ջերմային տատանումներ և ապասարակշռության դիրքերի շուրջ $1/\tau_0$ հաճախությամբ, որը մոտ է բյուրեղներում ատոմների տատանման հաճախություններին, իսկ տատանումների ամպլիտուդը որոշվում է հարևան մասնիկների կողմից տվյալ մասնիկին ընձեռված «ազատ ծավալով»: $\tau >> \tau_0$ ժամանակ անց հավասարակշռության դիրքերը տեղափոխվում են մասնիկների չափերի կարգի ($\sim 10^{-8}$ սմ) հեռավորություններով։ Ըստ մեծ թվով մոլեկուլների միջնացված $\bar{\tau}$ մեծությունը այն բնութագրական ժամանակն է, որի բնթացքում մասնիկը տեղափոխվում է հարևան մասնիկների միջև

միջին հեռավորության՝

$$\bar{\delta} \sim n_0^{-1/3} = (\mu / \rho N_A)^{1/3} \quad (1.1)$$

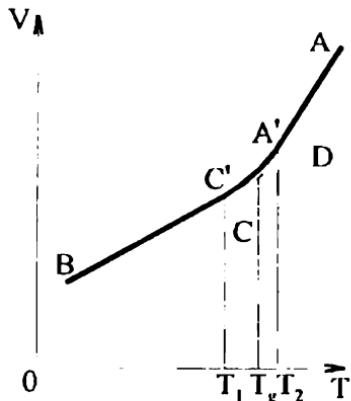
մեծության չափով, որուեղ համար n_0 -ն մոլեկուլների կոնցենտրացիան է, μ -ն՝ մոլային գանգվածը, ρ -ն՝ խառնությունը։ Ջրի համար $\bar{\delta} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ ամ է։ Սակայն հեղուկում մոլեկուլների տեղափոխությունները կատարվում են ոչ քե անընդհատ, այլ որպես ակալիվացված բահչեներ, ցատկեր, որոնք կապված են որոշակի պոտենցիալային արգելվների հաղթահարման հետ, և որոնց W «քարձրությունը» պայմանավորված է ավայականիկի՝ իր հարեանների հետ փոխազդեցորդյամբ։ Մասնիկի «նստակյաց» լյանքի $\bar{\tau}$ տևողությունը ժամանակավոր հավասարակշռության դիրքում հակադարձ համեմատական է ցատկի և հավանականությանը և գործակցի ճշառությամբ տրվում է

$$\bar{\tau} \sim \frac{1}{w} \sim \exp\left(\frac{W}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

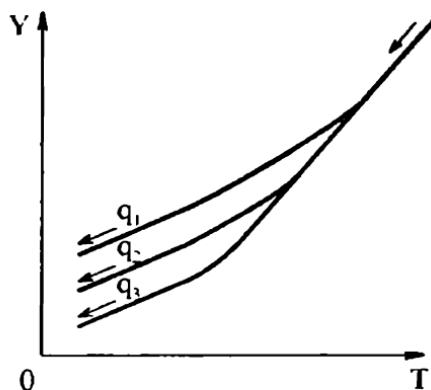
առնչությամբ։ Այն որոշում է հեղուկում մոլեկուլի՝ ջերմային շարժման շնորհիվ տեղափոխաւթյան միջին արագությունը՝ $\bar{v} \approx \bar{\delta}/\bar{\tau}$ ։ Ջերմաստիճանը փոփոխելիս հեղուկի կառուցվածքը վերափոխվում է, ձգտելով տրված ջերմաստիճանին համապատասխանող հավասարակշռության վիճակին։ Վերակառուցման արագությունը կախված է $\bar{\tau}$ բնուրագրական (ռելաքսացիայի) ժամանակից։ Բարձր ջերմաստիճաններում ռելաքսացիայի $\bar{\tau}$ ժամանակը փոքր է, ուստի հեղուկի կառուցվածքը գործնականորեն չի տարբերվում թերմոդինամիկական հավասարակշռական կառուցվածքից։ Հատկությունների (օրինակ՝ ծավալի, նկ. XII.2) փոփոխությունը պայմանավորված է մասնիկների փոխադարձ դիրքերի և նրանց միջև հեռավորությունների փոփոխությամբ (նկ. XII.2, AA՝ աիրույք)։

Հեղուկը վերջավոր արագությամբ սառեցնելիս $\bar{\tau}$ -ը արագ մեծանում է, և կառուցվածքի փոփոխությունը սկսում է ետ մնալ ջերմաստիճանի փոփոխությունից։ Համակարգը դադարում է լինել հավասարակշռական։ T_2 ջերմաստիճանը ապակիացման տիրույթի վերին սահմանն է։ Նրանից ցածր T_1 ջերմաստիճանից սկսած $\bar{\tau}$ -ն այնքան է մեծանում, որ կառուցվածքի ցանկացած փոփոխություն ընդհանրապես դադարում է։ T_1 ջերմաստիճանը ապակիացման տիրույթի ստորին սահմանն է։ Նրանից ցածր ջերմաս-

տիճաններում նյութը գտնվում է այնպիսի վիճակում (նկ. XII.2, CВ տիրույթ):
Պինդ վիճակում գանգող ամորֆ նյութը կոչվում է ապակիացած նյութ կամ
պարզապես ալիքի:



Նկ. XII.2



Նկ. XII.3

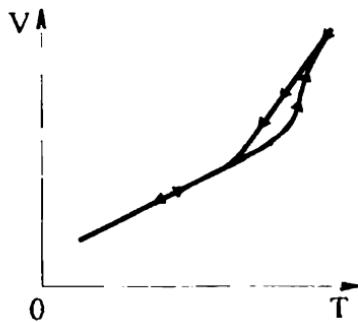
Ապակիացմանը և դրա հակառակ պրոցեսը՝ փափկացումը, տեղի է ունենում մինչև մի բանի տասնյակ աստիճանի հասնող ջերմաստիճանային տիրույթամ: Պայմանականորեն այդ տանըում բնուրագրում են T_g ապա-
կիացման ջերմաստիճանով կամ T_g' փափկացման ջերմաստիճանով: Սո-
վորաբար, ամորֆ նյութի ծավալային հատկություններն ուսումնասիրելիս
այդ ջերմաստիճանն ընտրվում է. որպես BD և CA ուղղագիծ հատվածների
հատման կեսի արացիս (նկ. XII.2), իսկ ջերմունակության ուսումնասիրման
դեպքում որպես T_g ջերմաստիճան բնարկում է. $C_p(T)$ կորի շրջման կետը:

Ապակիացող նյութի հավասարաչափ սառեցման պրոցեսում նրա որել.
Փիզիկական Y պարամետր փոփոխվում է. նկ. XII.3-ում պատկերված ձևով:
 Y պարամետրի փոփոխությունը կախված է միայն ջերմաստիճանից և նրա
փոփոխման $\dot{T} \equiv q$ արագությունից: Որքան դանդաղ է ընթանում նյութի սա-
ռեցումը, այսինքն՝ որքան փոքր է q -ն, այնքան ավելի ցածր ջերմաստիճա-
նում է սկսվում նյութի կառուցվածքի սառեցումը, այսինքն՝ այնքան ավելի
փոքր է T_g -ն: Նկ. XII.3-ում $q_1 > q_2 > q_3$, ուստի $T_{g1} > T_{g2} > T_{g3}$:

Ավելի լայն իմաստով ապակիացում նշանակում է, նյութը կազմող մասնիկների շարժման ցանկացած կոնկրետ տևակայի սառչացում (համարատախան «ապակիացայան» ասաբիճանի» «անջատում»): Եյն կարող է լինել շարժում, որն ապահովում է մարմնի դևիորմացիան սահքի լարման ազդեցության տակ, լիցքավորված մասնիկի շարժում կենտրական դաշտի ազդեցության տևակ և այլն: Սակայն կարևորագույն նշանակություն ունի հեղակում մասնիկների այն տեղափոխությունների «սառչացումը», որոնք ապահովում են հեղուկի կառուցվածքի կամ, այլ կերպ ասած, նյութը կազմող մասնիկների վոլյուտասպորտուր չերմաստիճանը կամ ճնշումը փոփոխվելիս, ինչն էլ հենց իրենից ներկայացնում է կառուցվածքային ապակիացումը:

Վիճակ ամերի նյութը տարացնելիս նրա հասկությանների փոփոխման ընույթը փափկացման սիրույթում կախված է: Անուշի չերմային նախապահությունից: Նմուշի հասկությունները կախված են ոչ միայն տարածման արագությունից, այլ նաև նմուշում տուիրա հաստաված (սենոված) կառուցվածքից, այսինքն՝ նախանական ստուգման արագությունից: Իսկ որ դրանով է որոշվում «սառչացված» կառուցվածքը: Տվյալ չերմաստիճանում որբան շատ է սենոված կառուցվածքը տարրերվում նոյն չերմաստիճանում թերմոդինամիկան հավասարակշռական վիճակից, այնքան ավելի «անօմար» են փափկացման սիրույթում նմուշի հասկությունների փոփոխությունները: Եթե տաքացման արագությունը մեծ է նախարդած ստուգման արագությունից, ապա փափկացման սիրույթն ընկած է ապակիացման սիրույթից վեր: Փափկացման սիրույթում նմուշն ունի ավելի խիտ կառուցվածք, քան տվյալ չերմաստիճանում հավասարակշռական կառուցվածքը: Կառուցվածքի ուկարսացիան թերում է մասնիկների ավելի փոքր խառնության դարաման, այսինքն՝ փափկացման պրոցեսում նմուշի ծավալի կարուկ աճի (նկ. XII.4):

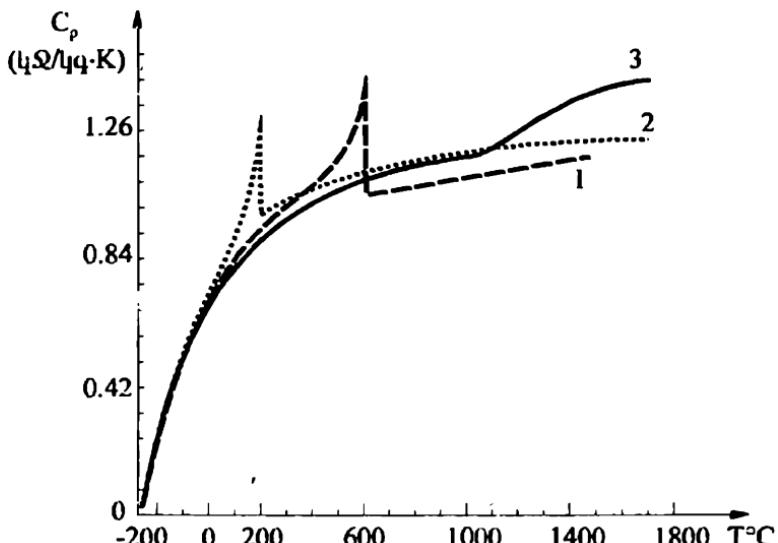
Ապակիացման կամ փափկացման պրոցեսում նյութի որոշ հասկությունների, մասնավորապես՝ ջերմունակության, բավականաչափ կարուկ



Նկ. XII.4

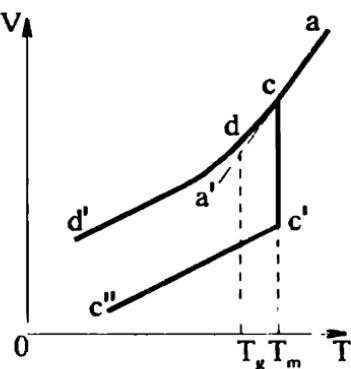
փոփոխատրյունը հիշեցնում է, ֆիզքային անցում: Ասկայն կառուցվածքային ապակիացման սկզբունքային տարրերությունը ֆիզքային անցումներից պայմանավորված է, մի շարք սլատճառներով: Նաև, II կարգի ֆազային անցումներում նյութը որոշակի համաչափությամբ վիճակից անցնում է ավելի բարձր համաչափությամբ օժուված վիճակի, այնինչ հեղուկ \rightarrow ապակի անցումը կապված չէ կառուցվածքային փոփոխատրյան հետ: Երկրորդ՝ ֆազային անցումները կասարվում են թերմոդինամիկական հավասարակշռական ֆազերի միջև, իսկ ապակիացման դեպքում կասարվում է անցում հավասարակշռական ֆազից (հեղուկ) անհավասարակշռական համակարգի (ապակի): Եվ, վերջատիես, տառեցման մեջ արագությունների դեպքում I կարգի ֆազային անցման սկզբի T_0 ջերմաստիճանը կարող է կախված լինել արագությունից, այսինքն՝ կարող է դիմուլի հեղուկի գերստուցում: Սառեցման արագության մեծացման հետ զերսառեցման աստիճանը մեծանում է, իսկ T_0 -ն՝ իջնում, այնինչ արագության մեծացումը թերում է T_g ջերմաստիճանի բարձրացման (նկ. XII.3), ինչը ցուցադրում է այս անցման ոչ թերմոդինամիկական բնույթը:

II կարգի ֆազային անցման պրոցեսում թարմված ջերմությունը կլանվում է շատ նեղ (IΚ-ից փոքր) ջերմաստիճանային ափրույթում, ուստի ջերմունակությունն անցման T_c կետում ընդունում է շատ մեծ արժեքը: $T > T_c$ ջերմաստիճաններում նորից բյուրեղին տրված ջերմության բանակը ծախսվում է մասնիկների տատանողական լներգիայի մեծացման վրա՝ արդեն նոր մուտակա կարգին եամապատասխանող բաշխման համար: Ուստի այս տիրույթում ջերմունակությունը նորից մոտ է իր նախկին՝ $T \leq T_c$ տիրույթում ունեցած արժեքին: Այսպիսի վարքը Լապիս տարերվում է ամորֆ նյութի փափկացման պրոցեսում ցուցաբերած վարքից, եթե C_p ջերմունակությունը, աճելուց եետո էլ շարունակում է պահել իր մեծացած արժեքը, ինչը պայմանավորված է մուտակա կարգի անբնդիատ կատարվող վերակառուցման համար պահանջվող լրացուցիչ ջերմաքանակի կլանումով: Նկ. XII.5-ում պատկերված են բվարցի (SiO_2) բյուրեղական երկու տարատեսակների (1-ը բիստորալիտ, 2-արիդիմիտ) և ամորֆ SiO_2 -ի (3) ջերմունակությունների կարերը, որոնք հաստատում են ամորֆ նյութի ջերմունակության վերը նկարագրված վարքը:



Նկ. XII.5

Այժմ համեմատենք նմուշի ծավալի ջերմաստիճանային վարքը «հեղուկ \rightarrow բյուրեղ» և «հեղուկ \rightarrow ամորֆ նյութ» անցումներում: Նկ. XII.6-ում acc/c' կորը պատկերում է հեղուկի ծավալի փոփոխությունը բյուրեղացման պրոցեսում: Համար T_m ջերմաստիճանից ցածր ջերմաստիճաններում նվազագույն ազատ էներգիա ունի բյուրեղը, ուստի $T < T_m$ ջերմաստիճանում նյութը կգտնվի մնտաստարի հավասարակշռության վիճակում (ա' հատված): Հեղուկը հաջողվում է զերսառեցնել համեմատարար փոքր (cd) ջերմաստիճանային տիրույթում, քանի որ մնտաստարի հավասարակշռություն պահպանելու համար անհրաժեշտ է չափազանց դանդաղ սառեցում $\dot{T} \rightarrow 0$. Այդ տիրույթից ներքև նյութը գտնվում է անհավասարակշիռ ապակիացման վիճակում (dd' հատված): Ասվածից հետևում է, որ զերսառեցված հեղուկը տար-



Նկ. XII.6

բերվում է ապակուց: Գերսանցված հեղուկի վիճակը սահմանային «հավասարակշռական» վիճակ է ապակու համար:

Ամորֆ նյութերի հիմնական առանձնահատկությունը՝ սահքի մոդուլի և դինամիկական մածուցիկության՝ միաժամանակ զրոյից տարրեր լինելը, հատկապես ցայտունորեն է դրստրվում ապակիացման տիրույթում: Ուսումնասիրենք այդ տիրույթում ամորֆ նյութի առածգական հատկությունները սահքի դեֆորմացիայի պրոցեսում:

Հուկի օրենքի համաձայն, առածգական դեֆորմացիայի պրոցեսում մարմնում ծագող σ լարումը համեմատական է ε հարաբերական դեֆորմացիային:

$$\sigma = G \cdot \varepsilon : \quad (1.3)$$

Եթե դեֆորմացիան կատարվում է վերջավոր $\dot{\varepsilon} \equiv d\varepsilon/dt$ արագությամբ, ապա համապատասխան ծևազ փոփոխակում է նաև մարմնում ծագող լարումը, այսինքն՝

$$\dot{\sigma} = G \cdot \dot{\varepsilon} : \quad (1.4)$$

Մարմնի պլաստիկության հետևանքով նրանում ծագող լարումները մասամբ «ներծծվում» են, ուստի առում են ավելի դանդաղ, քան զուտ առածգական դեֆորմացիայի դեպքում: Մածուցիկ հոսքի պայմաններում «ներծծման» արագությունը և ամեմատական լ լարմանը, ուստի (1.4) հավասարման աջ մասից կարելի է հանել σ -ին համեմատական մի անդամ՝ σ/τ_M , որտեղ τ_M -ը ժամանակի չափայնությամբ մի գործակից է: Այսպիսով, կստանանք՝

$$\dot{\sigma} = G \dot{\varepsilon} - \frac{\sigma}{\tau_M} : \quad (1.5)$$

Եթե (1.5) հավասարումը ներկայացնենք

$$\sigma + \tau_M \dot{\sigma} \equiv \sigma^* = G \tau_M \dot{\varepsilon} \quad (1.6)$$

տեսքով, ապա σ^* լարման և եռքի $\dot{\varepsilon}$ արագության միջև կապից կարող ննք զրել մածուցիկության գործակցի համար

$$\eta = G \cdot \tau_M \quad (1.7)$$

առնչությունը: (1.7) և (1.5) արտահայտություններից հետևում է Մաքսվելի հավասարումը՝

$$\dot{\sigma} + \frac{G\sigma}{\eta} = G\dot{\varepsilon} : \quad (1.8)$$

Ուսումնասիրներ (1.8) հավասարման լուծումները տարբեր դեպքերում:

1. Ենթադրենք, որ մինչև $t = 0$ պահից մարմինը դեֆորմացված չի եղել՝ $\varepsilon(t) = 0, t \leq 0$: Այս դեպքում (1.8) հավասարման լուծումը տրվում է

$$\sigma(t) = G\varepsilon(t) - \frac{G}{\tau_M} \int_0^t \varepsilon(t') \exp\left(\frac{t' - t}{\tau_M}\right) dt' \quad (1.9)$$

առնչությամբ: Պարզենք τ_M գործակցի ֆիզիկական իմաստը: Դրա համար ենթադրենք, որ $t_0 > 0$ պահից սկսած ε դեֆորմացիան մնում է հաստատուում՝ $\varepsilon(t) = \varepsilon(t_0) = \text{const}$: (1.9) հավասարությունը կստանանք լարման արտահայտությունը $t \geq t_0$ պահերի համար՝

$$\sigma(t) = \sigma(t_0) \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_M}\right), \quad (1.10)$$

որի համաձայն, τ_M -ն այն ժամանակամիջոցն է, որի ընթացքում լարումը t_0 պահին ունեցած $\sigma(t_0)$ արժեքից փոքրանում է $e \approx 2.71\dots$ անգամ: τ_M -ը կոչվում է մաքսվելյան ոկլաքսացիայի ժամանակ:

Մեծ մածուցիկության դեպքում (1.8) հավասարման σ/η անդամը կարելի է արկածարել $\dot{\sigma}$ -ի նկատմամբ, ինչը համապատասխանում է առածական դեֆորմացիային: Հակառակ սահմանային դեպքում, եթե մածուցիկությունը փոքր է և σ/η անդամը՝ մեծ $\dot{\sigma}$ -ից, մարմնում ծագող լարումները հասցնում են անընդհատ «ներծծվել», և դիսվում է նմուշի հոսում: Համաձայն (1.8) հավասարման, առածական կամ պլաստիկ հասկությունների ի հայտ գալը պայմանավորված է ոչ թե τ_M -ի կամ η -ի արժեքներով, այլ դեֆորմացիայի $\dot{\varepsilon}$ արագության և պլաստիկ հսոքի σ/η արագության հարաբերակցությամբ: Եթեարաւուն ազդող լարումների դեպքում ($\dot{\sigma} \rightarrow 0$) կարելի է դիսել մեծ մածուցիկությամբ նյութի պլաստիկ դեֆորմացիա ($\dot{\varepsilon} \approx \sigma/\eta$): Մյուս կողմից, հարվածային լարումների դեպքում, եթե $\dot{\sigma} \gg G\sigma/\eta$, անգամ փոքր մածուցիկությամբ նյութում պլաստիկ դեֆորմացիան չի հասցնում գարգանալ, և նյութն իրեն պահում է որպես առածական պահից պահանջական առաջականությունը:

կան մարմին: $\dot{\sigma} = G\dot{\varepsilon}$:

Որպես օրինակ բննարկենք կուպրի վարքն արտաքին ազդեցության տակ սենյակային ջերմաստիճանում, եթե նրա մածուցիկությունը՝ $\eta \approx 10^{10}$ պուազ է: Փորձում դեֆորմացիայի բնութագրական արագությունը՝ $\dot{\varepsilon} \sim 10^{-1}$, աստի ընդունելով կուպրի համար սահմանային լարման բնութագրական արժեքը՝ $\sigma_p \sim 10^8 \text{Ն}\cdot\text{մ}^{-2}$ կարգի, կստանանք $\sigma_p/\eta \sim 10^{-2} \text{Վ}^{-1} \sim \sim 10^{-3} \dot{\varepsilon}$, այսինքն $\dot{\varepsilon} >> \sigma_p/\eta$: Այս պայմաններում կուպրը փխրուն ձևով կոտրվում է՝ առանց պլաստիկորեն դեֆորմացվելու, այսինքն՝ իրեն պահում է որպես պինդ մարմին:

2. Այժմ ուսումնաշիրենք (1.8) հավասարման լուծումն այն դեպքում, եթե մարմինը ննիքարկվում է պլարերական դեֆորմացիայի՝

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin \omega t : \quad (1.11)$$

(1.8) հավասարման լուծումը վիճակություն նույն ω հաճախությամբ ֆունկցիայի տեսքով, կստանանք՝

$$\sigma(t) = \frac{\eta \omega \varepsilon_0}{\sqrt{1 + (\omega \tau_M)^2}} \sin(\omega t + \delta) , \quad (1.12)$$

որտեղ լարման և դեֆորմացիայի միջև δ փուլը որոշվում է

$$tg \delta = \frac{1}{\omega \tau_M} \quad (1.13)$$

առնչությամբ:

Սեծ հաճախությունների դեպքում, եթե $\omega >> \tau_M^{-1}$, $\delta \rightarrow 0$,

$$\sigma(t) \approx \frac{\eta}{\tau_M} \varepsilon_0 \sin \omega t \equiv G\varepsilon(t) ,$$

որը համընկնում է (1.3) հավասարման (ζ ուկի օրենքի) հետ: Այսպիսով, մեծ հաճախությունների տիրամայթում ամորֆ մարմինը դրսևորում է առածզական հատկություններ:

Փոքր հաճախությունների դեպքում, եթե $\omega << \tau_M^{-1}$, $\delta \rightarrow \pi/2$,

$$\sigma(t) \approx \eta \omega \varepsilon_0 \cos \omega t \equiv \eta \dot{\varepsilon} , \quad (1.14)$$

որը Նյուտոնի հավասարությունը կամար: Այսպիսով, փոքր հաճախորդունների տիրույթում ամորֆ մարմինը դրսեարությունը կամար: Ամորֆ մարմնում ներքին շփամով պայմանավորված մեխանիկական էներգիայի կորուստների: (1.11) և (1.12) առնչությունների միջոցով միավոր ծավալում մեկ պարբերության ընթացքում անջատված էներգիայի համար կստանանք՝

$$Q = \frac{\pi \eta \varepsilon_0^2 \omega}{1 + (\omega \tau_M)^2} = \frac{\pi \eta \varepsilon_0^2}{\tau_M} \cdot \frac{\omega \tau_M}{1 + (\omega \tau_M)^2}, \quad (1.15)$$

որն առավելագույն՝ $Q_{\max} = \pi \eta \varepsilon_0^2 / 2 \tau_M$ արժեքն է ընդունում $\omega = \tau_M^{-1}$ հաճախորդյան համար:

Ամորֆ նյութերը բնության մեջ ավելի քիչ են տարածված, քան բյուրեղները: Ամորֆ նյութերի բվին են պատկանում արևակնը (ընդունված է նաև ծիածանաբար կամ օսյալ անվանումը), վանակատը (օրինակ կամ «սատանի եղունգ»), սարը, հանքածյութերը (րիսումներ), խմելքը և այլ նյութեր:

Ամորֆ նյութեր ստացվում են նաև արենեստական եղանակով: Քանի որ ցածր ջերմաստիճաններում բյուրեղացման պլոցեսը շատ մեծ ժամանակներ է պահանջում, ապա ամորֆ վիճակ կարելի է ստանալ հալույթի արագ սառեցման միջոցով: Օրինակ՝ հալերով բյուրեղական քվարցը և այն արագ սառեցնելով, ստանում են ամորֆ քվարց ապակի:

Ամորֆ մետաղները (մետաղական ապակիներ) մետաղական համաձուլվածքներ են ապակիացման վիճակում և ստացվում են հալույթի գերարագ՝ մինչև 10^6 К/վ արագությամբ սառեցման եղանակով:

§2. Գաղափար հեղուկ բյուրեղների մասին

Մի շաբթ օրգանական նյութեր պինդ բյուրեղական վիճակից անցնում են իգրածրապ հեղուկ վիճակի ոչ անմիջապես, այլ մեկ կամ ավելի քվով միջանկյալ վիճակներով (Փազերով), որոնց ընդունված է անվանել հեղուկրյուրեղական: Միջանկյալ վիճակին, որին անվանում են նաև մեզոֆազ կամ մե-

գոմորք ֆազ, բնորոշ են ինչպես տովորական հեղուկի հատկություններ (հոսունություն, կարիլային վիճակում գտնվելը, կարիների միացումն իրար մոտեցնելիս և այլն), այնպես էլ պինդ բյուրեղական մարմնի հատկություններ (անիզոտրոպություն): Այսպիսի տարարնույթ հատկությունների գուգակցումն կ բերել է նյութի նոր ազրեգատային վիճակի՝ «հեղուկ բյուրեղի» հասկացությանը:

Հեղուկ բյուրեղի յորահատկություններն ուսումնասիրելու համար վերիշինք, թե ինչ և տեղի ունենում պինդ բյուրեղական մարմնի հետ հալման ջերմաստիճանում:

Ինչպես գիտենք, բյուրեղում մոլեկուլների գանգվածների կենարունները կազմում են եռացափ տարածական ցանց կամ, ինչպես ընդունված է ասել, բյուրեղական վիճակին բնորոշ և հեռակա կարգը: Հեղուկ վիճակում հեռակա կարգը վերանում է, այն բնութագրվում և մուտակա կարգով:

Եթե բյուրեղը կազմող մոլեկուլներն անիզոտրոպ են, այսինքն՝ նրանց ձևը զգախրեն տարբերված է զնդայինից, ապա բյուրեղական վիճակում մոլեկուլների գանգվածների կենարունների բաշխման հեռակա կարգի հետ մեկտեղ առկա է նաև մոլեկուլների կողմնորոշումների հեռակա կարգ: Որպես կանոն, նշված երկու տիպի հեռակա կարգերը բյուրեղի հալման ջերմաստիճանում անհետանում են՝ բյուրեղը հալվում է, անցնելով իզոտրոպ հեղուկ վիճակի:

Սակայն հեղուկ բյուրեղների դեպքում իրադրությունն այլ է: Հավելիս հեղուկ բյուրեղի վերածված (կամ մեզոգեն) բյուրեղում հալման ջերմաստիճանում մոլեկուլների գանգվածների կենտրոնների դիրքերի կարգավորվածությունն շատ փոքրանում է կամ անհետանում, սակայն կողմնորոշման կարգավորվածությունը որոշ չափով պահպանվում է: Այսպիսի բյուրեղների մոլեկուլները, որպես կանոն, մի ուղղությամբ խիստ ճգված կամ սեղմած են և նրանց երկար առանցքներն իրար գուգահետ են, ինչը մասամբ խախտվում է ջերմային ֆլուկտուացիաների պատճառով:

Եթե բյուրեղական մարմինն ունի հեղուկրյուրեղական ֆազ, ապա հալման ջերմաստիճանում այն վերածվում է բավական պղտոր հեղուկի, որն օժտված է խիստ արտահայտված երկրելման հատկությամբ: Հետազա տարացման ժամանակ, որոշակի ջերմաստիճանում պղտոր հեղուկը դանում և բափանցիկ, ինչը վկայում է իզոտրոպ հեղուկի առաջացման մասին:

Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է լիաթափանցության (պայծառացման) ջերմաստիճան՝ T_l ; Հաղման T_m և լիաթափանցության T_l ջերմաստիճանները որոշում են այն ջերմաստիճանային տիրուբը, որտեղ միջանկյալ ֆազը՝ հեղուկ բյուրեղը, թերմոդինամիկապես կայուն է: Եվ եալումը, և՛ պայծառացմը և կարգի ֆազային անցումներ են, ուստի բնութագրվում են անցման թաքնված ջերմությամբ և խտության բոլիչքածելու վեհականությամբ, ընդ որում T_l կետում անցման թաքնված ջերմությունը և խտության վովտիալությունը կարգով փորբ են հալման T_m կետում ունեցած համապատասխան արժեքներից:

Եթե եեղուկ բյուրեղն առաջանաւ և բյուրեղական նյութի տարացման արդյունքում, ապա նյութը կօչվում և թերմուրուց: Դիմու բյուրեղական վիճակի և իզոտրուց եեղուկ վիճակի միջև կարող են գոյություն ունենալ այլ միջանկյալ ֆազեր, որոնց բնույնված է անվանել լիտորուց: Ի տարբերություն թերմուրաբ հեղուկ բյուրեղների, որոնք միակոմպաննենտ նյութեր են, լիտորաբ եեղուկ բյուրեղները բազմակոմպոնենտ համակարգեր են, որոնց վարքը կախված է լածիչի քանակից:

Հարկ է նշել, որ հեղուկբյուրեղական վիճակի գոյությունը պայմանավորված է ոչ միայն ջերմաստիճանով, այլև նյութի խտությամբ: Դրանում կարելի է համոզվել հեաւելյալ որակական դատողությունների հիման վրա:

Եթե անիզոտրոպ մոլեկուլների խտությունը մեծ չէ, ապա նրանք գտնվում են միմյանցից հեռու: Նրանցից յուրաքանչյարը կարող է ազատարեն պտտվել տարածության մեջ, գրավելով ցանկացած դիրք, ուստի այս մոլեկուլներից կազմված հեղուկը կլինի իզոտրուց: Եթե մոլեկուլի ամենամեծ չափը նշանակենք l -ով, ապա մեկ մոլեկուլին միջին՝ $v_0 \geq l^3$ ծավալ բաժին ընկնելու դեպքում մոլեկուլը v_0^* ծավալում կարաղ է ունենալ կամայական ուղղությամբ տարածություն: Եթե մոլեկուլների խտությունը մեծացնենք, ապա մեկ մոլեկուլին բաժին ընկնելող ծավալը կփոքրանա l^3 -ից, պտտվելիս մոլեկուլների իրար կխանճարեն և ստիպված կլինեն գրավելու շատ թե քիչ չափով գուգահեռ կողմնորոշում: Եթե մոլեկուլի տրամագիծը նշանակենք 2σ -ով, ապա մեկ մոլեկուլին $v_0 \approx 4\sigma^2$ ծավալ բաժին ընկնելու դեպքում մոլեկուլների կդասավորվեն նրկար առանցքներով իրար գուգահեռ, բանի որ մոլեկուլների միջև փոքր հեռավորությունների վրա գործող վաճառական ուժերը

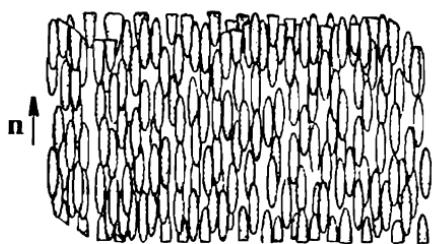
բացառում են նրանց՝ ավելի, քան 2σ -ով իրար մոտենալու հնարավորությունը: Հետևաբար, եթե մեկ մոլեկուլին բաժին ընկնող ծավալը զտնվի $la^2 \leq v_0 < l^3$ տիրույթում, ապա մոլեկուլների համակարգն օժտված կլինի որոշակի կողմնորոշումային կարգավորվածությամբ:

Հեղուկ բյուրեղ առաջացնող նյութերի մոլեկուլների չափերի մասին պատկերացում կազմելու համար բերենք օրինակներ: Ոչ մեծ օրգանական մոլեկուլների համար հաճախ բնտրվում է պինդ ծողի մողելը, որի չափերն են՝ $l \approx 20 \text{ \AA}$ և $a \approx 5 \text{ \AA}$: Որոշ սինթետիկ պոլիակատիլիներ համապատասխան պայմաններում բնդունում են $l \approx 300 \text{ \AA}$ երկարությամբ և $2a \sim 20 \text{ \AA}$ հաստությամբ ծողի ձև, իսկ ծխախտի խճանկարի մանրէի բնութագրական չափերն են՝ $l \sim 3000 \text{ \AA}$, $a \approx 100 \text{ \AA}$:

Ներկայում ընդունված է հեղուկ բյուրեղները դասակարգել երեք հիմնական տիպի՝ նեմատիկներ, խոլիստերիկներ և սմելիստիկներ: Ծանոթանանք դրանց կառուցվածքային առանձնահատկություններին:

1. Նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներ (*Անմատիկներ*)

Նեմատիկում մոլեկուլների զանգվածների կենտրոնների դիրքերի միջև կռուսացիան այնպիսին է, ինչպես սովորական իզոտրոպ հեղուկում: Նեմատիկների տիպիկ ներկայացուցիչների մածուցիկությունը $0,1$ պուազի կարգի է (համեմատության համար նշենք, որ $T \approx 300 \text{K}$ -ում ջրի մածուցիկությունը $0,01$ պուազ է): Նեմատիկի մոլեկուլները ծգութում են ուղղվել զուգահեռ ողոշակի առանցքի, որը բնութագրվում է π միավոր վեկտորով, որը կոչվում է ուղղորդիչ (դիրեկտոր) (նկ. XII.7): Նեմատիկը օպտիկապես միանցք միջավայր է, որի օպտիկական առանցքն ուղղված է π ուղղորդիչ ուղղությամբ: Այսպիսի միջավայրն ունի երկու գլխավոր բեկման ցուցիչ, որոնցից մեկը ($n_0 \equiv n_{\perp}$) բնութագրում



Նկ. XII.7

է սովորական լուսային ալիքի տարածումը (լուսային դաշտի էլեկտրական լարվածության E վեկտորն ուղղահայաց և միջավայրի օպտիկական առանցքին), իսկ մյուսը՝ $n_e \equiv n_{\parallel}$ -ն՝ ոչ սովորական զծային բեկութագրած

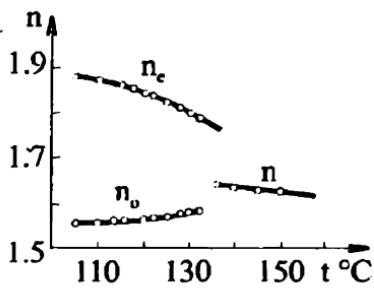
է սովորական լուսային ալիքի տարածումը (լուսային դաշտի էլեկտրական լարվածության E վեկտորն ուղղահայաց և միջավայրի օպտիկական առանցքը):

լուսային ալիքի տարածումը (E վեկտորը գուգահեռ է միջավայրի օպտիկական առանցքին): Նկ. XII.8-ում բերված են n -ազուրիանիզոլի թեկման ցուցիչների կորերը. n -ը կողուրայ ենդուկի բեկման ցուցիչն է: n -ի ուղղությունը տարածության մեջ կամայական է: Գործնականում այն որոշվում է թույլ ուժերով, օրինակ՝ ենդուկի բյուրեղը սահմանափակող անորի պատերի կողմնորոշիչ ազդեցությամբ:

Նեմատիկում n և $-n$ ուղղորդիչների վիճակներն անզանազանելի են: Այսպէս, եթե նեմատիկի մոլեկուլն ունի դիպոլային մոմենտ, ապա «վերև» և «ներքև» ուղղված դիպոլների բվերն իրար ճշտորեն հավասար են՝ $P = 0$ և համակարգը սեղնետակենկուրական չէ (Մաս I, V):

Եթե նախազգուշական միջոցներ չծննարկվեն, ապա հավելիս կամ հալույրը սառելիս առաջանում է թելանման տերսությա, ինչը ենդուկի բյուրեղների այս տիպի անվանման եմքը է հանդիսացել (հաճարեն «նեմա»-թել): Հաստ՝ 50-200 մլմ չափերով նմուշներում և բնական, և բևեռացված լուսով հստակորեն տեսանելի են այդ «քեները», որոնք չունեն որոշակի, հաստատուն երկրաչափական ձև: Այդ թելանման տիրույթները միջավայրի օպտիկական անընդհատության խզման տեղերն են, որոնց անվանում են դիսկինացիաներ: Դրանք միջանկայալ ֆազի առանձին, համասեռ «միաբարեների», այսինքն՝ միևնույն ուղղորդվածությունն ունեցող մոլեկուլներից բաղկացած տիրույթների միջև սահմաններն են: Յուրաքանչյուր այդպիսի «միաբարեներ» օպտիկակալես համասեռ է:

Եթե նեմատիկի շերտում մոլեկուլներն իրենց երկար առանցքներով ուղղված են պահող ապակիներին գուգահեռ, ապա այդպիսի տերսության կոչվում է հարք (պլանար): Այն իր օպտիկական հատկություններով չի տարբերվում օպտիկակալես դրական միաբարեներից կտրված թիրեղից, որի առանցքը գուգահեռ է օպտիկական առանցքին: Հնարավոր է ստեղծել նեմատիկի նաև նորմալ շերտ, որտեղ մոլեկուլների երկար առանցքներն ուղղահայաց են պահող ապակիների հարթություններին:



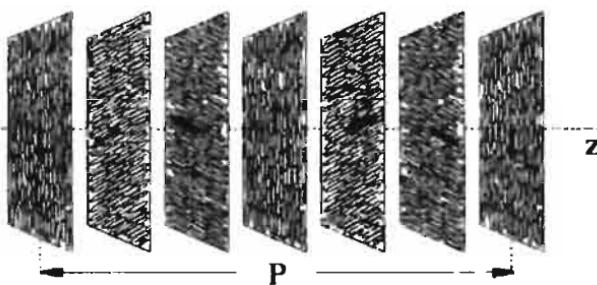
Նկ. XII.8

Որպես կանոն, նեմատիկի մոլեկուլները բավականաշափ ամոր են կաշում պահող այլակիներին, ուստի եթե հարք չերար պահող այլակիներից մեկը պատենք որոշակի անկյունով, այլա նրա հետ կախաւով նաև նեմատիկի՝ ապակուն կայած շերար: Վերջինս, իր հերթին, պատառմ է իրեն անմիջականորեն մոտ շերար և այդպես, մինչև որոշակի խորություն, որը կարող է հասնել մի քանի մլմ-ի: Առաջացած կառուցվածքը հայտնի է որպես «քվիստ-կառուցվածք»: և այն օպտիկապես ալիսիվ է:

Հեղուկ բյուրեղի նեմատիկ ֆազը հանդիսավում է միայն այն օրգանական նյութերի մոտ, որոնց մոլեկուլների «աջ» և «ձախ» ծևերն անզանազան են, այսինքն՝ մոլեկուլի հայելային պատկերը նույնական է մոլեկուլին: Այսպիսի մոլեկուլն ընդունված է անվանել ոչ բիրար: Սակայն նեմատիկ կարող է լինել նաև քիրար մոլեկուլներից կազմված խառնորդը, եթե աչ և ձախ քիրալությամբ մոլեկուլները վերցված են հավասար քանակներով:

2. Խոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղներ (խոլեստերիկներ)

Հեղուկ բյուրեղի մոլեկուլների չափի կարգի հեռավորությունների վրա խոլեստերիկ նյութը շատ նման է նեմատիկին: Խոլեստերիկում ևս բացակայում է մոլեկուլների գանգվածների կենտրոնների դիրքերի ենուակա կարգը, իսկ մոլեկուլներն ուղղված են հիմնականում **ռ** ուղղորդչի ուղղությամբ: Սակայն **ռ-ը** տարածության մեջ չունի սենոված ուղղություն՝ մի շերտից մյուսին անցնելիս նրա ուղղությունը փոխվում է: **ռ** ուղղորդչի ծայրը տարածության մեջ գծում է սյարուրազիծ, որի **z**-առանցքը ուղղահայաց է **ռ** ուղղորդչի ուղղությանը բռնոր հարթություններում (նկ. XII.9), ուստի նրա



Նկ. XII.9

բաղադրիչները տրվում են

$$n_x = \cos(q_0 z + \Phi), \quad n_y = \sin(q_0 z + \Phi), \quad n_z = 0 \quad (2.1)$$

արտահայտություններով, որտեղ պատույտի առանցքի ուղղությունը և Φ մեծությունը կամայական են: Ըստ (2.1) առնչության, պարույրի քայլը՝

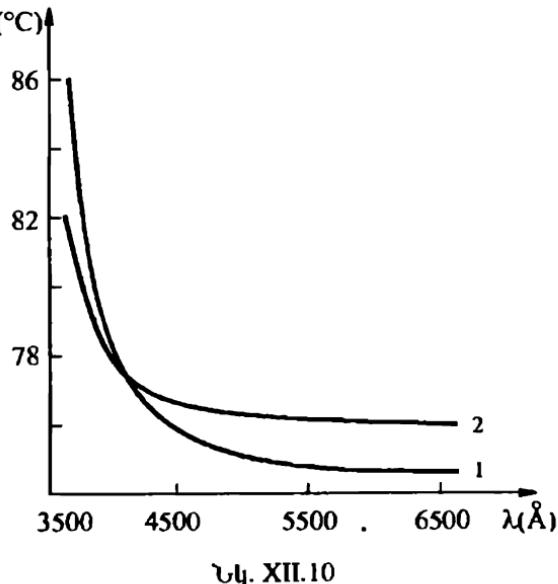
$$P = \frac{2\pi}{|q_0|}, \quad (2.2)$$

որտեղ q_0 ալիքային թիվը ծախս և աջ պարույրների համար ունի տարրեր նշաններ: Տրված ջերմաստիճանում, տրված նմուշում q_0 -ն միշտ նոյն նշանն ունի: Ջերմաստիճանը փոփոխելիս q_0 -ն փոփոխվում է, և, որպես կանոն՝ $dq_0/dT > 0$, այսինքն՝ պարույրի քայլը փոքրանում է (նկ. XII.10): Սակայն կան խոլեսաներիկներ, որոնցում $dq_0/dT < 0$:

Այսպիսով, խոլեսաներիկն ունի պարբերական կառուցվածք պարույրի առանցքի ուղղությամբ, ըստ որում պարբերության մեծությունը հավասար է պարույրի քայլի կեսին:

$$L = \frac{P}{2} = \frac{\pi}{|q_0|}, \quad (2.3)$$

ինչը հետևանք է n և $-n$ ուղղությունների համարժեքության: Պարբերության բնութագրական արժեքը 3000 \AA -ի կարգի է, որը զգալիորեն գերազանցում է մոլեկուլների չափերը: Ի տարբերություն նեմաստիկների, խոլեստերիկներում ենարագը է տեսանելի լույսի դիֆրակցիա պարբերական կառուցվածքի



Նկ. XII.10

Վրա: Նկ. XII.10-ում պատկերված է բնտրողական անդրադարձման (անդրադարձման մաքսիմումներին ենմասատաշանող) ալիքի երկարության

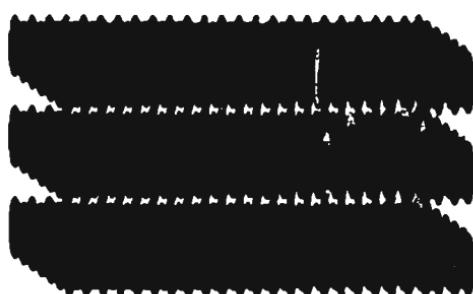
Կախումը ջերմաստիճանից խոլեստերիլսկելարգոնատի (1) և խոլեստերիլ-կապրինատի (2) համար:

Ծերմողինամիկական տեսանկյունից խոլիստերիկը շատ նման է նեմասիկին, քանի որ ոլորման հետ կապված էներգիան մոլեկուլների գուգահեռ կազմնորոշումով այայմանավորված էներգիայի շատ փոքր՝ 10^{-5} մասի կարգի է:

Մոլեկուլների պարուրած դաշտավագածը խողսաւերիկի եզակի օպտիկական հատկությունների պատճառն է: Դրանցից եարկ է առաջին հերթին նշել շրջանային բևեռացված լույսի ընտրողական անդրադարձման հատկությունը, ինչպես նաև չափազանց մեծ օպտիկական ակտիվությունը՝ միավոր երկարության վրա լուսային ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկառորդի պտույտի անլիւունը՝ $\beta \sim 10^4$ աստ/սմ (համեմատության համար նշենք, որ օպտիկապես ակտիվ, իզուրոպա ենդուկում $\beta \sim 1$ աստ/սմ է):

3. Ամեկտիկ հեղուկ բյուրեղներ (ամեկտիկներ)

Սմեկտիկ եեղուկ բյորեղներն ավելի կարգավորված են, քան նեմատիկները: Նրանցում, բացի նենատիկներին բնորոշ կողմնորոշումնային կարգավորվածությունից, առկա է նաև մոլեկուլների գանգվածների դիրքերի որոշակի կարգավորվածություն, քանի որ մոլեկուլները կազմում են շերտեր, որոնց միջև եեռավորությունները հավասար են որոշակի մեծության



Gly. XII. 11

իրար նկատմամբ: Ըոշափելիս սմեկտիկը թռղնում է օճառի տպավորաթյան (խանրեն «սմեզմա»-օճառ):

Տվյալ նյութի համար սմեկտիկ ֆազն առաջանում է ավելի ցածր ջեր-

(Եկ. XII.11), որը կարելի է որոշել ունտգենյան ճառագայթների դիմումով:

Սմելտիկում տարբեր շերտերի մոլեկուլների միջև փոխազդեցորյանը զգալիորեն բայց է նոյն շերտին պատկանող մոլեկուլների միջև փոխազդեցորյանից, որի հետևանքով շերտերը եեշտօրյամբ սահման

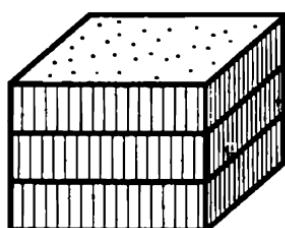
մասսային բան նեմատիկ ֆազը:

Գոյարջուն ունեն սմեկտիկ հեղուկ բյուրեղների բազմաթիվ տարատեսակներ: Դիտարկենք դրանցից մի բանիսը:

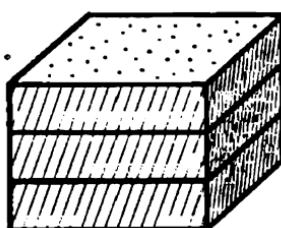
A-սմեկտիկը (Ակ. XII.12, ա) շերտավոր կառուցվածք է, որի շերտերի հաստությունը մուտքած է մոլեկուլի երկարությանը: Շերտի ներսում մոլեկուլների գաճապահների կենտրոնները չունեն դասավորման հեռակա կարգ: յուրաքանչյուր շերտ իրենից ներկայացնում է երկար հեղուկ: Համակարգն օպտիկապես միառանցք է, ըստ որում օպտիկական առանցքն ուղղահայաց է շերտերի հարթություններին:

C-սմեկտիկը (Ակ. XII.12, բ) շերտավոր կառուցվածք է, որի շերտերը երկար են հեղուկ են: Համակարգն օպտիկապես երկառանցք է: Այս առանձնահատկությունը բացատրվում է, ներադրելով, որ մոլեկուլների երկար առանցքները թերված են շերտերի նորմալի նկատմամբ: Այս ֆազին բնորոշ կառուցվածքը ստացվում է, եթե նյութի մոլեկուլներն օպտիկապես ակտիվ չեն կամ եթե խառնությունը պարունակում է աջև և ձախ բիրալությամբ մոլեկուլներ հավասար քանակներով:

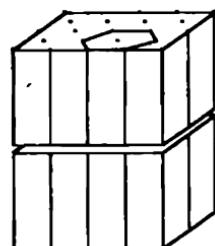
B-սմեկտիկ (Ակ. XII.12, զ): Եթե A- և C-սմեկտիկներում յուրաքանչյուր շերտ դրական է երկար հեղուկի հատկության, ապա B-սմեկտիկում շերտերն օժտված են պարբերականությամբ և պինդ մարմնին բնորոշ կոշտությամբ: Ունտգինյան ճառագայթների ցրումը ցույց է տալիս յուրաքանչյուր շերտում կարգավորվածության առկայություն: Շերտերը շատ ճկուն չեն: Բ ֆազը երեք եկմնական սմեկտիկ ֆազերից ամենակարգավորվածն է:



ա



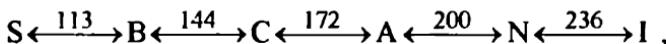
բ



զ

Նկ. XII.12

Եթե որևէ նյութ կարող է գոյություն ունենալ և A, և B, և C ֆազերում, այս դրանց առաջացման հաջորդականությունը ջերմաստիճանը բարձրացնելիս կլինի՝ S (այինդ մարմին) \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow A: Օրինակ՝ նշված ֆազերն ունեցող նյութերի տիպիկ ներկայացուցիչն է S^{ԲԲԱ} (տերեֆտալ-բիս-(N-բութիլանիլին)) օրգանական միացությունը, որի մուտ դիտվում էն անցումների հետևյալ ջերմաստիճանները ($^{\circ}\text{C}$ -ով)



որտեղ N-ով նշանակված է նեմատիկ ֆազը, իսկ I-ով՝ իզոտրոպ հեղուկ ֆազը:

Ներկայում հայտնի են սմեկտիկների այլ տարատեսակներ, որոնց կոչում են «էկզոտիկ»:

Հեղուկ բյուրեղների վերը դիտարկված բոլոր տեսակներում նյութը մոլեկուլներն ունեն մեկ ուղղությամբ խիստ ձգված, ծողած տեսք: Սակայն 1977թ. հայտնաբերվեցին հեղուկ բյուրեղներ, որոնց մոլեկուլները սկավառակի ձև ունեն: Վյդախի մոլեկուլներից կազմված համակարգն անվանվեց դիսկոտիկ հեղուկ բյուրեղ: Ինչպես և նեմատիկները, դիսկոտիկը նկարագրվում է **N** ուղղորդչով, որն ուղղված է մոլեկուլ-սկավառակների նորմալ-ների գերադասելի ուղղությամբ:

Հեղուկբյուրեղական ֆազում գտնվող դիսկոտիկի կառուցվածքը պատկերված է նկ. XII.13-ում: Ցուրաքանչյուր սյունակում սկավառակները

գրեթե գուգահեռ են, իսկ նրանց միջև հեռավորությունները կամայական են: Մոլեկուլները կարող են ազատ շարժվել սյունակների առանցքների ուղղությամբ, որոնք տարածության մեջ դասավորված են իրար գուգահեռ և հարրության մեջ կազմում են կանոնավոր վեցանկյուն երկշափ ցանց: Դիսկոտիկի այսպիսի կառուցվածքը պայմանավորված է այն հանգանաճռավ, որ երկու

սկավառակ-մոլեկուլների միջև գործության ուժն առավելագույնն է, եթե նրանք միմյանց գուգահեռ են և տեղադրված մեկ-մեկու վրա և նվազագույնն է, եթե նրանք միևնույն հարրության մեջ են: Վեցանկյուն երկշափ

ցանցն ստացանում է ուժեղ վանողական ուժերի գործողության շնորհիվ:

Պիհան բյուրեղական վիճակում գտնվող դիսկառտիկը տաքացնելիս նախ լսախտվում են սյունակներ կազմող մոլեկուլների միջև ենոպարությունները, և դիսկառտիկը վերածվում է ենդուկ նեմատիկ սյանակներից կազմված համակարգի, որտեղ դեռևս պահպանված է վեցանկյուն հարթ կառուցվածքը: Հետաքա տաքացման արդյունքում բանդվում է նաև երկշափ վեցանկյուն ցանցը, և առաջանում է եռաչափ նեմատիկ, որը հոսում է, պահպանելով մոլեկուլ-սկավառակների հարթությունների զուգահետառիւրյունը:

Ներկայումս ստացվում են դիսկուտիկներ, որոնցում նեմատիկ սյունակները հարթության մեջ կազմում են վեցանկյունից տարբեր համաշխատությամբ երկար ցանց, ինչը պայմանավորված է նույնագույների կառուցվածքային առանձնահատկություններով, մասնավորապես՝ սկավառակի ձևից ունեցած տարբերությամբ:

Հեղուկ բյուրենները հայտնի են արդեն ավելի քան 100 տարի (առաջին հեղուկ բյուրենը սինթեզվել է 1888թ. ավստրիացի բուսաբան Ֆ. Ռայնհուցե-րի կողմից), սակայն նրանց բուն ուսումնասիրությունները ծավալվել են վերջին երեք տասնամյակների ընթացքում, ինչն, առաջին երրին, պայմա-նավորված էր նրանց լայն կիրառություններով: Բանն այն է, որ եղանակ բյուրենների հատկաբարյունները կարելի է փոփոխել չափազանց բոյլ ար-տաքին ազդակների միջոցով, քանի որ եղանակը եեշտ դեֆորմացվող միջավայր է:

Հեղակ բյուրենիների կիրառությունը բերեց տեխնիկական հեղափոխության ինֆորմացիայի ներկայացման տեսադրական սարքերի՝ դիսվլեյների բնագավառում:

Հեղուկը արենական, հատկապես լիոտրոպ, ֆազի ուսումնասիրությունն ունի կարևոր նշանակություն կենսաբանության մեջ, քանի որ կենսաբանության ակտիվ համակարգերում, այդ թվում՝ և մարդու օրգանիզմում, կան հեղուկը արենական կառուցվածք ունեցող կենսաբանական նյութեր (միտօքին, կորազեն, ԴՆԹ, լիսիդիներ և այլն):

Եվ, վերջապես, հեղուկ բյուրեղների ֆիզիկան ժամանակակից ֆիզիկայի տարբեր բնագավառներում առաջարկվող տեսական նոդելների ստուգման և կիրճարկման խաղը՝ «Վորոձառակայտն»:

Հավելված 1. Ֆիզիկական սեծութեալների պահուստ
(ըստ Rev. Mod. Phys. 41, 375 (1969) հոդվածի)

Սեծություն	Նշանակում	Թվային արժեք և միավոր (CGSE)
Էլեկտրոնի հանգստի զանգված	m	$9,10956 \cdot 10^{-30} \text{ q}$
Տարրական լիցք	e	$4,80325 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}_q$
Պրոտոնի հանգստի զանգված	M_p	$1,67261 \cdot 10^{-24} \text{ q}$
Լույսի արագություն	c	$2,997925 \cdot 10^{10} \text{ սմ/վ}$
Պլանկի հաստատուն	\hbar $\hbar = h/2\pi$	$6,62620 \cdot 10^{-34} \text{ էրգ\cdotվ}$ $1,05459 \cdot 10^{-27} \text{ էրգ\cdotվ}$
Ավոգադրոյի թիվ	N_A	$6,02217 \cdot 10^{23} \text{ մոլ}^{-1}$
Բոլցմանի հաստատուն	k_B	$1,3806 \cdot 10^{-16} \text{ էրգ/աստ}$
Պրոտոնի և էլեկտրոնի զանգ- վածների հարաբերաբանը	M_p/m	1836,11
Նուրբ կառուցվածքի հաստատուն	$\alpha = e^2/\hbar c$	$7,2973 \cdot 10^{-3}$
Բորի շառավիղ	$a_B = \hbar^2/me^2$	$0,52918 \cdot 10^{-8} \text{ սմ}$
Ռիդերգի հաստատուն	$Ry = me^4/2\hbar^2$	13,6058 (էՎ)
Բորի մագնետոն	$\mu = e\hbar/2mc$	$0,92741 \cdot 10^{-20} \text{ էրգ/գու}$
Էլեկտրոնի դասական շառավիղ	$r_e = e^2/mc^2$	$2,81794 \cdot 10^{-13} \text{ սմ}$
Էլեկտրոնի կոմպտոնյան ալիքի երկարությունը	$\lambda_e = \hbar/mc$	$3,86159 \cdot 10^{-11} \text{ սմ}$
1 էլեկտրոն-Վոլտ	1 էՎ	$1,60219 \cdot 10^{-12} \text{ էրգ}$ $2,41797 \cdot 10^{14} \text{ Հց}$ $8,06546 \cdot 10^3 \text{ սմ}^{-1}$ $1,16048 \cdot 10^4 \text{ K}$

ավելիած 2. ՈՐՈՇ ՄԵՏԱՂՆԵՐԻ ՏԵՍԼԻԿԱՐԱՄ ԴԻՄՈՒՄՈՒԹՅՈՒՆ-ՆԵՐԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԿՈՆՑԵՆՏՐԱՑԻՈՆՆԵՐԸ

Անտաղ	ρ , մկՕհմ·սմ			$n, 10^{22} \text{ ամ}^{-3}$
	77 K	273 K	373 K	
Li	1.04	8.55	12.4	4.70 (78 K)
Na	0.8	4.2	Հալվում է	2.65 (5 K)
K	1.38	6.1	„	1.40 (5 K)
Rb	2.2	11.0	„	1.15 (5 K)
Cs	4.5	18.8	„	0.91 (5 K)
Cu	0.2	1.56	2.24	8.47
Ag	0.3	1.51	2.13	5.86
Au	0.5	2.04	2.84	5.90
Bc		2.8	5.3	24.7
Mg	0.62	3.9	5.6	8.61
Ca		3.43	5.0	4.61
Sr	7	23		3.55
Ba	17	60		3.15
Nb	3.0	15.2	19.2	5.56
Fe	0.66	8.9	14.7	17.0
Zn	1.1	5.5	7.8	13.2
Cd	1.6	6.8		9.27
Hg	5.8	Հալվում է	Հալվում է	8.65 (78 K)
Al	0.3	2.45	3.55	18.1
Ga	2.75	13.6	Հալվում է	15.4
In	1.8	8.0	12.1	11.5
Tl	3.7	15	22.8	10.5
Sn	2.1	10.6	15.8	14.8
Pb	4.7	19.0	27.0	13.2
Bi	35	107	156	14.1
Sb	8	39	59	16.5

Նորմալ մբնագրային ճնշման տակ և սենյակային ջերմաստիճաններում (բացի նշված դեպքերից):

Հավելված 3. (VIII.1.11) ԵՎ (VIII.1.12) ԱՌԱՋՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՐՏԱԾՈՒՄԸ

Եթե (VIII.1.1) հավասարման մեջ տեղադրենք նրա $g(x)$ և $h(x)$ անկախ լուծումները և ստացված հավասարումները հանենք իրարից, կստանանք՝

$$g(x)h''(x) - h(x)g''(x) \equiv \frac{d}{dx} [g(x)h'(x) - h(x)g'(x)] = 0, \quad (2.1)$$

որտեղ փակագծերում զրված արտահայտությունը (VIII.1.1) հավասարման վոռնսկիանն է (Վոռնսկու որաշիչը):

$$W(x) = g(x)h'(x) - h(x)g'(x) \equiv \begin{vmatrix} g(x) & h(x) \\ g'(x) & h'(x) \end{vmatrix} : \quad (2.2)$$

Համաձայն (2.1) առնչության, $W(x) = const$: Օգտվելով (VIII.1.5) և (VIII.1.6) բանաձևերից, զրենք վոռնսկիանի արտահայտությունը $x+a$ կետում.

$$\begin{aligned} W(x+a) &= g(x+a)h'(x+a) - h(x+a)g'(x+a) = \\ &= (\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1)W(x): \end{aligned} \quad (2.3)$$

Վոռնսկիանի հաստատության պայմանից հետևում է

$$\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1 = 1$$

(VIII.1.11) առնչությունը:

Եթե $g(x)$ և $h(x)$ անկախ լուծումները կազմում են ֆունդամենտալ համակարգ, ապա տեղի ունեն հետևյալ պայմանները՝

$$g(0) = 1, \quad g'(0) = 0, \quad h(0) = 0, \quad h'(0) = 1: \quad (2.4)$$

Այս դեպքում $W(0) = 1$: (2.4) պայմաններից և $x = 0$ կետում (VIII.1.5) և (VIII.1.6) հավասարումներից հետևում է, որ

$$\begin{aligned} g(a) &= \alpha_1g(0) + \alpha_2h(0) = \alpha_1; \quad \alpha_1 = g(a), \\ h(a) &= \beta_1g(0) + \beta_2h(0) = \beta_1; \quad \beta_1 = h(a), \\ g'(a) &= \alpha_1g'(0) + \alpha_2h'(0) = \alpha_2; \quad \alpha_2 = g'(a). \\ h'(a) &= \beta_1g'(0) + \beta_2h'(0) = \beta_2; \quad \beta_2 = h'(a): \end{aligned} \quad (2.5)$$

**Հավելված 4. ՏԱՐՐԵՐԻ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՄՆ ԶԵՐՍԱՍԻՇԱՆՆԵՐ ԵՎ
ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՄՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՄՆ ԴԱԾՏԵՐ**

Տարր	T_c , K	$H_d(0)$, Գս
Al	1,196	99
Cd	0,56	30
Ga	1,091	51
Hf	0,09	—
Hg α (ռուբուկ.)	4,15	411
Hg β	3,95	339
In	3,4	293
Ir	0,14	19
La α (հերու.իւ.դ.)	4,9	798
La β (նիստակ.իստ.)	6,06	1096
Mo	0,92	98
Nb	9,26	1980
Os	0,655	65
Pa	1,4	—
Pb	7,19	803
Re	1,698	198
Ru	0,49	66
Sn	3,72	305
Ta	4,48	830
Tc	7,77	1410
Th	1,368	162
Ti	0,39	100
Tl	2,39	171
U α	0,68	—
U γ	1,80	—
V	5,30	1020
W	0,012	1
Zn	0,875	53
Zr	0,65	47

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ընդհանուր գրականություն

1. Ч.Киттель. Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.
2. Дж.Займан. Принципы теории твердого тела. М., Мир, 1974.
3. Н.Ашкрофт, Н.Мермин. Физика твердого тела (тт. I, II). М., Мир, 1979.
4. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
5. Дж.Блейкмор. Физика твердого тела. М., Мир, 1988.
6. Ч.Үерт, Р.Томсон. Физика твердого тела. М., Мир, 1966.
7. Задачи по физике твердого тела, под. ред. Г.Дж.Голдсмита, М., Наука, 1976.
8. В.М.Варикаш, Ю.М.Хачатрян. Избранные задачи по физике твердого тела. Минск, Вышэйш. школа, 1969.
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, ч.І, М., Наука, 1976.
10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., ФМЛ, 1963.
11. Р.Кубо. Статистическая механика. М., Мир, 1967.
12. Таблицы физических величин. Справочник, под ред. акад. И.К.Кикоина. М., Атомиздат, 1976.
13. Б.М.Яворский, А.А.Деглаф. Справочник по физике. М., Наука, 1974.

VI գլխի գրականություն

1. А.Вильсон. Квантовая теория металлов. М., 1941.
2. П.Гроссе. Свободные электроны в твердых телах. М., Мир, 1982.

VII գլխի գրականություն

1. Г.Бете, А.Зоммерфельд. Электронная теория металлов. М., Л., 1938.
2. Ф.Зейтц. Современная теория твердого тела. М., Л., 1948.

- Л.Жирифалько. Статистическая физика твердого тела. М., Мир, 1975.

VIII құжғ қрашқышбірірін

- J.P.McKelvey. Solid state and semiconductor physics. Harper international edition (2nd printing), 1969.
- П.Гроссе. Свободные электроны в твердых телах. М., Мир, 1982.
- А.Ярив. Введение в теорию и приложения квантовой механики. М., Мир, 1984.
- И.И.Петровский. Электронная теория полупроводников. Минск, Высшая школа, 1964.
- З.Флюгге. Задачи по квантовой механике, т.1. М., Мир, 1974.
- П.П.Павинский. Введение в теорию твердого тела. Изд. Ленинградского университета, 1979.

IX құжғ қрашқышбірірін

- С.В.Вонсовский. Магнетизм. М., Наука, 1971.
- С.Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. М., Мир, 1983.
- J.H.Van Vleck. Theory of electrical and magnetic susceptibilities. Oxford. 1932.
- Г.А.Смоленский, В.В.Леманов. Ферриты и их техническое применение, Ленинград, Наука, 1975.

X құжғ қрашқышбірірін

- В.Буккель. Сверхпроводимость. М., Мир, 1975.
- Э.А.Линтон. Сверхпроводимость. М., Мир, 1964.
- А.Роуз-Инс, Е.Родерик. Введение в физику сверхпроводимости. М., Мир, 1972.
- П.Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М., Мир, 1968.
- В.В.Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1982.

6. Дж.Шриффер. Теория сверхпроводимости. М., Наука, 1970.
7. Р.М.Хейзен. В мире науки (Scientific American), №8, 1988.
8. Л.Г.Асламазов, В.Н.Губанков. Слабая сверхпроводимость. Знание, сер."Физика", №4, 1982.
9. В.В.Мощалков. Высокотемпературные сверхпроводники. Знание, сер."Физика", №9, 1987.
10. И.Г.Беднорц, К.А.Мюллер. Успехи физических наук (УФН), 156(2), 323, 1988.

XI құжғ қршқышбіріліб

1. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., ИЛ, 1962.
2. Дж.Хирт, И.Лоте. Теория дислокаций. М.. Атомиздат, 1972.
3. А.Н.Орлов. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М., Высшая школа, 1983.
4. А.Х.Коттрелл. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Металлургиздат, 1958.
5. А.М.Косевич. Физическая механика реальных кристаллов, Киев, Наукова думка, 1981.

XII құжғ қршқышбіріліб

1. Дж.Займан. Модели беспорядка. М., Мир, 1982.
2. О.В.Мазурин. Стеклование. Ленинград, Наука, 1986.
3. П.П.Кобеко. Аморфные вещества. М., Л., Изд. АН СССР, 19
4. Я.И.Френкель. Введение в теорию металлов. М., ФМЛ, 1958.
5. И.Г.Чистяков. Жидкие кристаллы. М., Наука, 1966.
6. В. де Же. Физические свойства жидкокристаллических веществ. М., Мир, 1982.
7. А.С.Сонин. Введение в физику жидких кристаллов. М., Наука, 1983.
8. Физика за рубежом '83. (Сборник научно-популярных статей). М., Мир, 1983.
9. Л.М.Блинов, С.А.Пикин. Жидкокристаллическое состояние вещества. Знание, сер."Физика", №6, 1986.

Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ ՍՎՍ II

Խմբագիր՝ ակադեմիկոս Է.Մ.Ղազարյան

Հանձնված է շարվածքի 20.02.99 թ.: Ստորագրված է տպագրության
10.04.99 թ.: Գրաշախը՝ 60x84 1/16: Թուղթը՝ օֆսեթ: Տառատեսակը՝ «Գրքի
սովորական»: Տպագրական մամոլ՝ 21,5:



«ԱԱԾԻՆՖՈ» գործակալություն

Երևան, Խսահակյան 28, հեռ. 52-64-16, 52-85-30