ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱՎԱՆ 7UUULUUPUU

UUU

ULPEPS 4PPU4NU3UD, UPCU4 4UPAU63UD, UDDU UUUSP3UD, UPUU UUDUUEL3UD, 4UADP4 4EPUPC3UD

SEALUSIDED

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ, Գ. ՎԵՐՄԻՇՅԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ Մաս I

Երևան ԵՊՀ հրատարակչություն 2016

ՀՏԴ 538.9 ԳՄԴ 22.37 ባ 610

Հրատարակության է երաշխավորել ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտխորհուրդը

Ուսումնամեթոդական աշխատանքների մատենաշար պրոֆ. Ա. Կիրակոսյանի ընդհանուր խմբագրությամբ

Գրախոսներ՝ դոցենտ Հ. Բադալյան առաջատար գիտաշխատող Վ. Առաքելյան

 Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ։ Մաս I (Ուսումնամեթոդական աշխատանքների մատենաշար)/ Ա.Կիրակոսյան, Ա. Վարդանյան, Ա. Ասատրյան, Ա. Մանասելյան, Գ. Վերմիշյան.- Եր.։ ԵՊՀ, 2016, 168 էջ։

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

Նախատեսված է ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետների ուսանողների համար։

ረՏጉ 538.9 ዓሆጉ 22.37

ISBN 978-5-8084-2155-4

© ԵՊՀ հրատ., 2016 © Հեղ. խումբ., 2016

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Նախաբան	4
Աշխատանք 1.	Միաբյուրեղի համաչափության և ցանցի
	պարամետրերի որոշումը5
Աշխատանք 2.	Բյուրեղի համաչափության ուսումնասիրումը
	Հաուեի մեթոդով25
Աշխատանք 3.	Բազմաբյուրեղային թաղանթի Բրավեի ցանցի որոշումն էլեկտրոնների դիֆրակցիայի մեթոդով39
Աշխատանք 4.	Անդրաձայնային ալիքները պինդ մարմիններում51
Աշխատանք 5.	Ֆեռոմագնիսական թաղանթի պարամետրերի
	ուսումնասիրումը մագնիսաօպտիկական մեթոդով65
Աշխատանք 6.	Մագնիսական ռեզոնանս78
Աշխատանք 7.	Կիսահաղորդիչների արգելված գոտու լայնության
Աշխատանք 8.	Հոլի երևույթը կիսահաղորդիչներում123
Աշխատանք 9.	Բարձրջերմաստիձանային գերհաղորդիչների
	պարամետրերի ուսումնասիրումը․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․․
Աշխատանք 10.	$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթի գերհաղորդականության
	վիձակին անցման ջերմաստիձանի և
	հոսանքակիր ունակության որոշումը․․․․․․․․․․․․154
Ֆիզիկական հա	ստատունների աղյուսակ166

ՆԱԽԱԲԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի դասընթացը տեխնիկական բուհերում և շատ համալսարաններում ուսանող-ֆիզիկոսների պատրաստման կարևորագույն բաղադրիչներից մեկն է։ Դա պայմանավորված է այն դերով, որ խաղում է պինդ մարմնի ֆիզիկան ժամանակակից գիտության, տեխնիկայի և տեխնոլոգիաների զարգացման գործում։

Սույն ձեռնարկում ընդգրկված լաբորատոր աշխատանքները ուսանողներին ծանոթացնում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի մի շարք հիմնարար երևույթների, փորձարական հետազոտությունների մեթոդների, սարքերի և սարքավորումների հետ։ Դրանք վերաբերում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի տարբեր բնագավառներին և ուսանողներին հնարավորություն են տալիս դիտարկելու, ուսումնասիրելու, վերարտադրելու և ինքնուրույն ստուգելու ֆիզիկական որոշ օրինաչափություններ և դրանց հետևանքները, ձեռք բերելու ինքնուրույն հետազոտական աշխատանքի համար անհրաժեշտ հմտություններ։

Ձեռնարկը նախատեսված է ԵՊՀ ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի ուսանողների համար և պարունակում է 10 լաբորատոր աշխատանքներ, որոնք վերաբերում են պինդ մարմնի կառուցվածքի, մագնիսական հատկությունների, կիսահաղորդիչների ֆիզիկայի, բարձրջերմաստիձանային գերհաղորդիչների հատկությունների և պինդ մարմնում անդրաձայնային ալիքների ուսումնասիրմանը։

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

Շնորհակալություն ենք հայտնում մեր գործընկերներին՝ օգտակար խորհուրդների և դիտողությունների համար։

Հեղինակներ

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 1 ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՑԱՆՑԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բյուրեղներում ռենտգենյան Ճառագայթների դիֆրակցիայի երևույթի հայտնագործումով (Մ. Լաուե, Վ. Ֆրիդրիխս, Պ. Կնիպինգ, 1912 թ.) հաստատվեց ռենտգենյան Ճառագայթման էլեկտրամագնիսական բնույթը և դրա տեղն էլեկտրամագնիսական ալիքների սանդղակում, ինչպես նաև բյուրեղային մարմինների պարբերական ներքին կառուցվածքը։

Այս հայտնագործությունը և դրա հիման վրա կատարված ուսումնասիրությունները (Ու. Հ. Բրեգ, Ու. Լ. Բրեգ) ձևավորեցին այն հիմքը, որի վրա ստեղծվեց և զարգացավ ռենտգենյան Ճառագայթներով նյութի կառուցվածքի հետազոտման հզոր մեթոդը՝ ռենտգենակառուցվածքային վերլուծությունը։

Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության միջոցով որոշվել են բոլոր պարզ նյութերի, մի քանի հազար կարևորագույն անօրգանական և օրգանական միացությունների ատոմային կառուցվածքները։ Բյուրեղների կառուցվածքի, դրանցում ատոմների դասավորության, միջատոմային հեռավորությունների վերաբերյալ առկա հարուստ փորձարարական տվյալները խթանել են բյուրեղագիտության, բյուրեղաֆիզիկայի, բյուրեղաքիմիայի, օրգանական քիմիայի, բժշկագիտության, իսկ ավելի ուշ՝ կենսաբանության, գենետիկայի, ինչպես նաև տեխնիկայի և արտադրության բազում այլ բնագավառների բուռն զարգացումը։

Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության մեթոդի և դրա բազմաթիվ տարատեսակների հաղթարշավին մեծապես նպաստել է այն հանգամանքը, որ բյուրեղագրությունը, իր առաջին քայլերից սկսած, օգտվել է բյուրեղներում մասնիկների բոլոր հնարավոր տարածական դասավորություններին վերաբերող տարածական խմբերի տեսության (Ե. Ս. Ֆյոդորով, 1890 թ.) արդյունքներից։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Լաուեի մեթոդը

Միաբյուրեղի տարրական բջջի չափերի, ցանցի տեսակի և դիֆրակտային համաչափության որոշումը պայմանականորեն համարվում է ռենտգենկառուցվածքային վերլուծության առաջին փուլը։ Այն իրականացվում է որոշակի հաշվեկարգով (ալգորիթմ), կախված առկա սարքավորումների տեսակից։

Հաուեի մեթոդը հնարավորություն է տալիս որոշելու բյուրեղագրական առանցքների ուղղորդվածությունը չհղկված (չնիստավորված) բյուրեղում, հետնաբար՝ ընտրելու նաև տարրական բջիջը։ Հաուեգրերի համաչափությունից կարելի է որոշել բյուրեղի դիֆրակտային համաչափությունը և հավանական կետային խումբը։

Այս մեթոդում օգտագործվում է ռենտգենյան խողովակի ձառագայթած ամբողջ արգելակային սպեկտրը։ Ռենտգենյան ձառագայթների ուղղությունը միշտ մնում է անփոփոխ բյուրեղագրական առանցքների նկատմամբ։ Բյուրեղում դիֆրակցիայի առաջացումը և դիֆրակտված ձառագայթների ուղղությունը որոշվում են Լաուեի հավասարումներով.

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = p\lambda,$$

$$b(\cos \beta - \cos \beta_0) = q\lambda,$$

$$c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = r\lambda,$$

(1)

որտեղ a -u, b -u u c -u բջջի գծային պարամետրերն են, α_0 -u, β_0 -u u γ_0 -u printen diameter in the second s

Դիֆրակցիայի պայմանը կարելի է ներկայացնել Բրեգի բանաձևի միջոցով՝

$$2d\sin\theta = n\lambda , \qquad (2)$$

որտեղ d-ն միջհարթությունային հեռավորությունն է, θ -ն՝ անդրադարձնող հարթության և ընկնող Ճառագայթի կազմած անկյունը (բրեգյան անկյուն), իսկ n-ը՝ անդրադարձման կարգը։

Դիֆրակցիայի պայմանը նկարագրող ևս մեկ հավասարում է ինտերֆերենցային հավասարումը՝

$$\frac{1}{\lambda} (S - S_0) = H_{pqr}, \qquad (3)$$

որտեղ S_0 -ն և S-ն ընկնող և դիֆրակտված Ճառագայթների ուղղությամբ միավոր վեկտորներ են, իսկ H_{pqr} -ը՝ հակադարձ ցանցի վեկտոր։

Դիֆրակտային պատկերների մեկնաբանումը հակադարձ ցանցի և անդրադարձման գնդոլորտների միջոցով։ (3) հավասարումը հնարավորություն է տալիս մեկնաբանելու դիֆրակտային պատկերները հակադարձ ցանցի և անդրադարձման կամ Էվալդի գնդոլորտի օգնությամբ։ Բյուրեղի կամայական (*hkl*) հարթությունների ընտանիքին կարելի է համապատասխանեցնել հակադարձ ցանցի հանգույցների շարք, որի յուրաքանչյուր հանգույց տրվում է $H = ha^* + kb^* + lc^*$ վեկտորի միջոցով, որի մոդուլը որոշվում է $|H_{hkl}| = 1/d_{hkl}$ արտահայտությամբ, իսկ a^* -ն, b^* -ն և c^* -ն հակադարձ ցանցի հիմնական վեկտորներն են։

Քանի որ տվյալ հարթությունների ընտանիքից դիֆրակտված տարբեր ձառագայթներ առաջանում են տարբեր ալիքի երկարություններից, որոնք ընտրվում են ձառագայթման անընդհատ սպեկտրից ընտանիքի միջհարթությունային հեռավորությամբ, ապա կարող ենք ասել, որ անդրադարձնում են հակադարձ ցանցի միայն այն հանգույցները, որոնք ընկած են $R = 1/\lambda$ շառավղով անդրադարձման գնդոլորտի վրա։ Միայն այդ դեպքում $S - S_0$ վեկտորների տարբերությունը հավասար կլինի հակադարձ ցանցի $H_{\scriptscriptstyle nkl}$ վեկտորին։ Ռենտգենյան ձառագայթների անընդհատ սպեկտրն ստեղծում է համապատասխան շառավիղներով անդրադարձնող գնդոլորտների անընդհատ համակարգ։ Նկ. 1-ում պատկերված են բյուրեղի հակադարձ ցանցը և անդրադարձ

ման գնդոլորտները, որոնց P_1 և P_2 կենտրոնները շեղված են հակադարձ ցանցի կոորդինատների սկզբնակետից ընկնող Ճառագայթի ուղղության հակառակ ուղղությամբ։ Այդ գնդոլորտների շառավիղները որոշվում են ռենտգենյան անընդհատ սպեկտրի առավելագույն և նվազագույն ալիքի երկարություններով՝ $R_1 = 1 / \lambda_{max}$, $R_2 = 1 / \lambda_{min}$:



Ul. 1. Բյուրեղի հակադարձ ցանցը և անդրադարձման գնդոլորտները. H -ը հակադարձ ցանցի վեկտոր է, S_0 -ն՝ (S -ը) ընկած (դիֆրակտված) Ճառագայթի ուղղությամբ միավոր վեկտոր:

Հակադարձ ցանցի՝ երկու գնդոլորտների միջև ընկած կամայական հանգույց, կարող է առաջացնել դիֆրակտված ձառագայթ, քանի որ ամեն մի այդպիսի հանգույց պատկանում է մի գնդոլորտի, որն անցնում է O կետով և որի կենտրոնը P_1 և P_2 կետերի միջև է։ Այդ անդրադարձման գնդոլորտին կհամապատասխանի մի ալիքի երկարություն, որն ընկած է λ_{\min} -ի և λ_{\max} -ի միջև։ Գնդոլորտի կենտրոնը հակադարձ ցանցի նշված հանգույցին միացնող գիծը ցույց է տալիս դիֆրակտված ձառագայթի ուղղությունը։ Տվյալ հարթությունների ընտանիքից տարբեր կարգի անդրադարձումներին համապատասխանող ալիքներն ընթանում են նույն ուղղությամբ և ռենտգենյան պատկերի վրա տալիս են մեկ հետք։ Բրեգի բանաձևի համաձայն՝ անդրադարձման առաջին կարգն անընդհատ սպեկտրից ընտրում է λ ալիքի երկարություն, երկրորդը՝ $\lambda/2$, երրորդը՝ $\lambda/3$ և այլն։ Հետևաբար՝ դիֆրակտված Ճառագայթը հարմոնիկների որոշակի հավաքածու է։

Ռենտգենագրերի ստացումը։ Լաուեի եղանակով ռենտգենագրեր ստանալու համար այս աշխատանքում օգտագործվում է ռենտգենյան խցիկ, որը տեղադրված է УРС-60 ռենտգենյան սարքի վրա։

Անկյունաչափի գլխիկի վրա ամրացված բյուրեղը տեղադրվում է իսցիկում այնպես, որ այն ամբողջությամբ լինի կոլիմատորից դուրս եկող առաջնային փնջի մեջ։ Բյուրեղի դիրքը գլխիկի վրա կարգավորվում է։ Հարթ ֆոտոթիթեղը տեղադրվում է բյուրեղից հետո, առաջնային փնջին ուղղահայաց։ Այս եղանակով ստացված ռենտգենագիրը կոչվում է լաուեգիր։ Բոլոր դիֆրակտված փնջերից լաուեգրում կգրանցվեն միայն նրանք, որոնք ընկած են ֆոտոթիթեղի չափեր ունեցող հիմքով բուրգի ներսում։ Թիթեղի վրա գրանցված դիֆրակտային հետքերի քանակը կախված է ռենտգենյան խողովակի աշխատանքային ռեժիմից, ալիքի երկարությունից և տարրական բջջի չափերից։ Ռենտգենյան խողովակում լարումը և հոսանքը մեծացնելիս կամ ձառագայթման ալիքի երկարությունը փոքրացնելիս գրանցված անդրադարձումների քանակն ավելանում է։ Բյուրեղները, որոնք ունեն տարրական բջջի ավելի մեծ պարամետրեր, տալիս են ավելի հարուստ դիֆրակտային պատկեր։

Մեծ չափեր ունեցող բյուրեղ ուսումնասիրելիս ֆոտոթիթեղը դրվում է բյուրեղից առաջ։ Այս եղանակով ստացված ռենտգենագրերը կոչվում են էպիգրամներ։ Դրանցում գրանցվում են 60° -ից մեծ բրեգյան անկյունով անդրադարձումները։

Գոտիական կորեր։ Լաուեգրերում ստացված կետերի դասավորությունը կախված է առաջնային փնջի նկատմամբ համապատասխան հարթությունների դասավորությունից։ Հարթությունները, որոնք պատկանում են այն գոտուն, որի առանցքը համընկնում է առաջնային փնջի ուղղության հետ, անդրադարձումներ չեն տալիս։ Առաջնային փնջին ուղղահայաց առանցք ունեցող գոտուն պատկանող հարթությունները ռենտգենագրում տալիս են դիֆրակտային հետքեր, որոնք ընկած են գոտու առանցքին ուղղահայաց ուղիղ գծի վրա։ Եթե գոտու առանցքը թեքված է առաջնային փնջի նկատմամբ, ապա հետքերը դասավորվում են որոշակի կորի վրա, որը կոչվում է գոտիական կոր։



Նկ. 2. Գոտիական կորի ստացման սխեման. FS₀ -ն սկզբնական փունջն է։

Դիտարկենք անդրադարձում այն հարթություններից, որոնց գոտու առանցքը թեքված է առաջնային փնջի նկատմամբ։ Դիցուք՝ N_1ON_2 -ն այն գոտու առանցքն է, որին պատկանում է P հարթությունը (նկ. 2)։

Մտովի պտտենք այդ հարթությունը N_1ON_2 առանցքի շուրջն այնպես, որ այն հաջորդաբար զբաղեցնի տվյալ գոտու առանձին հարթությունների դիրքերը։ Այդ դեպքում անդրադարձած *Տ* ձառագայթը կկառուցի կոնաձև փակ մակերևույթ, իսկ թաղանթի հետ դրա հատման հետքը կլինի գոտիական կորը (ընդհանուր դեպքում էլիպս)։ ձառագայթների մակերևույթն իր մեջ պարունակում է նաև առաջնային փունջը, իսկ գոտիական կորը թաղանթի վրա հպվում է կենտրոնական հետքին։ Գոտու այն հարթությունների թիվը, որոնք կարող են անդրադարձնել ձառագայթ, սահմանափակված է $2\sin\theta > \lambda_{min}$ պայմանով։ Այդ պատձառով ամբողջական էլիպսի փոխարեն դիտվում են առանձին հետքեր։ Ինչքան մեծ է գոտու առանցքի և առաջնային փնջի միջև անկյունը, այնքան ավելի մեծ է էլիպսի չափը։ Երբ այդ անկյունը 45° է, իսկ կոնի բացվածքի անկյունը 90° է, ապա թաղանթի հետ հատման գիծը կլինի պարաբոլ։ Գոտու առանցքի 45°-ից ավելի մեծ թեքության դեպքում թաղանթի հետ հատման գիծը հիպերբոլ է։

Այսպիսով՝ լաուեգիրը գոտիական կետերի հավաքածու է, որը ցույց է տալիս բյուրեղում հարթությունների ընտանիքների փոխադարձ դասավորությունը։

Լաուեգրերի համաչափությունը։ Ռենտգենագիրը ցույց է տալիս բյուրեղի համաչափությունն առաջնային փնջի ուղղության նկատմամբ։ Օրինակ, եթե այդ ուղղության երկայնքով անցնում է համաչափության հարթություն, ապա այդ առանցքի նկատմամբ θ անկյան տակ թեքված (*hkl*) հարթությունների ընտանիքից բացի, կլինի հարթությունների ևս մի ընտանիք, որը թեքված է նույն անկյամբ և կապված է առաջին ընտանիքի հետ համաչափության գործողությամբ։ Այդ երկու հարթությունների ընտանիքները կտան համաչափ դասավորված հետքեր։ Հարթությունների ընտանիքները, որոնք կապված են իրար հետ համաչափությամբ, կառուցվածքորեն նույնական են։ Հետևաբար՝ համաչափորեն դասավորված հետքերը պետք է ունենան նաև նույն ուժգնությունը։ Դիֆրակտային պատկերի այդպիսի համաչափությունն անվանում են դիֆրակտային համաչափության առանցք, որն անցնում է կենտրոնական հետքով։

Եթե առաջնային փնջի ուղղության հետ համընկնում է բյուրեղի համաչափության առանցք, ապա այն նույնպես կբերի լաուեգրի համապատասխան համաչափության։

Կախված առաջնային փնջի նկատմամբ բյուրեղի համաչափության տարրերի դասավորությունից, հնարավոր է լաուեգրերի համաչափության տասը տեսակ՝ C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , C_6 , C_v , C_{2v} , C_{3v} , C_{4v} , C_{6v} :

Հաուգրերի համաչափությունը հնարավորություն է տալիս որոշելու բյուրեղի այս կամ այն համաչափության տարրերի առկայությունը։ Դրա համար անհրաժեշտ է, որ բյուրեղը որոշակի եղանակով ուղղված լինի առաջնային փնջի նկատմամբ։

Դիֆրակտային պատկերների կենտրոնահամաչափության օրենքից (Ֆրիդելի օրենք) հետևում է, որ դիֆրակտային պատկերի համաչափության միջոցով հնարավոր չէ որոշել բյուրեղում համաչափության կենտրոնի առկայությունը կամ բացակայությունը։ 32 կետային խմբերից միայն 11-ն են օժտված համաչափության կենտրոնով։ Այդ պատձառով հնարավոր է դիֆրակտային համաչափության միայն 11 խումբ՝ $\overline{1}$, 2 / m, mmm, 4 / m, 4 / mmm, $\overline{3}$, $\overline{3}$ / m, 6 / m, 6 / mmm, m / 3, m / 3m :

Ուսումնասիրվող բյուրեղի դիֆրակտային համաչափության որոշումը հնարավորություն է տալիս միայն դատելու հավանական համաչափության կետային խմբի մասին։

Գնոմոտարածագրական պրոյեկցիա։ Լաուեգրի ամեն մի հետք միարժեքորեն կապված է բյուրեղագրական որոշակի հարթության հետ։ Կարելի է ասել, որ լաուեգիրը բյուրեղագրական համակարգի պրոյեկցիայի պատկերն է, որում հարթություններն արտապատկերվում են իրենց նորմալների միջոցով։ Նկ. 3-ում ցույց է տրված *P* անդրադարձնող հարթության գնոմոտարածագրական պրոյեկցիայի կառուցման սխեման։

Պրոյեկցիայի կառուցման համար անհրաժեշտ է *O* կետից կառուցել *P* հարթությանն ուղղահայաց, մինչև գնդոլորտի հետ հատման *T* կետը, իսկ հետո պրոյեկտել *T* կետն *N* բնեռից հասարակածային հարթության վրա։ Ստացված *S*, կետը *P* հարթության գնոմոտարածագրական պրոյեկցիան է։ Լաուեգրի ամեն մի հետք միարժեքորեն կապված է որոշակի բյուրեղային հարթության հետ։ Մեր դեպքում *P* հարթությանը համապատասխանում է թիթեղի վրայի *S* հետքը։ Լաուեգրի վրա չափելով *S* և կենտրոնական *S*₀ հետքերի միջև *l* հեռավորությունը՝ կարելի է որոշել θ անկյունը. tg $\theta = l/D$, որտեղ *D*-ն բյուրեղի հեռավորությունն է թաղանթից, որը 30 մմ է։



Նկ. 3. Գնումոտարածագրական պրոյեկցիայի կառուցման սխեման. FS_0 -ն սկզբնական փունջն է, OS-ն՝ անդրադարձած ձառագայթը։

Պրոյեկցիան կառուցելիս լաուեգրի հետքերը տեղափոխում են մոմաթղթի (կալկա) վրա, ռենտգենագիրը տեղադրելով այնպես, որ խցափականի կտրվածքով անկյունը լինի աջից՝ վերևում, իսկ ուղղորդիչը՝ ուղղված x առանցքին զուգահեռ։ Անհրաժեշտ է օգտվել նախօրոք պատրաստված գնոմոտարածագրական քանոնից։ Ցելյուլոիդի շերտի վրա O կետից դեպի ձախ նշվում են $D tg 2\theta$ մեծության արժեքները θ անկյան տարբեր արժեքների համար՝ $0-30^\circ$ միջակայքում, 1° քայլով, իսկ դեպի աջ՝ $R tg (45^\circ - \theta / 2)$ մեծության արժեքները նույն անկյունների համար։ Պրոյեկցիայի գնդոլորտի շառավիղը հարմար է ընտրել Վուլֆի ցանցի շառավղին հավասար, այսինքն՝ R = 100 մմ։

 S_1 կետը կառուցելու համար անհրաժեշտ է քանոնը տեղադրել SS_0 ուղղի վրա այնպես, որ O կետը համընկնի S_0 -ի հետ, իսկ S կետը լինի դրանից դեպի ձախ։ Ձախ սանդղակով որոշվում է θ անկյան այն արժեքը, որը համապատասխանում է SS_0 հեռավորությանը, իսկ աջ սանդղակով որոշվում է S_1 կետի դիրքը տարածագրական պրոյեկցիայում։ **Բերված գնոմոտարածագրական պրոյեկցիայի կառուցումը և վերլուծումը**։ Ստացված պրոյեկցիաների կետերին և դրանց համապատասխան գոտիական կորերի հետքերին վերագրում են նույն համարը։ Պրոյեկցիայի կետերը նշում են օղակով։ Գոտիական կորի վրա ընտրում են 8–12 հետք, որոնք հավասարաչափ բաշխված են ամբողջ երկայնքով։ Այնուհետև տվյալ գոտիական կորի պրոյեկցիաների կետեոով մոմաթուղթը տեղադրում են Վուլֆի ցանցի վրա այնպես, որ դրանց կենտրոնները համընկնեն։ Մոմաթուղթը պտտելով կենտրոնի շուրջը՝ պրոյեկցիայի բոլոր կետերը «նստեցնում են» ցանցի միջօրեականներից որևէ մեկի վրա։ Միջօրեականն անցկացնում են մոմաթղթի վրա և որոշում են աղեղի բևեռը՝ նշելով այն խաչով։ Աղեղի բևեռը գոտու առանցքի ելքի պրոյեկցիան է, այսինքն՝ ուղիղ ցանցի բյուրեղագրական ուղղությունը։ Այս ընթացակարգն իրականացնում են լաուեգրի բոլոր կարևոր գոտիական կորերի համար։

Կառուցված տարածագրական պրոյեկցիան ոչ միշտ է հնարավորություն տալիս գտնելու ցանցի բյուրեղագրական առանցքների բոլոր ելքերը։ Փորձնական արդյունքները լավացնելու նպատակով նկարում են ևս երկու լաուեգիր՝ բյուրեղն առանցքի շուրջը պտտելով $\varphi = \pm 60^\circ$ անկյունով։ Այդ լաուեգրերից յուրաքանչյուրի համար կառուցում են տարածագրական պրոյեկցիան և բերում են $\varphi_{_0}$ զրոյական պրոյեկցիայի վրա։ Դրա համար պրոյեկցիաներով մոմաթուղթը տեղադրում են Վուլֆի ցանցի վրա, համատեղելով x և y կոորդինատային առանցքները ցանցի տրամագծերի հետ և իրականացնում են պրոյեկցիայի բոյոր օղակների և խաչերի պտույտ 60° անկյունով ըստ ցանցի լայնությունների լաուեգիրն ստանալիս՝ բյուրեղի կատարած պտույտին հակառակ ուղղությամբ։ Պտտված φ_0+60° և φ_0-60° պրոյեկցիաների կետերը տեղափոխում են $arphi_0$ զրոյական պրոյեկցիայի վրա՝ ստանալով բյուրեղի բերված գնոմոտարածագրական պրոյեկցիան։ Բյուրեղի բյուրեղային համակարգի (սինգոնիա) և կողմնորոշման որոշումը հիմնավորվում է ուղիղ ցանցի ելքերի (խաչեր) և հակադարձ ցանցի ելքերի (օղակներ)

փոխադարձ դասավորության վերլուծությամբ։ Յուրաքանչյուր բյուրեղային համակարգի բնորոշ են դասավորության հետևյալ առանձնահատկությունները.

Եռաթեք (տրիկլինային): Ուղղությունների ոչ մի զույգ չի համընկնում։ Որպես առանցքներ ընտրում են ուղիղ ցանցի ամենափոքր տեղափոխություններով ուղղությունները։

Միաթեք (մոնոկլինային)։ Գոյություն ունի միայն մեկ մեծ շրջանի աղեղ, որի վրա նստում են (չհամընկնելով) ուղիղ և հակադարձ ցանցերի ուղղությունների ելքերը։ Այդ աղեղի բևեռը միաժամանակ ելք է ուղիղ և հակադարձ ցանցերի համար։ Այդ միակ եզակի ուղղությունն ընտրվում է որպես միաթեքային առանցք։ Երկու ամենակարձ տեղափոխությունները, որոնց ելքերն ընկած են այդ աղեղի վրա, ընտրվում են որպես այլ առանցքներ։

Ուղղանկյուն (ռոմբական)։ Գոյություն ունեն մեծ շրջանի երեք աղեղներ, որոնք ընդհանուր են ուղիղ և հակադարձ ցանցերի ելքերի համար։ Այդ աղեղներն իրար հետ կազմում են 90° անկյուններ։ Այդ աղեղների հատման կետերը միաժամանակ ուղիղ և հակադարձ ցանցերի հանգուցային շարքերի ելքային կետերն են։ Դրանք վերցվում են որպես տարրական բջջի առանցքներ։

Քառանկյուն (տետրագոնալ) և վեցանկյուն (հեքսագոնալ)։ Գոյություն ունի մեծ շրջանի մեկ աղեղ, որի վրա նստում են ուղիղ և հակադարձ ցանցերի իրար հետ համընկնող ուղղությունները։ Այդ աղեղի բնեռն ընտրում են որպես ցանցի c առանցք։ Մյուս երկու առանցքներն ընտրում են այդ աղեղի վրա եղած խաչերից որոնք քառանկյուն ցանցում իրարից հեռացված են 90°-ով, իսկ վեցանկյուն ցանցում՝ 120°-ով։

Խորանարդային։ Ուղիղ և հակադարձ ցանցերի ուղղությունների բոլոր ելքերը համընկնում են։ Որպես ցանցի առանցքներ վերցնում են կարևոր ելքերը, որոնք ընկած են իրար ուղղահայաց երեք աղեղների հատման կետերում։

2. Ճոձման մեթոդ

ՃոՃման մեթոդը պտույտի մեթոդի տարատեսակ է։ Ընդհանուր օգտագործման ռենտգենյան խցիկում (РКОП) տեղադրված բյուրեղը հատուկ մեխանիզմի օգնությամբ 10° – 20° անկյունային միջակայքում ՃոՃվում է ընտրված ուղիղ ցանցի բյուրեղագրական ուղղության շուրջը։ Բյուրեղագրական ուղղությունը նախօրոք բերվում է խցիկի առանցքին զուգահեռ դիրքի։ Դիֆրակտային պատկերը գրանցվում է թաղանթի վրա, որը տեղադրված է կիսագլանային պարկուՃի մեջ։ Այս մեթոդում օգտագործվում է մեներանգ Ճառագայթում։

Բյուրեղի պտույտի ընթացքում պտտվում է նաև դրա հակադարձ ցանցը։ Այն պահին, երբ հակադարձ ցանցի որևէ հանգույց հատում է անդրադարձման գնդոլորտը, դրա կենտրոնից հատման կետով անցնում է դիֆրակտված Ճառագայթ (նկ. 4), որը գրանցվում է թաղանթի վրա։



Նկ. 4. Անդրադարձման գնդոլորտը և հակադարձ ցանցը

Եթե հարթությունների որևէ ընտանիքին համապատասխանող հակադարձ ցանցն ուղղահայաց է պտույտի առանցքին, ապա այդ հանգույցներն անդրադարձման գնդոլորտը կհատեն շրջանագծով։ Այդ հանգույցներին համապատասխանող անդրադարձված ձառագայթները կձևավորեն կոնային մակերևույթ, որի գագաթը գնդոլորտի կենտրոնում է և որն անցնում է ցանցի և գնդոլորտի շրջանագծով։ Կոնի կիսաբացվածքի անկյունը որոշվում է տվյալ ցանցի միջհարթությունային հեռավորությամբ՝ $d^* = 1/I$, որտեղ I-ն ընտրված բյուրեղագրական ուղղությամբ ուղիղ ցանցի նույնականության պարբերությունն է։

ՀռՀման ռենտգենագրերում **ռեֆլեքսները** դասավորվում են $0,\pm 1,\pm 2,...,\pm n$ գծերի վրա։ Չափելով զրոյական և *n*-րդ շերտային գծերի միջև y_n հեռավորությունը ռենտգենագրի վրա՝ կարելի է որոշել *I* նույնականության պարբերությունը տվյալ բյուրեղագրական ուղղության համար.

$$I = n\lambda \left[1 + \left(\frac{2R_k}{2y_n} \right)^2 \right]^{1/2}, \qquad (4)$$

որտեղ *n* -ը շերտային համարն է, $2R_k$ -ն՝ պարկուձի տրամագիծը, որը 57,3 մմ է, λ -ն՝ մեներանգ ձառագայթման ալիքի երկարությունը։

Պետք է նաև հաշվի առնել, որ ՃոՃման ռենտգենագրերում կան նաև շերտային գծեր, որոնք առաջացել են ռենտգենյան Ճառագայթման β բաղադրիչից, եթե նկարահանման ընթացքում Ճառագայթումը չի զտվել։

3. Հակադարձ ցանցի կառուցման դիֆրակտաչափային եղանակը

Այս եղանակը հնարավորություն է տալիս կառուցելու հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցը, որն ուղղահայաց է անկյունաչափի գլխիկի առանցքի ուղղությամբ բերված բյուրեղագրական ուղղությանը։ Ենթադրենք՝ առանցքի ուղղությամբ ուղղված է ուղիղ ցանցի c առանցքը։ Այդ դեպքում կարելի է ցանցի վրա ընտրել հակադարձ ցանցի a^* և b^* առանցքների ուղղությունները և որոշել դրանց կազմած γ^* անկյունը։ Բրեգյան անկյունների ճշգրտումը a^* և b^* հանգուցային շարքերի վրա հեռավոր անդրադարձումներից հնարավորություն է տալիս (2) բանաձևի օգնությամբ մեծ ճշտությամբ որոշելու ուղիղ ցանցի d_{h00} և d_{0k0} պարամետրերը։ Հակադարձ ցանցի ոչ զրոյական ցանցերի կառուցման համար անհրաժեշտ է օգտագործել հատուկ կցուրդ, որը հնարավորություն է տալիս անկյունաչափի հասարակածային հարթությունից դուրս բերելու գրանցիչը։ Այս աշխատանքում դա չի օգտագործվում։ Մեկ այլ բյուրեղագրական ուղղությանն ուղղահայաց հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցի կառուցման համար անհրաժեշտ է բյուրեղը համապատասխան ձևով ամրացնել մեկ այլ անկյունաչափի գլխիկին։ Ստորև բերված է հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցի կառուցման և վերլուծության մեթոդիկան։

Ғулւрեղի սարումը։ Անկյունաչափի գլխիկի վրա ամրացված բյուրեղը РКОП խցիկից տեղափոխվում է ДРОН-2 դիֆրակտաչափի ГУР-5 անկյունաչափի վրա։ Սարման նպատակն այն է, որ բյուրեղի հակադարձ ցանցի a^*b^* հարթությունը, որն ուղղահայաց է ուղիղ ցանցի cուղղությանը, համընկնի անկյունաչափի հասարակածային հարթության հետ։ Դրա համար բավական է հակադարձ ցանցի ցանցի (сетка обратной решетки) երկու հանգույց բերել հասարակածային հարթություն, եթե այդ հանգույցներն ընկած չեն մեկ կենտրոնական ուղղի վրա։

Բյուրեղը նախապես օպտիկական եղանակով կենտրոնադրվում է անհրաժեշտ բարձրությունում։ Սարումն իրականացվում է անկյունաչափի գլխիկի երկու աղեղներով։ Այդ պատձառով անհրաժեշտ է գտնել հակադարձ ցանցի ցանցի երկու շարք, որոնք մոտավորապես ընկած են գլխիկի աղեղների հարթությունների վրա։ Հարմար է օգտվել այն փաստից, որ սարող աղեղը պետք է անցնի առաջնային փնջի և գրանցիչի կազմած անկյան կիսորդով։

Գործնականում սկզբում հաշվիչի $2\theta < 20^{\circ}$ ոչ մեծ անկյան դեպքում որոշվում է անդրադարձումը, երբ հաշվիչի առջև առկա է լայն հորիզոնական ձեղք։ Հետո, փոքրացնելով ձեղքը, հասնում են նրան, որ ուժգնությունը նվազի մի քանի անգամ, և պտտելով բյուրեղն աղեղով՝ հասնում են ռենտգենյան փնջի առավելագույն ուժգնության։ Հետո կրկին փոքրացնում են ձեղքը և ձշգրտում բյուրեղի ω անկյունը, իսկ 0,5 մմ ձեղքի դեպքում անցնում են ըստ 2θ -ի ամենահեռավոր անդրադարձմանն այդ նույն կենտրոնական շարքի վրա և կրկնում են գործողությունը։ Հեռավոր անդրադարձման անցումն իրականացնում են հաշվիչի և բյուրեղի կառչումով (միացված են գրանցիչի պտույտի առանցքի բոնակին և բյուրեղին)։ Նույն ձևով Ճշգրտվում է բյուրեղի դիրքն ըստ երկրորդ աղեղի։

Անդրադարձումների որոնումը։ Հակադարձ ցանցի կառուցման համար անհրաժեշտ է գտնել մի քանի տասնյակ անդրադարձումներ։

Անդրադարձումների որոնումն իրականացնում են՝ սկսելով փոքր 2 θ անկյուններից՝ 2 θ -ի ամեն մի արժեքի համար բյուրեղը պտտելով 360°-ով (բավական է 2 θ = 5° – 20° տիրույթը $\Delta 2\theta$ = 2° քայլով)։ Հաշվիչի դիմացի ուղղահայաց ձեղքն անհրաժեշտ է վերացնել։ Գրանցում են բոլոր անդրադարձումները, որոնք գերազանցում են ֆոնը։ Անդրադարձումների հայտնաբերումից հետո ձշգրտվում են հաշվիչի 2 θ և բյուրեղի ω անկյունները։

Բյուրեղի դիրքի ω անկյան ձշգրտումը կատարվում է անշարժ հաշվիչի դեպքում, երբ դրա դիմաց առկա է լայն ուղղահայաց ձեղք (4 մմ)։ Անդրադարձման մաքսիմումի համար նշում են ուժգնության հաշվման արագությունը, և բյուրեղը պտտում են երկու կողմ՝ մինչև ուժգնությունը նվազի, դառնալով առավելագույնի 0,7 մասը, և այդ դիրքերի համար նմուշի սանդղակով չափում են ω անկյունները։ Մաքսիմումի անկյունային դիրքը որոշվում է այդ երկու չափումների կիսագումարով։

Դրանից հետո բյուրեղը պահվում է անշարժ վիձակում, և նեղ ուղղահայաց ձեղքով (0,05 մմ կամ 0,1մմ) իրականացվում է հաշվիչի 2θ անկյան ձշգրտումը՝ նույն սխեմայով։ Անդրադարձման համարը և ω , 2θ անկյունների ձշգրտված արժեքները գրանցվում են աղյուսակում։

Հակադարձ ցանցի կառուցումը։ Հանգույցների համար չափված *ω* և 2*θ* անկյունների միջոցով ցանցը կառուցելիս օգտագործվում է դիֆրակտաչափական նկարահանման երկրաչափական մոդելը և նոմոգրամը (նկ. 5)։

Աշխատանքային մոմաթուղթը, որի վրա գծում են հակադարձ ցանցի հանգույցները, տեղադրում են նոմոգրամի վրա և նշում են O կետը (զրոյական հանգույց՝ 000), որը համընկնում է նոմոգրամի կենտրոնի հետ։ Մոմաթղթի վրա նշում են $\omega = 0^\circ$ անկյանը համապատասխանող կետը։ Մոմաթուղթը պտտում են O կետի շուրջը տվյալ անդրադարձման ω անկյունով, որը հաշվում են շրջանի եզրագծի վրայի նիշերով։ $R = 1/\lambda$ շառավղով անդրադարձման գնդոլորտի աղեղի վրա տեղադրում են տվյալ անդրադարձման համար ստացված հաշվիչի 2 θ անկյունը, և կետը նշում են անդրադարձման համարով։ Հակադարձ ցանցի զրոյական շերտային հարթության ցանցն ստացվում է բոլոր չափված անդրադարձումները նշելուց հետո։ Ստացված ցանցը հնարավորություն է տալիս ընտրելու տարրական բջիջը, այսինքն՝ a^* և b^* առանցքների ուղղությունը, բացահայտելու կանոնավոր մարումները և նշելու գրանցված բոլոր անդրադարձումների միլերյան ցուցիչները։



Նկ. 5. Հակադարձ ցանցի կառուցման նոմոգրամ

Տարրական բջջի պարամետրերի Ճշգրտումը։ Միջհարթությունային $d_{\scriptscriptstyle 100}$ և $d_{\scriptscriptstyle 010}$ հեռավորությունների ճշգրտման համար անհրաժեշտ է գտնել կառուցված ցանցի համապատասխան շարքում ամենահեռավոր անդրադարձումները և ճշգրտել 2θ անկյան արժեքը՝ հաշվիչի դիմաց նեղ ուղղահայաց ձեղքի դեպքում։ Դրանից հետո բյուրեղը պտտում են ω + 180° անկյունով և կրկին ձշգրտում $2\theta'$ անկյունը։ Բրեզյան անդրադարձման 20 անկյունը չափվում է առաջնային փնջի ուղղությունից։ Սարքում մշտապես առկա կարգաբերման անձշտությունների հետևանքով առաջնային փունջը չի անցնում հաշվիչի սանդղակի զրոլով, ուստի անհրաժեշտ է սանդղակով չափված 20 անկյան մեջ ուղղում մտցնել։ Հաշվիչի սանդղակի գրոյի ուղղումն իրականացվում է անդրադարձման մերձակա կարգով ($2\theta = 5^{\circ} - 20^{\circ}$)։ Ճշգրտում են անդրադարձման 2θ անկյունը, և բյուրեղը 180° պտտելուց հետո՝ $2\theta'$ անկյունը։ Հետո անցնում են հաշվիչի անկյունների բացասական տիրույթ և Ճշգրտում են համապատասխան -2θ և $-2\theta'$ անկյունները։ Չափվող 2θ -ի արժեքի nιηηnιúp['] 2 $\theta_0 = [2\theta + 2\theta' + (-2\theta) + (-2\theta')]/4$:

Հաշվիչի զրոյի վրա ուղղված բրեգյան անկյան չափված արժեքը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\theta_{6_2} = \frac{1}{4} (2\theta + 2\theta') - \theta_0 :$$
 (5)

Միջհարթությունային հեռավորությունը հաշվարկվում է Բրեգի բանաձևով՝ $d_{\rm hkl} = n\lambda/2\sin\theta_{\rm for}$:

Ընտրված a^* և b^* շարքերի կազմած անկյան չափումն իրականացվում է մոտակա կարգի ուժեղ անդրադարձումներով, օգտագործելով ω և 2θ անկյունների արժեքները՝ ամեն շարքից մեկական անդրադարձման համար.

$$\omega_{0}(a^{*}) = \omega(h00) - \theta(h00),$$

$$\omega_{0}(b^{*}) = \omega(0k0) - \theta(0k0),$$

$$\gamma^{*} = \omega_{0}(a^{*}) - \omega_{0}(b^{*}):$$
(6)

 $\omega_{_{0}}(a^{*})$ և $\omega_{_{0}}(b^{*})$ անկյունները համապատասխանում են a^{*} և b^{*} շարքերի դիրքին, երբ դրանք ուղղահայաց են առաջնային փնջին։

Տարրական բջջի a և b պարամետրերն ուղղանկյուն, քառանկյուն և խորանարդային համակարգերի բյուրեղների համար հեշտությամբ արտահայտվում են հաշվարկված d_{100} և d_{010} մեծությունների միջոցով։ Միաթեք և վեցանկյուն բյուրեղային համակարգերում ուղիղ ցանցի բըջջում անկյունը՝ $\gamma = 180^\circ - \gamma^*$:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- Տեղադրել դասախոսի տրամադրած բյուրեղը ռենտգենյան խցիկում և կատարել բյուրեղի և խցիկի անհրաժեշտ սարումները։
- 2. Նկարել լաուեգրեր բյուրեղի երեք դիրքերի համար՝ φ_0 , φ_0 + 60°, φ_0 60°:
- Կառուցել գնոմոտարածագրական քանոն։ Յուրաքանչյուր լաուեգրի համար կառուցել տարածագրական պրոյեկցիա։ Կառուցել բերված տարածագրական պրոյեկցիա։
- Վերլուծել բերված պրոյեկցիան: Որոշել հետազոտվող նմուշի բյուրեղային համակարգը, կարևոր բյուրեղագրական ուղղություններն ընտրել որպես հնարավոր տարրական բջջի առանցքներ։
- 5. Անկյունաչափական գլխիկի բռնակների օգնությամբ ընտրված բջջի բնեռին ամենամոտ առանցքը բերել խցիկի պտտման առանցքի վրա (y առանցք)։ Նկարել ստուգիչ լաուեգիր և անհրաժեշտության դեպքում կատարել բյուրեղի կողմնորոշման անհրաժեշտ ուղղումներ։ Բերված ուղղության գոտիական կորը պետք է լինի ուղիղ գիծ, որը զուգահեռ է ուղղորդիչ գծին։ Որոշել լաուեգրի համաչափությունը։ Նկարել ՃոՃման ռենտգենագիր և որոշել նույնականության պարբերությունը բջջի ընտրված առանցքի ուղղությամբ։
- Անկյունաչափական գլխիկը բյուրեղի հետ միասին տեղափոխել դիֆրակտաչափի վրա և կատարել բյուրեղի սարումը։

- 7. Տեսածրել հակադարձ ցանցի տիրույթը՝ 2θ -ն փոփոխելով 7° -ից մինչև 20° անկյունային տիրույթում։ Ճշգրտել հակադարձ ցանցի հայտնաբերված հանգույցների 2θ և ω անկյունները։ Անհրաժեշտ է գտնել մոտ 30 – 40 անդրադարձում։ Կառուցել հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցը։
- 8. Ցանցի վրա ընտրել հակադարձ ցանցի տարրական բջիջը։ Բյուրեղագրական առանցնքերին համապատասխանող հանգույցների շարքերում գտնել 2θ-ի մեծ արժեքներով անդրադարձումները և ձշգրտել դրանց մեծությունը հաշվիչից առաջ դրված նեղ ձեղքի միջոցով։ Այդ նույն շարքերում գտնել և ձշգրտել 2θ և ω անկյունները փոքր ցուցիչներով անդրադարձումների համար և դրանց միջոցով որոշել ω₀ անկյունները։ Որոշել հաշվիչի զրոյի ուղղումը։
- 2θ անկյունների Ճշգրտված արժեքներով հաշվարկել տարրական բջջի գծային պարամետրերը, իսկ ω₀ անկյուններով՝ անկյունային պարամետրերը։
- Հակադարձ ցանցի ցանցում բացահայտել կանոնավոր մարումների առկայությունը և տեսակը։

YPC-60 ռենտգենյան սարքի միացման կարգը

- Բացել սառը ջրի ծորակը։
- Միացնել հոսանքի աղբյուրը։
- Սարքի վահանակի վրա «сеть» բռնակը դնել 2 դիրքում։
- Սեղմել «высокое» կոձակը։
- «Напряжение» բռնակով խողովակին կիրառել 30կՎ լարում։
- «Накал» բռնակով ապահովել 4մԱ հոսանք։

Սարքի անջատումն իրականացվում է հակառակ հերթականությամբ։

ДРОН-2 ռենտգենյան սարքի միացման կարգը

- Բացել ջրի ծորակը (ռենտգենյան խողովակի հովացման համար)։
- Միացնել հոսանքի աղբյուրը։
- Սարքի վահանակի վրա սեղմել «сеть» կոձակը։ «пуск» լամպի միանալուց հետո սեղմել «высокое - вкл» կոձակը։ «высокое

напряжение» բռնակը դնել 30կՎ դիրքում, «ток трубки» բռնակը դնել 20մԱ դիրքում։

 Միացնել հաշվիչի հոսանքի սնուցումը դրա կողային պատի վրա տեղադրված անջատիչով։ Միացնել БАУ բլոկի հոսանքի սնուցումը՝ սեղմելով «сеть» կոճակը։ Միացնել գրանցիչի սնուցումը Ս_д անջատիչով։

Աշխատանքի ավարտից հետո սարքի անջատումն իրականացվում է հակառակ հերթականությամբ։

ሀՏበԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- Ի՞նչ տեսք ունեն գոտիական կորերը լաուեգրերում և էպիգրամներում։
- Ինչո՞վ է պայմանավորված լաուեգրերում դիֆրակտային հետքերի քանակը։
- Դնչպե՞ս են իրենց դրսևորում կարևոր հանգուցային շարքերը և ցանցերը լաուգրերի վրա ։
- Հնարավոր է՞ արդյոք լաուեգրերի համաչափությունից ելնելով՝ որոշել բյուրեղի կետային խումբը։
- 5. Բյուրեղի տարածագրական պրոյեկցիան կառուցելու համար ինչու՞ է անհրաժեշտ նկարել երեք լաուեգիր։
- Ինչպիսի[®] համաչափություն կարող են ունենալ պտտման և ՃոՃման ռենտգենագրերը։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Г. Б. Бокий, М. А. Порай-Кошиц. Рентгенструктурный анализ. Т. 1. М.: Изд-во МГУ, 1964.
- 2. С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. Рентгенографический и электроннооптический анализ. М.: Металлургия, 1970.
- 3. **Д. М. Хейкер.** Рентгеновская дифрактометрия монокристаллов. Л.: Машиностроение, 1973.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2 ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԼԱՈՒԵՒ ՄԵԹՈԴՈՎ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բյուրեղային մարմինների հիմնական ֆիզիկական հատկություններից է համաչափությունը, որն ի հայտ է գալիս մարմինը կազմող մասնիկների` ատոմների, մոլեկուլների, իոնների եռաչափ պարբերական դասավորվածության արդյունքում։ Բյուրեղներում մասնիկների տարածական բաշխումը կոչվում է բյուրեղային կառուցվածք։

Երբեմն կառուցվածքային միավորների (ատոմ, իոն, մոլեկուլ կամ մոլեկուլների համախումբ) կարգավորված դասավորվածությունն արտապատկերվում է բյուրեղային նյութի արտաքին ձևի մեջ՝ դրսևորելով համաչափության որոշակի տարրեր։ Օրինակ՝ խորանարդային համակարգին պատկանող կերակրի աղի բյուրեղիկներն ունեն ուղղանկյուն զուգահեռանիստի ձև։

Ուսումնասիրելով բյուրեղի արտաքին ձևի առանձնահատկությունները՝ բյուրեղագետները հայտնաբերել են մի շարք օրենքներ՝ հիմք դնելով բյուրեղների համաչափության ուսմունքին։ Սակայն այն հանգամանքը, որ ոչ բոլոր նյութերն ունեն կանոնավոր արտաքին ձև կամ, ինչպես ընդունված է ասել՝ հաբիտուս, խիստ սահմանափակել է այդ ուսումնասիրությունները։

Հետագայում, բյուրեղներում ռենտգենյան Ճառագայթների դիֆրակցիայի երևույթի հայտնագործումից հետո, հնարավորություն առաջացավ ստեղծելու բյուրեղային կառուցվածքի համաչափության ուսումնասիրության ուղղակի մեթոդներ (Լաուեի մեթոդ, ՃոՃման մեթոդ, հակադարձ ցանցի կառուցման դիֆրակտաչափային եղանակ. տես Աշխատանք 1)։ Այս աշխատանքում կծանոթանանք դրանցից ամենատարածվածի՝ Լաուեի մեթոդի հետ։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Ֆրիդելի օրենքը

Բյուրեղային բազմանիստերի համաչափության բնութագրական տարրերն են՝ համաչափության կենտրոնը, համաչափության առանցքը և համաչափության հարթությունը։

Համաչափության կամ ինվերսիայի կենտրոնը՝ մարմնի (բյուրեղի) մեջ այն կետն է, որով անցնող կամայական ուղիղ այդ կետից հավասար հեռավորություններում հանդիպում է համանման կետերի։

Համաչափության առանցքն այն ուղիղն է, որի շուրջը որոշակի ան կյունով պտտելիս մարմինը համընկնում է ինքն իր հետ։ Բյուրեղներում կարող են գոյություն ունենալ միայն 1-ին, 2-րդ, 3-րդ, 4-րդ և 6-րդ կարգի առանցքներ։ Առանցքի կարգը ցույց է տալիս, թե քանի անգամ է մարմինը համընկնում ինքն իր հետ այդ առանցքի շուրջը մեկ լրիվ պտույտ կատարելիս։

Համաչափության հարթությունն այն հարթությունն է, որը մարմինը բաժանում է երկու այնպիսի մասերի, որոնցից մեկը մյուսի հայելային արտապատկերումն է։

Մարմնի համաչափության տարրերի համախումբը կոչվում է այդ մարմնի համաչափության դաս կամ համաչափության կետային խումբ։

Բյուրեղային համակարգ (սինգոնիա) է կոչվում տվյալ տարածական ցանցի համաչափությանը համապատասխանող բյուրեղագրական կոորդինատային համակարգը։

Բյուրեղի կառուցվածքի վերծանման խնդիրը հեշտանում է, եթե հետազոտման սկզբնական շրջանում հայտնի են դրա բյուրեղային համակարգը և համաչափության կետային խումբը։ Այդ նպատակին կարող են ծառայել ինչպես օպտիկական անկյունաչափով կատարվող չափումները, այնպես էլ ռենտգենագրերի ստացման զանազան մեթոդներ (Լաուեի մեթոդ, ձոձման մեթոդ, հակադարձ ցանցի «նկարահանման» մեթոդ և այլն)։ Ընկնող փնջի նկատմամբ բյուրեղագրական առանցքների կանխամտածված տեղադրման դեպքում այդ ռենտգենագրերի վրա անմիջականորեն արտացոլվում է դիֆրակտային պատկերի համաչափությունը։ Սակայն անհրաժեշտ է իմանալ, թե ինչպես է ռենտգենագրի համաչափությունը կապվում տվյալ բյուրեղի համաչափության կետային իմբի հետ։ Նախքան այդ հարցի պարզաբանումը, կանգ առնենք այն կարևոր փաստի վրա, որ, համաձայն Ֆրիդելի օրենքի, *հակադարձ ցանցի համաչափության իմացությամբ հնարավոր չէ պարզել տվյալ բյուրեղի համաչափության կենտրոնի գոյության հարցը, քանի որ դիֆրակցիան կետային համաչափության խմբին անպայման ավելացնում է համաչափության կենտրոն։*

Նշենք, որ բյուրեղը կարելի է ներկայացնել իրար զուգահեռ և իրարից հավասարահեռ բյուրեղագրական հարթությունների ընտանիքների տեսքով։ Հարթությունների ընտանիքը լրիվ բնորոշվում է սկզբնակետին ամենամոտ հարթության դիրքով։ Դիցուք՝ այդ հարթությունը բյուրեղագրական առանցքներից հատում է a/h, b/k, c/l հատվածները, որտեղ a-ն, b-ն, c-ն հիմնական վեկտորների մոդույներն են, իսկ h, k, l ամբողջ թվերը բնորո2ում են հարթության դիրքը և կոչվում են միլերյան ցուցիչներ։ (*hkl*) հարթությունը և նրա հետ համաչափության կենտրոնով կապված $(\overline{h}\overline{k}\overline{l})$ հարթությունը պատկանում են հարթությունների նույն ընտանիքին։ hkl և $\overline{hk}\overline{l}$ ցուցիչներով անդրադարձումներն այդ ընտանիքի հարթությունների տարբեր երեսներից տեղի ունեցող անդրադարձումներն են։ Ենթադրենք՝ բյուրեղն օժտված չէ համաչափության կենտրոնով։ Այդ դեպքում (hkl) հարթությունը համարժեք չէ $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ հարթությանը, որն արտահայտվում է այն բանում, որ այդ հարթությունների ընտանիքի տեսքը երկու տարբեր երեսներից նույնը չէ (նկ. 1)։ Մակայն անկախ այն բանից՝ համարժեք են (hkl) և (\overline{hkl}) հարթությունները, թե ոչ, hkl և \overline{hkl} gուցիչներով դիֆրակտված ձառագայթներն անդրադառնում են նույն անկյան տակ և ունեն նույն ուժգնությունը։ Հարթությունների միջև հեռավորությամբ պայմանավորված փույերի տարբերությունը երկու դեպքում էլ նույնն է։

Բյուրեղից ստացված դիֆրակտային պատկերի վրա համաչափության տարրով կապված հարթություններից անդրադարձած ձառա-



Նկ. 1. Ռենտգենյան փնջերի անդրադարձումը հարթությունների տարբեր երեսներից

գայթներն ունեն նույն ուժգնությունը և նույն Բրեգի անկյունը։ Այդպիսի դիֆրակտված Ճառագայթներով ի հայտ բերված համաչափությունը կոչվում է դիֆրակտային համաչափություն։

Ինչպես հետևում է կենտրոնահամաչափության (Ֆրիդելի) օրենքից, այդպիսի հայտանիշների (Բրեգի անկյունների և ուժգնությունների համընկնում) միջոցով հայտնաբերված դիֆրակտային համաչափությունը նույնը կլինի ինչպես համաչափության կենտրոն չունեցող, այնպես էլ համաչափության կենտրոնով բյուրեղի համար։ Դա նշանակում է, որ միայն դիֆրակտային պատկերի տվյալներից օգտվելով՝ հնարավոր չէ հայտնաբերել համաչափության կենտրոնի առկայությունը կամ բացակայությունը։

Նշվածից պարզ է, որ բյուրեղի դիֆրակտային դասը բյուրեղի կետային խմբի համաչափության տարրերի համախումբն է՝ գումարած համաչափության կենտրոնը։ Հասկանալի է, որ եթե բյուրեղի կետային խումբը պարունակում է համաչափության կենտրոն, ապա դիֆրակտային համաչափությունը և տվյալ կետային խմբի համաչափությունը համընկնում են։ Դիֆրակտային համաչափության դասերն անջատելու համար բնական է գոյություն ունեցող 32 կետային խմբերից վերցնել միայն այն խմբերը, որոնք որպես տարր պարունակում են համաչափության կենտրոն։ Այդպիսիք 11-ն են։ Դրանք էլ հենց կազմում են դիֆրակտային համաչափության դասերը, որոնք տրված են աղյուսակում։

Աղյուսակ			
Բյուրեղային	Դիֆրակտային	Կետային խումբ	
համակարգ	դաս		
Եռաթեք (տրիկլինային)	$C_i = \overline{1}$	$C_1 = 1$, $C_i = \overline{1}$	
Միաթեք (մոնոկլինային)	$C_{2h} = 2/m$	$C_s = m, \ C_2 = 2, \ C_{2h} = 2/m$	
Ուղղանկյուն (ռոմբական)	$V_h = D_{2h} = mmm$	$C_{2v} = mm2, V = D_2 = 222,$ $V_h = D_{2h} = mmm$	
b	$C_{3i} = \overline{3}$	$C_3=3, C_{3i}=\overline{3}$	
Շռանվյուն (ռուբուդրա- կան կամ տրիգոնալ)	$D_{3d} = \overline{3}m$	$C_{3v} = 3m, D_3 = 32,$ $D_{3d} = \overline{3}m$	
	$C_{4h} = 4/m$	$S_4 = \overline{4}, C_4 = 4,$ $C_{4h} = 4/m$	
Քառանկյուն (տետրագոնալ)	$D_{4h} = 4/mmm$	$D_{2d} = \bar{4}2m, C_{4v} = 4mm,$ $D_4 = 422,$ $D_{4h} = 4/mmm$	
(1 ($C_{6h} = 6/m$	$C_{3h} = \overline{6}, C_6 = 6,$ $C_{6h} = 6/m$	
Վեցանկյուն (հեքսագոնալ)	$D_{6h} = 6/mmm$	$D_{3h} = \overline{62m}, C_{6v} = 6mm,$ $D_6 = 622,$ $D_{6h} = 6/mmm$	
Խորանարդային	$T_h = m3$	$T = 23, T_h = m3, T_d = \overline{4}3m, O = 432$	
	$O_h = m3m$	$O_h = m3m$	

Որպես օրինակ դիտարկենք միաթեք բյուրեղային համակարգը։ Այն ունի համաչափության երեք կետային խմբեր՝ 2, *m* և 2/*m* (2- ը նշանակում է 2-րդ կարգի առանցք, *m*- ը ՝ հայելային հարթություն, կոտորակի նշանը ցույց է տալիս, որ 2-րդ կարգի առանցքն ուղղահայաց է հայելային հարթությանը)։ Դրանցից համաչափության կենտրոն պարունակում է միայն 2/*m* խումբը։ Դիցուք՝ բյուրեղը պատկանում է 2 խմբին։ Դիֆրակտային պատկերը կունենա նույն համաչափությունը (եթե ընկնող փունջն ուղղված է այդ առանցքով)՝ գումարած համաչափության կենտրոնը։ Բայց 2-րդ կարգի պտտման առանցքին համաչափության կենտրոն ավելացնելիս ստանում ենք համաչափության 2/m խումբը, քանի որ համաչափության այդ երկու տարրերի համադրումից ծնվում է համաչափության երրորդ տարրը՝ 2-րդ կարգի պտտման առանցքին ուղղահայաց m հարթությունը։ Ճիշտ նույն կերպ՝ m կետային խմբին համաչափության կենտրոն ավելացնելիս նորից ստանում ենք 2/m խումբը։ Այսպիսով, այդ բյուրեղային համակարգի երեք խմբերից որնէ մեկին պատկանող բյուրեղի համար ստացված դիֆրակտային պատկերի վրա միշտ հայտնաբերում ենք 2/m կետային խումբը։ Մա էլ հենց միաթեք բյուրեղային համակարգի

Այս օրինակից երևում է, որ կենտրոնահամաչափության օրենքը սահմանափակում է բյուրեղի համաչափության դասի վերջնական որոշումը։ Երբեմն հետազոտության սկզբնական շրջանում կետային խմբի որոշման համար հաջողությամբ օգտվում են բյուրեղի ֆիզիկական հատկություններից։ Նկատի ունենալով բյուրեղի տարբեր անիզոտրոպ հատկությունները, ինչպես, օրինակ, բևեռացման հարթության պտույտը, կեռաքերման պատկերի համաչափության և ձևի, պիեզոէլեկտրական հատկությունները և այլն, հնարավոր է ստանալ լրացուցիչ տվյալներ և մեծ մասամբ հարցին տալ վերջնական պատասխան։

Սակայն, եթե կետային խմբի որոշման համար օգտվել ենք շերտավոր գծերի ցուցչավորումից, կանոնավոր մարման օրենքների, ուժգնության գնահատման մեթոդներից, ապա ոչ միայն միարժեքորեն կարելի է որոշել բյուրեղի կետային խումբը, այլ նաև վերջնականորեն վերծանել բյուրեղային կառուցվածքը։

2. Դիֆրակտային դասի որոշումը լաուեգրերով

Ռենտգենագրերի միջոցով բյուրեղների դիֆրակտային դասի որոշման ամենապարզ և հարմար մեթոդը Լաուեի մեթոդն է (բազմերանգային մեթոդ)։

Հիշենք այդ մեթոդի երկրաչափությունը։ Հակադարձ ցանցի և անդրադարձման գնդոլորտի միջոցով հեշտ է պատկերացնել համաչափ դիֆրակտային փնջերի առաջացումը։ Դիցուք՝ բյուրեղն ունի համաչափության ինչ-որ տարր։ Բյուրեղի կամայական կողմնորոշման դեպքում, երբ համաչափության այդ տարրը զուգահեռ չէ ընկնող փնջին, դիֆրակտված Ճառագայթներ տվող հակադարձ ցանցի «ցուցիչների դաշտի» ողջ տիրույթում (նկարում ստվերագծված մասը) ընդհանրապես հնարավոր չէ գտնել այնպիսի Ճառագայթներ, որոնք տարածականորեն կապված են համաչափության այդ տարրով և միաժամանակ պատկանում են համաչափ համարժեք հանգույցների (նկ. 2ա)։ Այժմ ենթադրենք՝ բյուրեղը կողմնորոշված է այնպես, որ համաչափության տարրը համընկնում է սկզբնական փնջի հետ (նկ. 2բ)։ Հեշտ է պատկերացնել, որ այդպիսի կողմնորոշման դեպքում հակադարձ ցանցը համաչափ է տեղակայված անդրադարձման գնդոլորտի և ընկնող փնջի նկատմամբ։ Պարզ է՝ անդրադարձման գնդոլորտի վրա միաժամանակ կլինի մի քանի հանգույց, որոնք միմյանց հետ կապված կլինեն համաչափության տրված տարրով, և դիֆրակտված Ճառագայթները թաղանթի վրա կվերարտադրեն բյուրեղի համաչափությունն ընկնող փնջի ուղղության նկատմամբ։

Նշենք, որ լաուեգրերով բյուրեղի համաչափության որոշման պատկերավորությունն է այն բանի պատձառը, որ գրականության մեջ «դիֆրակտային համաչափություն» և «դիֆրակտային համաչափության դասեր» տերմինների փոխարեն հաձախ օգտագործվում են «Լաուեի համաչափություն» և «Լաուեի դասեր» տերմինները։

Այժմ պարզենք, թե ինչպիսի համաչափությամբ օժտված կլինի լաուեգիրը բյուրեղի համաչափության որևէ տարր ընկնող փնջի ուղղությամբ ուղղելու դեպքում։ Ընկնող փնջի նկատմամբ կամայական կողմնորոշված կամայական բյուրեղ և եռանկյուն բյուրեղային համակարգի բյուրեղները կտան ոչ համաչափ լաուեգրեր։ Լաուեգրի այդ տեսակին վերագրվում է 1-ին կարգի համաչափության առանցք և նշանակվում է C_1 նշանով։ Լաուեգիրն օժտված կլինի թիթեղի հարթությանն ուղղահայաց 2-րդ, 3-րդ, 4-րդ կամ 6-րդ կարգի համաչափության առանցքով,



Նկ. 2. Բյուրեղի դիրքորոշումը փնջի ուղղության նկատմամբ

եթե բյուրեղում կա փնջի երկայնքով ուղղված համապատասխան կարգի պտտման առանցք։ Բացի այդ՝ ընկնող փնջի ուղղության հետ, պտտման առանցքներից բացի (C_n , n = 1, 2, 3, 4, 6), կարող են համընկնել նաև բյուրեղի համաչափության հարթությունները։ Առաջանում են ևս 5 տեսակի լաուեգրեր (C_{nv} , n = 1, 2, 3, 4, 6), որոնցում առկա են համաչափության գծեր և պտտման առանցքներ։ Ընդամենը կարելի է տարբերակել լաուեգրի 10 տեսակի համաչափություն (նկ. 3)։

Դիֆրակտային համաչափության դասերի մեջ կան այնպիսիք, որոնցում կան նույն տարրերը։ Պարզ է, որ համաչափության այդ տարրերով կստանանք նույն տեսակի լաուեգրեր և առանց լրացուցիչ նկարահանման չենք կարող դրանք տարբերել միմյանցից։ Օրինակ՝ լաուեգրի վրա համաչափության գիծ՝ համաչափության C_v տեսակի լաուեգիր կարող են տալ բոլոր լաուեդասերի բյուրեղները, բացի C_i -ից և C_{3i} -ից։ T_h լաուեդասի խորանարդային բյուրեղները, որոնք նկարահանված են տարածական անկյունագծի ուղղությամբ, և C_3 լաուեդասի մեջ մտնող բյուրեղները՝ նկարահանված 3-րդ կարգի առանցքի ուղղությամբ, առաջացնում են C_3 համաչափության լաուեգիր։ Համաչափության C_{2v} տեսակի լաուեգիր կարող են առաջացնել D_{2h} , D_{4h} , D_{6h} և T_h դասերի բյուրեղները՝ նկարահանված 2-րդ կարգի առանցքների երկայնքով։ Համաչափության C_{3v} տեսակի լաուեգիր կտան $\overline{3}$ (3-րդ կարգի համաչափության առանցք) առանցքի ուղղությամբ նկարահանված O_h դասի բյու-



Նկ. 3. Լաուեգրերի համաչափության տեսակները

րեղները։ D_{4h} դասի՝ քառանկյունային առանցքի երկայնքով նկարված բյուրեղները, ինչպես նաև O_h և T_h դասերի՝ խորանարդի 4-րդ կարգի առանցքի երկայնքով նկարված բյուրեղները կտան C_{4v} համաչափության նույն տեսակի լաուեգրեր։ Վերջապես, լաուեգրի C_{6v} տիպի համաչափությունը պատկանում է միայն D_{6h} լաուեդասի բյուրեղներին՝ նկարված 6-րդ կարգի առանցքի երկայնքով։

Ասվածից պարզ է, որ դիֆրակտային դասի ամենաարագ և միարժեք որոշման համար պետք է ընկնող փնջի հետ համընկեցնել դասի այն համաչափության տարրը, որը միարժեքորեն է բնութագրում տվյալ դասը։ Այդպիսի տարրեր են պտտման առանցքները, որոնք ուղղված են գլխավոր առանցքներով, իսկ երբեմն` տարածական անկյունագծերով։

Օրինակ՝ միջին բյուրեղային համակարգերի բյուրեղների դիֆրակտային դասն ամենահեշտ ձևով պարզելու համար դրանց գլխավոր առանցքներն ուղղում են ընկնող փնջի ուղղությամբ։ Միաթեք և ուղղանկյուն համակարգերի բյուրեղները պետք է նկարել 2-րդ կարգի համաչափության առանցքների ուղղությամբ։ Լաուեգրերի տեսակները համապատասխանաբար կլինեն՝ C_2 և C_{2v} ։ Խորանարդային բյուրեղային համակարգի T_h և O_h դասերի բյուրեղների 2-րդ և 4-րդ կարգի առանցքները պետք է ուղղել ընկնող փնջի ուղղությամբ։ Կասկածի դեպքում կարելի է նկարել նաև 3-րդ կարգի համաչափության առանցքի ուղղությամբ (խորանարդի տարածական անկյունագծի երկայնքով)։

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Հաուեգրերով դիֆրակտային դասի որոշման աշխատանքը հարմար է կատարել անշարժ բյուրեղների նկարահանման ռենտգենյան խցիկով (РКСО) կամ տարրական բջջի պարամետրերի որոշման ռենտգենյան խցիկով (РКОП), քանի որ դրանք ունեն ամենամեծ հնարավորությունները՝ ընտրված ուղղությունը փնջի երկայնքով կամ դրան ուղղահայաց ուղղելու համար։ РКОП խցիկում այդ հնարավորությունը փոքր-ինչ սահմանափակ է, և ոչ ամեն ցանկալի ուղղություն է հնարավոր համատեղել փնջի ուղղության հետ (օրինակ՝ անկյունաչափային գլխիկի ուղղաձիգ առանցքին մոտ ուղղությունները)։ РКСО խցիկում գործնականում կամայական ուղղություն կարելի է ուղղել փնջի երկայնքով, քանի որ հնարավորություն կա գլխիկն առանցքով տեղափոխել փնջի երկայնքով։

Գործնականում համաչափ դասավորված բծերով լաուեգիր ստանալու համար նպատակահարմար է օգտվել խառը Ճառագայթումից, երբ ռենտգենյան Ճառագայթման սպեկտրում առկա են և՛ բնութագրական, և՛ անընդհատ Ճառագայթումները։ Դա արվում է՝ ելնելով այն բանից, որ լաուեգրերը շատ զգայուն են տեղադրման նկատմամբ։ Եթե օգտվենք միայն բնութագրական Ճառագայթումից, ապա ընկնող փնջի և անդրադարձնող հարթության միջև կազմված անկյան աննշան փոփոխություն կարող է հանգեցնել տվյալ անդրադարձման վերացման, որը կբերի թիթեղի վրա բծերի դասավորության համաչափության խախտման։ Սակայն խառը Ճառագայթման դեպքում, անընդհատ Ճառագայթման մեջ բնութագրականին մոտ ալիքի երկարությունների գոյության շնորհիվ, տվյալ անդրադարձումը գոյություն կունենա, չնայած այդպիսի անդրադարձման ուժգնությունը շատ թույլ կլինի մյուսների համեմատությամբ։ Այսպիսով, հեշտանում է լաուեգրի վրա բծերի դասավորման համաչափության հայտնաբերումը։ Նշենք նաև, որ բյուրեղի կամայական կողմնորոշման դեպքում լաուեգրի վրա բծերի դասավորության համաչափություն չի հայտնաբերվի։ Դեռ ավելին. պարզ է, որ նույն բյուրեղի՝ տարբեր դիրքերից ստացված լաուեգրերը միմյանցից կտարբերվեն թիթեղի վրա բծերի դասավորությամբ։

Կամայականորեն կողմնորոշված բյուրեղից համաչափ դիֆրակտային պատկեր ստանալու համար անհրաժեշտ է նախօրոք ստանալ լաուեգրեր և ըստ դրանց կառուցել բյուրեղի տարածագրական (ստերեոգրաֆիկ) պրոյեկցիան։ Պրոյեկցիայի վրա ընտրելով այն ուղղությունը, որի երկայնքով ենթադրվում է համաչափության տարրի առկայություն, գտնում են տրված ուղղության գնդային անկյունները և պրոյեկցիայի վրա այդ ուղղությանը համապատասխանող կետը տեղափոիսում կամ պրոյեկցիայի կենտրոն (տվյալ ուղղության համատեղում ընկնող փնջի հետ), կամ Վուլֆի ցանցի վերին բնեռ (այդ ուղղության համատեղում անկյունաչափային գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի հետ)։ Ընտրված ուղղությամբ բյուրեղը սարելուց հետո կարելի է ստանալ սպասվող համաչափությամբ լաուեգիր։

Անցնենք անկյունաչափային գլխիկի աղեղներով տեղաշարժերի միջոցով ընտրված ուղղությունների ուղղորդման նկարագրությանը՝ գլխիկի առանցքի կամ ընկնող փնջի երկայնքով։

1. PKCO խցիկում ընտրված ուղղությունն ընկնող փնջի ուղղությամբ ուղղորդելու համար հարմար է օգտվել այնպիսի անկյունաչափային գլխիկից, որով բյուրեղը վերևի փոքր և ներքևի մեծ աղեղներով կարելի է շեղել մինչև 60° միջակայքում։ Բացի գլխիկի աղեղներով այդ պտույտներից, գլխիկը կարելի է պտտել ուղղաձիգ առանցքի շուրջը։

Հաուեգիրն ստանում են անկյունաչափի գլխիկի այնպիսի դիրքում, երբ մեծ աղեղի (փոքր աղեղի) հարթությունն ուղղահայաց է ֆոտոթաղանթին։ Վուլֆի ցանցի օգնությամբ տարածագրական պրոյեկցիայի կառուցումից հետո հեշտ է գտնել այն պտույտները, որոնք պետք է կատարել անկյունաչափային գլխիկի աղեղների միջոցով՝ տրված ուղղությունն ընկնող փնջի ուղղության հետ համատեղելու համար (պրոյեկ-
ցիայի վրա դա կհամապատասխանի տրված կետի համատեղմանը պրոյեկցիայի O կենտրոնի հետ)։

Փոքր աղեղի պտույտով А կետը բերվում է В կետ և ապա` համատեղվում պրոյեկցիայի О կենտրոնի հետ (նկ. 4, ա):

2. Եթե անհրաժեշտ ուղղությունը պրոյեկցիայի վրա Վուլֆի ցանցի հորիզոնական տրամագծի մոտ է, ապա փոքր աղեղով բյուրեղի պտույտի միջոցով տրված ուղղությունը հանում են պրոյեկցիայի հորիզոնական տրամագծի վրա, և ուղղաձիգ առանցքի շուրջն անկյունաչափային գլխիկի պտույտով տրված ուղղությունը (պրոյեկցիայի B կետը) համատեղում ընկնող փնջի (պրոյեկցիայի O կենտրոնի) հետ (նկ. 4, բ):



Նկ. 4.Անկյունաչափային գլխիկի աղեղներով տեղաշարժերը Ընտրված ուղղությունների ուղղումն անկյունաչափային գլխիկի առանցքի երկայնքով

Որոշ դեպքերում տրված ուղղությունը հարմար է ուղղել գլխիկի առանցքով, քանի որ անհրաժեշտության դեպքում գլխիկի տեղափոխության միջոցով նույն այդ ուղղությունը հեշտությամբ կարելի է համատեղել ընկնող փնջի հետ։ Որպեսզի տվյալ ուղղությունը (պրոյեկցիայի վրա A կետը) համատեղվի գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի հետ (պրոյեկցիայի վրա այդ դիրքին համապատասխանում է Վուլֆի ցանցի վերին բևեռը՝ C կետը), անհրաժեշտ է իրականացնել երկու պտույտ (նկ. 4, բ).

ա. Բյուրեղը փոքր աղեղով պտտել AOB անկյունով, ընդ որում փոքր աղեղի հարթությունը պետք է զուգահեռ լինի թիթեղի հարթությանը (այդ ուղղությունն ուղղում ենք ուղղաձիգ հարթությամբ). պրոյեկցիայի վրա` $A \rightarrow B$ ։

բ. Մեծ աղեղի պտույտով այդ ուղղությունը համատեղվում է գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի հետ ($B \rightarrow C$)։ Պտույտի անկյան մեծությունը չափվում է Վուլֆի ցանցի օգնությամբ։

Պահանջվող ուղղությունը փնջի ուղղությամբ կամ գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի ուղղությամբ ուղղելուց հետո անհրաժեշտ է ձշգրտել սարումը և այնուհետև ստանալ լաուեգիր, որով կարելի է որոշել հետազոտվող բյուրեղի դիֆրակտային դասը։ Եթե արդեն կա սարված և կողմնորոշված բյուրեղ, Լաուեի դասի միարժեք որոշման համար բավական է ստանալ մեկ կամ երկու լաուեգիր։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- Նախօրոք սարված և կողմնորոշված բյուրեղն անկյունաչափային գլխիկով տեղադրել PKCO կամ PKOII խցիկում։ Ստուգել բյուրեղի կենտրոնացումը։ Միացնել սարքը և ստուգել փնջի առկայությունը խցիկում՝ լաբորանտի կամ դասախոսի ներկայությամբ։
- 2. Ստանալ լաուեգիր՝ ընկնող փնջի հետ համատեղելով բյուրեղի առանցքներից ցանկացածը, որը համաչափության տարր է։ Եթե լաուեգրի համաչափության տեսակով անհնար է Ճշգրիտ որոշել բյուրեղի դիֆրակտային դասը, ապա անհրաժեշտ է փոխել բյուրեղի դիրքը և ստանալ ևս մեկ լաուեգիր՝ փունջը համատեղելով մեկ այլ առանցքի կամ տարածական անկյունագծի հետ։
- Ստացված համաչափ լաուեգրերով որոշել բյուրեղի դիֆրակտային դասը։

Չկողմնորոշված բյուրեղի դեպքում աշխատանքը պետք է կատարել հետևյալ կարգով.

- 1. Մտանալ մեկ կամ երկու լաուեգիր։
- Կառուցել տարածագրական պրոյեկցիան և Վուլֆի ցանցով որոշել բյուրեղագրական առանցքների գնդային կոորդինատները։
- Ստանալ լաուեգրեր՝ ընկնող փնջի հետ հաջորդաբար համատեղելով բյուրեղագրական առանցքների ուղղությունները։

 Վերլուծելով թիթեղի վրա ստացված համաչափ պատկերը` որոշել բյուրեղի դիֆրակտային դասը։

ሀՏበԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- Ինչո՞ւ բյուրեղներում չի կարող գոյություն ունենալ 5-րդ կարգի համաչափության առանցը։
- 2. Գրել Բրեգի բանաձևը hkl և \overline{hkl} ցուցիչներով անդրադարձումների համար և մեկնաբանել այն։
- Ինչո՞ւ դիֆրակտված Ճառագայթների տարածական բաշխման մեջ ոչ միշտ են նկատվում համաչափության տարրեր:
- Ապացուցել, որ 2-րդ կարգի պտտման առանցք կամ համաչափության *m* հարթություն պարունակող բյուրեղից ստացված դիֆրակտային համաչափության դասը 2/*m* է:
- 5. Ինչպե՞ս կարելի է Ճշգրտորեն պարզել կետային խումբը։
- 6. Բյուրեղի կետային խումբը $C_{4v} = 4mm$ է։ Ինչպիսի՞ն կլինի նրա դիֆրակտային դասը։
- Դիեզոէլեկտրական բյուրեղի դիֆրակտային դասը 6/m է։ Ո°րն է նրա կետային խումբը։
- Բյուրեղի դիֆրակտային դասը 4/mmm է։ Ո°րն է նրա կետային խումբը։
- Ի՞նչ համաչափության լաուեգրեր կստացվեն *mmm* կետային խմբի բյուրեղից՝ ընկնող փնջի նկատմամբ նրա տարբեր դիրքերում։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. А. А. Русаков. Рентгенография металлов, М., Атомиздат, 1977.
- 2. Я. С. Уманский. Рентгенография металлов, М., Металлургия, 1973.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 3 ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ԲՐԱՎԵԻ ՑԱՆՑԻ ՈՐՈՇՈՒՄՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես հայտնի է, ալիք-մասնիկ երկվությունը բնորոշ է և՛ էլեկտրամագնիսական ալիքներին, և՛ բոլոր նյութական մասնիկներին։

Մասնիկային հատկությունները բնութագրվում են E էներգիայով և p իմպուլսով, իսկ ալիքային հատկությունները՝ ω հաձախությամբ և kալիքային վեկտորով։ Ֆոտոնի համար այդ մեծությունները կապված են $E = \hbar \omega, \quad p = \hbar k$ (1)

առնչություններով, որտեղ $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Ձ·վ:

Դը Բրոյլի վարկածի համաձայն՝ (1) առնչությունները կիրառելի են նաև մասնիկների համար։ Այս պնդումից հետևում է, որ *p* իմպուլսով մասնիկի Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը՝

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{p}:$$
 (2)

Գնահատենք էլեկտրոնի Դը Բրոյլի ալիքի երկարության կարգը։ Ենթադրենք՝ կաթոդից ջերմաէլեկտրոնային առաքման հետևանքով պոկված էլեկտրոնն արագացվում է կաթոդի և անոդի միջև կիրառված այնպիսի U լարման դաշտով, որի դեպքում էլեկտրոնի արագությունը զգալիորեն փոքր է վակուումում լույսի արագությունից՝ $v \ll c$, ուստի կիրառելի է ոչ ռելյատիվիստական մոտեցումը։ Այդպիսի դաշտում էլեկտրոնը ձեռք կբերի $E = p^2 / 2m = eU$ էներգիա և

$$p = \sqrt{2meU} \tag{3}$$

իմպուլս։ (2) և (3) բանաձևերի համաձայն՝

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \,: \tag{4}$$

(4) բանաձևում տեղադրելով էլեկտրոնի զանգվածի ($m = 9, 1 \cdot 10^{-31}$ կգ) և տարրական լիցքի ($e = 1, 6 \cdot 10^{-19}$ Կլ) արժեքները, լարումն արտահայտելով վոլտով, իսկ ալիքի երկարությունը՝ անգստրեմով, կստանանք.

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-10} \, \text{u} = \sqrt{\frac{150}{U}} \, \text{A} :$$
 (5)

Մեծ արագացնող լարումների դեպքում, երբ արտաքին դաշտում էլեկտրոնի ձեռք բերած էներգիան դառնում է նրա հանգստի էներգիայի կարգի՝ $E_0 = mc^2$, էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան և արագությունը որոշվում են

$$E = eU = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - mc^2,$$
 (6)

$$v = c \frac{\sqrt{e^2 U^2 + 2meUc^2}}{eU + mc^2}$$
(7)

բանաձներով։ Այսպիսի արագությամբ շարժվող էլեկտրոնի դըբրոյլյան ալիքի երկարությունը՝

$$\lambda = \frac{h}{mv} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{h}{\sqrt{2meU\left(1 + \frac{eU}{2mc^2}\right)}} :$$
(8)

Ոչ ռելյատիվիստական տիրույթում, երբ $eU \ll mc^2$, (8) բանաձևից հետևում է (4) բանաձևը։ (8) արտահայտության մեջ տեղադրելով ունիվերսալ հաստատունների արժեքները, կստանանք.

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{1+9,788 \cdot 10^{-7}U}} \cdot \sqrt{\frac{150}{U}} \mathring{A},$$
(9)

որտեղ U-ն չափվում է վոլտով։ (9) բանաձնի առաջին արտադրիչի հայտարարում գրված արտահայտությունը ռելյատիվիստական ուղղումն է, որն էական է դառնում, երբ $U \ge 10^5$ Վ։ Մասնավորապես, եթե U = 100 կէՎ, ապա $\lambda \approx 0,037$ A, ընդ որում ռելյատիվիստական ուղղման անտեսումը հանգեցնում է 5%-ի սխալի։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Բազմաբյուրեղը կազմված է միմյանց նկատմամբ քառսայնորեն կողմնորոշված բյուրեղիկներից, որոնցից յուրաքանչյուրն իրենից ներկայացնում է փոքրիկ միաբյուրեղ։ Բազմաբյուրեղից ստացվող դիֆրակտային պատկերների մեկնաբանման համար ծանոթանանք հակադարձ ցանցի գաղափարին, որը լայնորեն օգտագործվում է պինդ մարմնի ֆիզիկայում, ինչպես նաև էլեկտրոնների, ռենտգենյան Ճառագայթների ու նեյտրոնների դիֆրակցիայի խնդիրներում։

Հակադարձ ցանցը սահմանվում է հետևյալ ձևով։ Ենթադրենք՝ a-ն, b-ն, c-ն բյուրեղային ցանցի հիմնական վեկտորներն են։ Հակադարձ ցանցի հիմնական a^*, b^*, c^* վեկտորները որոշվում են հետևյալ առնչություններով՝

$$\boldsymbol{a}^* = \frac{[\boldsymbol{b} \times \boldsymbol{c}]}{V}, \quad \boldsymbol{b}^* = \frac{[\boldsymbol{c} \times \boldsymbol{a}]}{V}, \ \boldsymbol{c}^* = \frac{[\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{b}]}{V},$$
(10)

որտեղ $V = a[b \times c]$ -ն բյուրեղային ցանցի տարրական բջջի ծավալն է: (10) բանաձևերից ստացվում են հետևյալ հավասարությունները.

$$aa^* = bb^* = cc^* = 1,$$
 (11)
 $ab^* = ac^* = bc^* = ca^* = cb^* = 0:$

(10) սահմանումից հետևում է, որ a^*, b^*, c^* վեկտորների մոդուլներն ունեն երկարության հակադարձ չափայնություն։

Հակադարձ ցանցն ունի հետևյալ հատկությունները.

ו. Հակադարձ ցանցի $\boldsymbol{r}_{hkl}^* = h\boldsymbol{a}^* + k\boldsymbol{b}^* + l\boldsymbol{c}^*$ վեկտորը, որն ուղղված է դեպի հակադարձ ցանցի [hkl] հանգույցը, ուղղահայաց է ուղիղ ցանցի (hkl) հարթությանը:

 Հակադարձ ցանցի r^{*}_{hkl} վեկտորի երկարությունը հավասար է (hkl) հարթությունների ընտանիքում միջհարթությունային հեռավորության հակադարձ մեծությանը՝

$$\mathbf{r}^{*}_{hkl} = \frac{1}{d_{hkl}}$$
: (12)

 Հակադարձ ցանցի տարրական բջջի V^{*} ծավալը հավասար է համապատասխան ուղիղ ցանցի տարրական բջջի V ծավալի հակադարձ մեծությանը՝

$$V^* = \frac{1}{V}: \tag{13}$$

Բյուրեղային ցանցի (*hkl*) հարթությունների ընտանիքին համապատասխանում է հակադարձ ցանցի [*hkl*]հանգույցը։

Оգտագործելով հակադարձ ցանցի գաղափարը՝ Էվալդը տվել է դիֆրակտային պատկերների առաջացման երկրաչափական պարզ մեկնաբանում։ Էվալդի կառուցումը հնարավորություն է տալիս որոշելու դիֆրակտված փնջերի առաջացման հնարավորությունն ու դրանց ուղղությունները։ Հետևելով Էվալդին՝ կառուցենք A կենտրոնով և $K_0 = 1/\lambda$ շառավղով գնդոլորտ (նկ. 1), որտեղ λ -ն էլեկտրոնային փնջի ալիքի երկարությունն է։ Դրա համար հակադարձ ցանցի զրոյական O հանգույցից տանենք – K_0 վեկտորը և նրա A ծայրակետն ընդունելով որպես կենտրոն՝ կառուցենք $1/\lambda$ շառավղով անդրադարձման գնդոլորտ (Էվալդի գնդոլորտ)։ Քանի որ դիֆրակտային անդրադարձումները պայմանավորված են էլեկտրոնների առաձգական ցրումներով, ապա

$$K = K_0 = \frac{1}{\lambda} = AB = AO:$$
(14)

Նկ. 1-ում θ -ն ընկնող (K_0 -ով), ինչպես նաև անդրադարձած (K-ով) փնջերի և (hkl) հարթության կազմած անկյունն է (Բրեգի անկյուն), O-ն՝ հակադարձ ցանցի սկզբնակետը (զրոյական հանգույցը), AO-ն՝ ընկնող փունջը, AB-ն՝ անդրադարձած փունջը։

Դիֆրակտված փնջերի հնարավոր ուղղությունները որոշվում են անդրադարձման գնդոլորտի և հակադարձ ցանցի հանգույցների հատումներով։

(12) բանաձևից հետևում է, որ ընդհանուր դեպքում տվյալ ուղղությամբ *n*-րդ հանգույցին համապատասխանող հակադարձ ցանցի վեկտորը՝ $\boldsymbol{H}^* = n \cdot \boldsymbol{r}^*_{hkl}$ (նկ.1-ում *B* հանգույցի համար n = 2, և $\boldsymbol{H}^* = n/d_{hkl}$):



Նկ. 1. Էվալդի կառուցումը հակադարձ ցանցում

Նշենք, որ *n* -րդ հանգույցը համապատասխանում է հարթություններից *n* -րդ կարգի անդրադարձմանը։

B կետը հակադարձ ցանցի [hkl] հանգույցն է, ուստի $OB = n/d_{hkl}$: Միաժամանակ նկ. 1-ից հետևում է, որ

$$OB = \frac{2\sin\theta}{\lambda}:$$
 (15)

Այսպիսով՝

$$\frac{n}{d_{hkl}} = \frac{2\sin\theta}{\lambda}, \quad \text{yuu} \quad 2d_{hkl}\sin\theta = n\lambda \tag{16}$$

առնչությունն անդրադարձման Բրեգի պայմանն է, որտեղ n-ն անդրադարձման կարգն է $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, ...)$:

Այսպիսով, եթե հակադարձ ցանցի [hkl] հանգույցն Էվալդի գնդոլորտի վրա է, ապա ուղիղ ցանցի (hkl) հարթությունների ընտանիքի համար տեղի ունի Բրեգի պայմանը, և դիֆրակտային պատկերի վրա կդիտվի (hkl) ցուցիչներով մաքսիմում։ Ուստի, եթե գնդոլորտը հատում է հակադարձ ցանցի որևէ հանգույց, ապա առաջանում է համապատասխան անդրադարձում։ Նշենք, որ հակադարձ ցանցի O զրոյական հանգույցին դիֆրակտային պատկերի վրա համապատասխանում է սկզբնական (առաջնային) էլեկտրոնային փնջի հետքը։

էլեկտրոններն արագացնող լարման 100կՎ արժեքի դեպքում Էվալդի գնդոլորտի շառավիղը՝ $1/\lambda \sim 27 \text{Å}^{-1}$, զգալի մեծ է հակադարձ ցանցի հաստատունից ($a^* \sim 0,1 \text{Å}^{-1}$), որի հետևանքով գնդոլորտը կարելի է որոշակի Ճշտությամբ փոխարինել հարթությունով։ Այդ դեպքում էլեկտրոնագիրն իրենից ներկայացնում է հակադարձ ցանցի զրոյական հանգույցով անցնող հարթ հատույթ, և դրա վրա դիտվող դիֆրակտային մաքսիմումները համապատասխանում են հակադարձ ցանցի՝ այդ հատույթի վրա տեղադրված հանգույցներին (նկ. 2)։



Նկ. 2. Էլեկտրոնագիրը որպես հակադարձ ցանցի հարթ հատույթ

Նկ. 2-ում պատկերված եռանկյունների նմանությունից հետևում է, որ $r = HL\lambda$, որտեղ r-ն էլեկտրոնագրի վրա հեռավորությունն է զրոյական անդրադարձումից մինչև (*hkl*) անդրադարձումը, L-ը՝ նմուշից մինչև ֆոտոթիթեղ հեռավորությունը, H-ը՝ հակադարձ ցանցի [*hkl*] հանգույցին համապատասխանող վեկտորի մոդուլը, 1/ λ -ն՝ անդրադարձման (Էվալդի) գնդոլորտի շառավիղը հակադարձ տարածության մեջ։

Այսպիսով՝ $r = HL\lambda$ հավասարումից հետևում է, որ էլեկտրոնագիրն իրենից ներկայացնում է հակադարձ ցանցի հարթ հատույթ՝ $L\lambda$ մասշտաբով։ Քանի որ տվյալ դեպքում $r^*_{hkl} = H = 1/d$, ապա $rd = L\lambda$: Այս բանաձևի օգտագործման ճշտությունը մեծացնելու համար գործնականում այն օգտագործվում է հետևյալ տեսքով՝

$$2rd = 2L\lambda,\tag{17}$$

ընդ որում, 2*r* -ը զրոյական անդրադարձման նկատմամբ համաչափ դասավորված երկու անդրադարձումների միջև չափված հեռավորությունն է։ 2*L*λ մեծությունն անվանում են էլեկտրոնագրիչի հաստատուն։

Միաբյուրեղի հակադարձ ցանցը հանգույցների կանոնավոր պարբերական եռաչափ համակարգ է։ Հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ բազմաբյուրեղը բաղկացած է անկանոն դասավորված միաբյուրեղներից, բազմաբյուրեղային նմուշի հակադարձ ցանցի հանգույցները կարելի է ստանալ միաբյուրեղի հակադարձ ցանցը զրոյական հանգույցի շուրջը պտտելով։ Պարզ է, որ արդյունքում բազմաբյուրեղի հակադարձ ցանցն իրենից կներկայացնի համակենտրոն գնդոլորտների հանրույթ, որի կենտրոնը զրոյական հանգույցում է։

Այդպիսի գնդոլորտների հատումը զրոյական հանգույցով անցնող հարթությունով կտա համակենտրոն օղակների շարք՝ բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագիրը։ Էլեկտրոնային փնջի և բազմաբյուրեղային նմուշի միջև անկյան փոփոխման ժամանակ էլեկտրոնագրի տեսքը կմնա անփոփոխ։ Էլեկտրոնագրի ամեն մի օղակ համապատասխանում է հակադարձ ցանցի որևէ r_{hkl}^* վեկտորի կամ (*hkl*) հարթություններից առաջացած անդրադարձման։

Բազմաբյուրեղից ստացված էլեկտրոնագրի երկրաչափությունը համապատասխանում է տվյալ բյուրեղային ցանցին բնորոշ միջհարթությունային d_{հkl} հեռավորություններին։

Բարձր համաչափություն, հատկապես խորանարդային ցանց ունեցող բյուրեղները կարելի է հաջողությամբ ուսումնասիրել բազմաբյուրեղների էլեկտրոնագրերով։ Դիֆրակտային օղակների շառավիղները որոշվում են հետազոտվող նմուշի բյուրեղային կառուցվածքով։ Դա հնարավորություն է տալիս հեշտությամբ որոշելու տվյալ բյուրեղի Բրավեի ցանցի տեսակը, որը նկարագրում է համարժեք ատոմների դասավորությունը տվյալ բյուրեղային կառուցվածքում։

Իրոք, հայտնի է, որ խորանարդային բյուրեղների համար միջհարթությունային *d* հեռավորությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}},$$
 (18)

որտեղ *a* -ն տարրական խորանարդային բջջի կողի երկարությունն է, *h* -ը, *k* -ն, *l* -ը՝ հարթությունների միլերյան ցուցիչները։

Քանի որ $2rd = 2L\lambda$, ապա դիֆրակտային օղակների շառավիղների տեսական արժեքների որոշման համար (նկատի ունենալով, որ $r = r_{hkl}$) ստացվում է

$$2r_{hkl} = \frac{2L\lambda}{a}\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$
(19)

բանաձևը։ $2L\lambda/a$ -ն հաստատուն մեծություն է տվյալ էլեկտրոնագրի համար, ուստի $2r_{hkl}$ -ի արժեքները փոխվում են $\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ -ին ուղիղ համեմատական։ Օրինակ՝ նիստակենտրոն խորանարդային բյուրեղի համար թույլատրված անդրադարձումների բոլոր երեք ցուցիչները կամ կենտ են, կամ զույգ։ Հայտնի է, որ տվյալ դեպքում օղակների ցուցիչներն էլեկտրոնագրի կենտրոնից դեպի նրա եզրը շարժվելիս կլինեն՝

 $(hkl) \rightarrow (111), (200), (220), (311), (222), (400), (331), (420), (422), \dots$

Ուրեմն, դիֆրակտային օղակների շառավիղներին, ըստ (19) բանաձևի, կհամապատասխանեն հետևյալ թվերը՝

 $\sqrt{3}, \sqrt{4}, \sqrt{8}, \sqrt{11}, \sqrt{12}, \sqrt{16}, \sqrt{19}, \sqrt{20}, \sqrt{24}, \dots$

Նման ձևով, պարզ խորանարդային ցանցի դեպքում թույլատրելի են բոլոր անդրադարձումները՝

 $(hkl) \rightarrow (100), (110), (111), (200), (210), (211), (220), (300), (310), (311), ...,$ և օղակների շառավիղների հարաբերության համար կստանանք՝

 $1:\sqrt{2}:\sqrt{3}:\sqrt{4}:\sqrt{5}:\sqrt{6}:\sqrt{8}:\sqrt{9}:\sqrt{10}:\sqrt{11}...:$

Ծավալակենտրոն խորանարդային բջջի համար թույլատրելի անդ-

րադարձումների ցուցիչների գումարը զույգ թիվ է՝

 $(hkl) \rightarrow (110), (200), (211), (220), (310), (222), (321), (400), \dots$

Այս դեպքում օղակների շառավիղների հարաբերության համար կստանանք՝

 $\sqrt{2}:\sqrt{4}:\sqrt{6}:\sqrt{8}:\sqrt{10}:\sqrt{12}:\sqrt{14}:\sqrt{16}...=1:\sqrt{2}:\sqrt{3}:\sqrt{4}:\sqrt{5}:\sqrt{6}:\sqrt{7}:\sqrt{8}...:$

ՎՐՈՊԺՄ ԻԺ ՊԳՂՍՍ ՐՈՊՍՉ ՆԿԱՐԱԳՈՂԻԹՅՈՒՆ

Բազմաբյուրեղային նմուշի էլեկտրոնագիրն ստացվում է էլեկտրոնագրիչի միջոցով։ Էլեկտրոնագրիչը կազմված է մետաղե գլանից, որից օդը հանված է (Ճնշումը10⁻⁵ մմ սնդիկի սյան) և որում հաջորդաբար տեղադրված են էլեկտրոնների աղբյուրը (սովորաբար այն վոլֆրամի թելիկ է), անոդը, երկու մագնիսական կոՃերը, որոնք ծառայում են որպես ոսպնյակներ էլեկտրոնային փնջերի համար, հետազոտվող բազմաբյուրեղային նմուշը, լյումինեսցենտային էկրանը և ֆոտոթիթեղը (նկ. 3)։

Կաթոդով անցնում է էլեկտրական հոսանք, և ջերմաէլեկտրոնային առաքման հետևանքով կաթոդի շուրջն առաջանում է էլեկտրոնային ամպ։ Կաթոդի և անոդի միջև ստեղծվում է ուժեղ էլեկտրական դաշտ, որն արագացնում է էլեկտրոնները։ Կաթոդի վրա կիրառվում է բացասական պոտենցիալ, իսկ անոդը հողակցվում է։ Արդյունքում էլեկտրոնները շարժվում են դեպի անոդ և անցնում նրա կենտրոնում արված անցքով, որից հետո կիզակետվում են կոնդենսորային ոսպնյակներով և ընկնում հետազոտվող նմուշի վրա։ Էլեկտրոնները, անցնելով բյուրեղային նմուշով, ենթարկվում են դիֆրակցիայի։ Համապատասխան դիֆրակտային նկարը դիտվում է ֆլուորեսցենտային էկրանի վրա ու նկարահանվում ֆոտոթիթեղի վրա։ Արագացնող լարումը սովորաբար փոփոխվում է 25-100 կՎ սահմաններում։ 100 կՎ արագացնող լարման դեպքում, ինչպես հետևում է (9) բանաձևից, էլեկտրոնների ալիքի երկարությունը կազմում է 0,037А :



Նկ. 3. Էլեկտրոնագրիչի օպտիկական սխեման

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- Գոլորշիացման եղանակով ստանալ բազմաբյուրեղային նմուշի բարակ թաղանթ։
- 2. Էլեկտրոնագրիչի վրա ստանալ բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագիրը։
- Էլեկտրոնագրի վրա չափել դիֆրակտային օղակների 2r_{hkl} տրամագծերը։
- Համեմատելով 2r_{hkl} տրամագծերի փորձնական ու տեսական արժեքների հարաբերությունները՝ որոշել խորանարդային բյուրեղի Բրավեի ցանցի տեսակը։

 Գտնել բջջի հաստատունը և ցուցչավորել բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագիրը։

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- 1. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում էլեկտրոնի Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը, երբ արագացնող պոտենցիալի՝ $U \ll 100$ կՎ և $U \ge 100$ կՎ արժեքների դեպքում։
- 2. ້ຳ ໂ້ນ 🖞 ຮູ້ ເມື່ອງ ເ
- Տվեք հակադարձ ցանցի սահմանումը և նշեք հակադարձ ցանցի հատկությունները։
- 4. Ինչպիսի՞ն է միաբյուրեղի հակադարձ ցանցը։
- Հակադարձ ցանցի ո[°]ր հանգույցը բազմաբյուրեղի դեպքում չի ձևափոխվում գնդոլորտի և մնում է որպես կետ։
- 6. Գրել Բրեգի պայմանը։
- Դ՞նչն է հակադարձ ցանցում համապատասխանում ուղիղ ցանցի (*hkl*) հարթությունների ընտանիքին։
- Ինչպիսի՞ն պետք է լինի հակադարձ ցանցի հանգույցի դիրքն Էվալդի գնդոլորտի նկատմամբ, որպեսզի տեղի ունենա (*hkl*) հարթություններից էլեկտրոնների անդրադարձում։
- 9. Հակադարձ ցանցի ո՞ր հանգույցն է միշտ Էվալդի գնդոլորտի վրա։
- Ո[°]ր անդրադարձումն է միշտ առկա, անկախ բյուրեղի կողմնորոշումից։
- 11. Ինչո՞ւ էլեկտրոնագիրը կարելի է դիտարկել որպես հակադարձ ցանցի հարթ հատույթ։
- Ինչպե՞ս է բացատրվում բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագրի երկրաչափական տեսքը հակադարձ ցանցի միջոցով։
- Ի՞նչ բանաձևով են որոշում խորանարդային բյուրեղի միջհարթությունային հեռավորությունները։
- 14. Ի՞նչ բանաձևով են որոշում դիֆրակտային օղակների շառավիղների տեսական արժեքները։

- 15. Ինչպիսի՞ն են պարզ խորանարդային ցանցի անդրադարձումների ցուցիչները և դիֆրակտային օղակների տրամագծերի տեսական արժեքների հարաբերությունը։
- 16. Ինչպիսի՞ն են նիստակենտրոն և ծավալակենտրոն խորանարդային ցանցերի անդրադարձումների ցուցիչները և դիֆրակտային օղակների տրամագծերի տեսական արժեքների հարաբերությունը։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- **Պ. Հ. Բեզիրգանյան,** Ռենտգենյան հետազոտությունների ֆիզիկական հիմունքները, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 1977։
- 2. **Ա. Ա. Կիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս I, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015։
- Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов, Л. Н. Расторгуев. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия, М., Металлургия, 1982.
- 4. **Б. К. Вайнштейн.** Современная кристаллография, т. 1, М., Наука, 1979.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 4 ԱՆԴՐԱՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ծավայային և մակերևութային առաձգական ձայնային այիքները յայնորեն կիրառվում են պինդ մարմինների ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրության ձայնային (ակուստիկական) մեթոդներում։ Փորձարարական տեխնիկայի կատարելագործումը և առաձգական ալիքների հաձախալին տիրույթի ընդլայնումը (մինչև 10¹¹ Հց) պինդ մարմիններում առաձգական ալիքների տարածման մեխանիզմի տեսական պատկերացումների զարգացման հետ միասին հանգեցրին այն բանին, որ անդրաձայնային մեթոդները պինդ մարմնի ֆիզիկայում դարձան չափազանց օգտակար, հաձախ՝ նաև անփոխարինելի։ Մասնավորապես, մետաղների և կիսահաղորդիչների էլեկտրոնային հատկությունների, ֆազային անցումների բնույթի, միջատոմային փոխազդեցության ուժերի աններդաշնակության մասին տեղեկություններ կարող են ստացվել ժամանակակից ձայնային մեթոդների օգնությամբ։ Ներկայում անդրաձայնային այիքները պինդ մարմիններում ունեն նաև գործնական լայն կիրառություն։ Միջավայրի մեխանիկական անհամասեռության նկատմամբ անդրաձայնային այիքների բարձր զգայնությունը հանգեցրել է անդրաձայնային արատադիտության ստեղծմանը, որը հնարավորություն է տալիս որոշելու նյութում արատների առկայությունը և բնույթն այն դեպքերում, երբ ուսումնասիրության այլ մեթոդներ կիրառելի չեն։ Ներկայում անդրաձայնային արատադիտությունը չքայքայող ստուգման համակարգի գլխավոր մեթոդներից է։

Առաձգական ալիքների արագության, հետևաբար՝ նաև տրված հաձախության դեպքում ալիքի երկարության փոքր արժեքը (հինգ կարգով փոքր էլեկտրամագնիսական ալիքների համեմատությամբ) հնարավորություն տվեց ստեղծելու տեղեկատվության մշակման միկրոմանրաչափ բարձրարդյունավետ սարքեր (հապաղման գծեր, զտիչներ, կոդավորման համակարգեր և այլն)։ Պինդ մարմիններում անդրաձայնային ալիքների տարածման դեպքում ոչ գծային երևույթների օգտագործումը հանգեցրեց հաձախային բազմապատկիչների և խառնիչների, պարամետրական ուժեղարարների, ինչպես նաև ազդանշանների կոռելյացիոն վերլուծության սարքերի ստեղծմանը։

Աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ իզոտրոպ պինդ մարմիններում ծավալային և մակերևութային անդրաձայնային ալիքների տարածման հիմնական օրինաչափություններին, ինչպես նաև դրանց գրգռման և ընդունման փորձարարական մեթոդիկային։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԵՎ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐ

Գազերի և հեղուկների առաձգական հատկությունները որոշվում են մեկ առաձգական հաստատունով՝ծավալային առաձգականությամբ, ուստի դրանցում կարող են առաջանալ միայն երկայնական ալիքներ։ Պինդ մարմինները դիմադրում են ոչ միայն ձգմանը և սեղմմանը, այլ նաև օժտված են ձևի առաձգականությամբ, ուստի պինդ մարմիններում երկայնական ալիքների հետ մեկտեղ կարող են գոյություն ունենալ նաև լայնական (սահքի) ալիքներ։

1. Ծավալային ալիքներ

Ընդհանուր դեպքում պինդ մարմնի դեֆորմացիան երկայնական և սահքի դեֆորմացիաների բարդ համակցություն է, որի հետ կապված է լարումների բարդ դաշտ։ Դեֆորմացիաների և լարումների բոլոր համակցությունների համեմատականության գործակիցները կազմում են պինդ մարմնի առաձգական մոդուլների մատրիցը։ Ամենապարզ տեսքն այդ մատրիցն ունի իզոտրոպ մարմնի դեպքում։ Այս դեպքում կա միայն երկու անկախ առաձգական հաստատուն, օրինակ՝ Լամեի λ և μ հաստատունները։ Գրենք լարումների և դեֆորմացիաների միջև կապը (Հուկի օրենքը)՝

$$\sigma_{xx} = \lambda div u + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = \mu \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \ u \ uylu, \tag{1}$$

որտեղ \pmb{u} -ն շեղման վեկտորն է, σ_{xx} -ը՝ նորմալ, իսկ σ_{yx} -ը՝ սահքի լարումը

(առաջին ցուցիչը ցույց է տալիս ուժի ուղղությունը, իսկ երկրորդը` այն հարթությունը, որի նկատմամբ կիրառված է ուժը), $\partial u_x/\partial x$ -ը երկայնական դեֆորմացիան է, $\partial u_y/\partial z$ -ը` սահքի դեֆորմացիան: μ գործակիցը սահքի դեֆորմացիաները կապում է լարումների հետ և կոչվում է սահքի մոդուլ: λ գործակիցը նկարագրում է լարումները մարմնի երկայնական դեֆորմացիաների դեպքում։

Շարժման

$$\rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \operatorname{grad} \left(\operatorname{div} \boldsymbol{u} \right) + \mu \Delta \boldsymbol{u}$$
(2)

հավասարումը հնարավորություն է տալիս որոշելու իզոտրոպ պինդ մարմնում կամայական առաձգական գրգռման տարածման բնութագրերը։ Մասնավորապես, (2) հավասարման երկու մասերի նկատմամբ կիրառելով *div* և *rot* օպերատորները, երկայնական և լայնական ալիքների համար կստանանք՝

$$(\lambda + 2\mu)\Delta(div\boldsymbol{u}) = \rho \frac{\partial^2(div\boldsymbol{u})}{\partial t^2}$$
, (3)

$$\mu \Delta (rot \boldsymbol{u}) = \rho \frac{\partial^2 (rot \boldsymbol{u})}{\partial t^2} : \qquad (4)$$

(3) և (4) հավասարումները նկարագրում են ձայնային երկայնական և լայնական ալիքների տարածումն իզոտրոպ պինդ մարմնում։ Ընդհանուր դեպքում կամայական առաձգական գրգռում կարող է արտահայտվել շեղման Φ սկալյար և Ψ վեկտորական պոտենցիալների միջոցով՝

$$\boldsymbol{u} = grad\Phi + rot\boldsymbol{\Psi}: \tag{5}$$

Հարթ գրգռումների դեպքում շեղման վեկտորի բաղադրիչների փոփոխություն տեղի ունի միայն մի ուղղությամբ, օրինակ` x առանցքի երկայնքով, ուստի (3) և (4) հավասարումները զգալի կպարզեցվեն`

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}, \qquad \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2}, \qquad \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} : \qquad (6)$$

Ներդաշնակ ալիքների համար (6) հավասարումների լուծումները

փնտրենք $u \sim \exp[i(\omega t - kx)]$ տեսքով։ (6) համակարգի առաջին հավասարումից կստանանք՝ $k^2 = \omega^2 \rho / (\lambda + 2\mu)$: Հետևաբար՝ լայնական առաձգական ալիքների տարածումը տեղի է ունենում $c_1 = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ փուլային արագությամբ։ (6) համակարգի մյուս երկու հավասարումները ցույց են տալիս, որ իզոտրոպ մարմնում կամայական բևեռացմամբ լայնական ալիքների՝ տարածման ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ փուլային արագությունը՝ $c_2 = \sqrt{\mu/\rho}$:

Առաձգականության տեսությունում λ և μ հաստատունների փոխարեն օգտագործում են նաև Յունգի մոդուլը՝ $E = (3\lambda + 2\mu)\mu/(\lambda + \mu)$ և Պուասոնի գործակիցը՝ $\sigma = \lambda/2(\lambda + \mu)$ ։ Այս դեպքում իզոտրոպ մարմնում երկայնական և լայնական ալիքների արագությունները տրվում են

$$c_1 = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$$
, $c_2 = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}}$

բանաձևերով։ Պինդ մարմինների մեծամասնության համար σ գործակիցը փոփոխվում է 0,25 – 0,35 տիրույթում, ուստի 0,48 $\leq c_2/c_1 \leq$ 0,57, այսինքն` երկայնական ալիքների արագությունը գրեթե կրկնակի մեծ է լայնական ալիքների արագությունից։

2. Մակերևութային ալիքներ

Սահմանափակ պինդ մարմնում երկայնական և լայնական ալիքների հետ մեկտեղ կարող են գոյություն ունենալ նաև այլ տիպի ալիքներ, որոնց բնութագրերը որոշվում են սահմանների առկայությամբ։ Սահմանն իր մերձակա և հեռու տիրույթներում պինդ մարմնի առաձգական հատկությունները փոխում է տարբեր չափով։ Այսպես, պինդ մարմնի ազատ մակերևույթը յուրօրինակ ալիքատար է մերձմակերևութային շերտում տեղայնացված առաձգական ալիքների՝մակերևութային (Ռելեյի) ալիքների համար։

Ռելեյան ալիքների ընդհանուր բնութագրերը կարելի է պարզել (3) և (4) հավասարումների օգնությամբ։ Համարելով, որ հարթ մակերևութային ալիքը տարածվում է *x* առանցքի երկայնքով, իսկ *z* առանցքն ուղղված է դեպի իզոտրոպ կիսատարածության խորքը, այդ հավասարումների լուծումները Φ - ի և \pmb{Y} -ի y բաղադրիչի համար կարելի է փնտրել

$$\Phi(x,z) = \Phi(z) \exp[i\omega(t-x/c_0)],$$

$$\Psi_y(x,z) = \Psi(z) \exp[i\omega(t-x/c_0)]$$
(7)

տեսքով, որտեղ c_0 - ն մակերևութային ալիքի տարածման արագությունն է։ (7) արտահայտությունները տեղադրելով (5), (3) և (4) հավասարումների մեջ, $\Phi(z)$ և $\Psi(z)$ ֆունկցիաների որոշման համար կստանանք՝

$$\frac{d^2\Phi(z)}{dz^2} = \omega^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{\rho}{\lambda + 2\mu}\right) \Phi(z), \quad \frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} = \omega^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{\rho}{\mu}\right) \Psi(z):$$
(8)

(8) հավասարումների վերջավոր լուծումներն են՝

$$\Phi(z) = A_1 \exp(-n_1 z), \quad \Psi(z) = A_2 \exp(-n_2 z), \tag{9}$$

որտեղ A_1 - ը և A_2 - ը հաստատուններ են,

$$n_1 = \omega \sqrt{\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c_1^2}}, \quad n_2 = \omega \sqrt{\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c_2^2}}$$
: (10)

Հետաքրքրություն է ներկայացնում միայն $c_0 < c_2$ դեպքը, քանի որ հակառակ դեպքում լուծումներըը z- ի պարբերական ֆունկցիաներ են և ներկայացնում են սովորական ծավալային ալիք։

Այսպիսով, կիսաանվերջ իզոտրոպ պինդ մարմնում կարող են տարածվել ալիքներ, որոնց լայնույթը նվազում է մակերևույթից հեոանալուն զուգընթաց։ Այդպիսի մակերևութային ալիքի տարածման արագությունը փոքր է լայնական ծավալային ալիքների տարածման փուլային արագությունից։ Անսահմանափակ միջավայրերում Փ և *Ψ* պոտենցիալներով որոշվող ալիքները տարածվում են իրարից անկախ ծավալային ալիքների տեսքով։ Մակերևութային ալիքների դեպքում մարմնի մակերևույթի վրա դրվող սահմանային պայմանների պատ-Ճառով երկու անկախ մասերի այդպիսի բաժանում հնարավոր չէ։

Իրոք, իզոտրոպ պինդ մարմնի՝ վակուումի հետ սահմանի (ազատ սահման) վրա բացակայում են շրջակա միջավայրի կողմից ազդող արտաքին ուժերը, այսինքն՝

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sigma_{zz} = 0, \quad \text{tpp} \quad z = 0:$$
(11)

Հուկի օրենքից հետևում է, որ օգտագործելով երկայնական և լայնական ալիքներն առանձին-առանձին, հնարավոր չէ բավարարել (11) պայմաններին։ Ուստի անհրաժեշտ է ընդունել, որ **u** = gradΦ + rot**Ψ** և այդ դեպքում մեխանիկական լարումները սահմանի վրա չեզոքացվում են երկայնական և լայնական դեֆորմացիաների համատեղ ազդեցությամբ։

(5) առնչության հաշվառմամբ (9) և (11) արտահայտություններից ստացվում է A₁ և A₂ հաստատունների որոշման հավասարումների համակարգ, ինչպես նաև ռելեյան ալիքների դիսպերսային առնչությունը`

$$4k^{2}n_{1}n_{2} - \left(k^{2} + n_{2}^{2}\right)^{2} = 0, \quad k = \frac{\omega}{c_{0}} :$$
 (12)

Այն կարելի է ներկայացնել ռելեյան ալիքների փուլային արագության նկատմամբ 6-րդ աստիձանի հանրահաշվական հավասարման տեսքով.

$$\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^6 - 8\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^4 + 8\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^2 \left[3 - 2\left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2\right] - 16\left[1 - \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2\right] = 0:$$
(13)

(13) հավասարումից երևում է, որ մակերևութային ալիքների արագությունը կախված չէ հաձախությունից և որոշվում է միայն պինդ մարմնի առաձգական հատկություններով։ Այդ հավասարման մոտավոր լուծումը կարելի է գրել

$$\frac{c_0}{c_2} \simeq \frac{0.87 + 1.12\sigma}{1 + \sigma}$$
(14)

տեսքով։ Այսպիսով՝ պինդ մարմիններում մակերևութային ալիքների արագությունը՝ $c_0 \simeq 0.9 c_2$ ։

Ռելեյան ալիքում շեղման վեկտորի

$$u_{x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_{y}}{\partial z} , \quad u_{z} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_{y}}{\partial x}$$
(15)

բաղադրիչների՝ ըստ խորության (z-ի) բաշխման գրաֆիկներից հետևում է, որ λ_0 երկարությամբ մակերևութային ալիքը տեղայնացվում է

հիմնականում (1–2)λ₀ հաստությամբ մերձմակերևութային շերտում։ Այդպիսի ալիքում միջավայրի մասնիկների շարժման հետագծերն Էլիպսներ են, որոնց կիսառանցքների հարաբերությունը որոշվում է մակերևույթից ունեցած հեռավորություններով և նյութի առաձգական հատկություններով։

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Պինդ մարմիններում անդրաձայնային ալիքների հետազոտման սարքում օգտագործվում է անդրաձայնային արատադիտակ (նկ.1)։

Գեներատորը հավաքված է ըստ հարվածային գրգոման կոնտուրի սխեմայի։ Այն ստեղծում է առավելագույն լայնույթով ռադիոիմպուլսներ (2,5 կՎ)։ Լրացման հաձախությունը և իմպուլսների տևողությունը կարգավորվում է լայն տիրույթում։ Լրացման հաձախությունը ջոկվում է կոնտուրի օգնությամբ և պետք է համաձայնեցված լինի փոխակերպիչի սեփական հաձախության հետ, որը փոխվում է 0,7 – 4 ՄՀց տիրույթում։ Իմպուլսի տևողությունը, կախված կոնտուրի սեփական կորուստներից և փոխակերպիչի բեռնվածությունից, փոփոխվում է 0,5-ից մինչև 5 մկվ տիրույթում։



Նկ. 1. Սարքավորման բլոկ-սխեման. Գ. ռադիոիմպուլսների գենեрատոր, Х. Ճառագայթող փոխակերպիչ, С. ընդունող փոխակերպիչ, П. ուժեղարար, Ն. նմուշ, S. տատանագրիչ

Սարքի ընդունող-գրանցող մասը ներառում է ուժեղացման մեծ գործակցով (10⁶) ռեզոնանսային տիպի ուժեղարար և տատանագրիչ։ Ուժեղարարում նախատեսված է ուժեղացման մեխանիկական և ավտոմատ կարգավորում։ Վերջինս թույլ է տալիս հաստատել այնպիսի ռեժիմ, որի դեպքում ուժեղացումը հզոր իմպուլսի գրանցման պահին կտրուկ ընկնում է, իսկ այնուհետև՝ մեծանում տրված օրենքով։ Դա հնարավորություն է տալիս դիտելու թույլ ազդանշաններ (արձագանքիմպուլսներ), որոնք անմիջապես հաջորդում են հզոր ազդանշաններին (առաքում)։ Տատանագրիչային կցորդում առկա է տևողության և հապաղման սահուն կարգավորմամբ փովածք։

Որպես փոխակերպիչներ (էլեկտրական տատանումները մեխանիկականի և հակառակը) ծառայում են քվարցի պիեզոէլեկտրական և բնեռացված հախձապակային բարիումի տիտանատի թիթեղները։ Քվարցի էլեկտրական առանցքով ուղղված էլեկտրական դաշտում բյուրեղում առաջանում են այդ առանցքով ուղղված շեղումներ (տատանումներ)։ Պիեզո երևույթը դարձելի է՝ մեխանիկական տատանումների գրգռման դեպքում պիեզոէլեկտրիկի թիթեղներում առաջանում է բնեռացվածություն և ի հայտ է գալիս պոտենցիալների փոփոխական տարբերություն։

Պիեզոէլեկտրական թիթեղների հաստությունն ընտրվում է փոխակերպման առավելագույն արդյունավետության հաշվառմամբ։ Սովորաբար աշխատում են մեխանիկական տատանումների ռեզոնանսային համախություններին համապատասխանող համախություններով։ Այս դեպքում թիթեղի հաստությունը որոշվում է $f_{\rm nbq} = c/2l$ առնչությամբ, որտեղ c- ն երկայնական ալիքների արագությունն է թիթեղում, l- ը՝ դրա հաստությունը։ Պիեզոթիթեղները դրանց վրա նստեցված էլեկտրոդներով ամրացվում են հատուկ բռնիչների վրա։ Ճառագայթող փոխակերպիչի (Ճառագայթիչ) էլեկտրոդներին գեներատորից լարում է տրվում, իսկ ընդունող թիթեղները պատրաստված են գլանային բա-

ժակների տեսքով, որոնց հատակին հատուկ տափօղակների միջոցով սեղմված են պիեզոթիթեղներն այնպես, որ բռնիչի պատյանին միացված է մի էլեկտրոդը, իսկ տափօղակին՝ մյուսը։

Նմուշներում երկայնական ալիքների գրգռման և դրանց ընդունման համար փոխակերպիչները սեղմում են նմուշի մակերևույթին։ Ձայնային հպում ստանալու համար նմուշին յուղ է քսվում։



Նկ. 2. Մակերևութային ալիքների գրգռումը սեպի մեթոդով. Ճ. Ճառագայթող փոխակերպիչ, Ն. նմուշ



Նկ. 3. Մակերևութային ալիքների գրգոման և դիտման սխեմա. Ը. ընդունող փոխակերպիչ

Մակերևութային ալիքներ պինդմարմնային նմուշում կարելի է գրգծել, եթե դրա մակերևույթին ստեղծվի մակերևութային ալիքի երկարության հետ համընկնող տարածական պարբերությամբ գրգծում։ Այդպիսի գրգծում կարելի է ստանալ տարբեր եղանակներով, սակայն դյուրին է այն իրականացնել սեպի մեթոդով (նկ. 2)։ Այդ նպատակով նմուշի մակերևույթին սեղմում են հատուկ պինդ մարմին՝ սեպ, որում գրգծում են մակերևույթի նկատմամբ որոշակի անկյան տակ տարածվող երկայնական ալիքներ։ Եթե բաժանման սահմանին ընկնող ալիքի ալիքային վեկտորի պրոյեկցիան հավասար է մակերևութային ալիքի ալիքային վեկտորին, ապա նմուշում գրգծվում է մակերևութային ալիք։ Ակնհայտ է, որ երկայնական ալիքի անկման անկյունը պետք է բավարարի

$$\sin\varphi = \frac{c_{\rm u}}{c_0} \tag{16}$$

առնչությանը, որտեղ c_{u} -ն սեպի նյութում երկայնական ալիքի տարածման արագությունն է, c₀-ն՝ նմուշում մակերևութային ալիքի արագությունը։ (16) առնչությունը տեղի ունի, եթ
ե $c_{\rm u} < c_{\rm 0}$ ։ Քանի որ երկայնական ալիքի անկման անկյունը մեծ է լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունից, ապա այիքները դեպի նմուշի խորքը գործնականում չեն տարածվի։ Գրգռումները կտեղայնացվեն նմուշի մակերևույթի մոտ։ Դրանք էլ նմուշում կձևավորեն մակերևութային ալիք։ Բարենպաստ պայմաններում մակերևութային այիքի ուժգնությունը նմուշում մեծ է ծավալայինի ուժգնությունից 20 – 30 դԲ-ով։ Մեպում երկայնական ալիքներ գրգռելու համար օգտագործվում են վերը նշված փոխակերպիչները։ Քանի որ մակերևութային ալիքների արագությունը կախված է նմուշի նյութի ֆիզիկական բնութագրերից, ապա դրանց գրգռման համար անհրաժեշտ է յուրաքանչյուր նմուշի համար ընտրել համապատասխան անկյունով սեպ։ Այդ պատճառով սեպաձև կցորդը պատրաստվում է գլանային սեկտորի ձևով (նկ. 3), որի մակերևույթով կարող է տեղաշարժվել փոխակերպիչը։ Փոխելով փոխակերպիչի դիրքը, կարելի է փոխել նմուշի վրա երկայնական ալիքի անկման անկյունը և յուրաքանչյուր նմուշի համար ստանալ մակերևութային ալիքների գրգրոման լավագույն պայմաններին համապատասխանող անկյուններ։ Նկարագրված սարքերը կարող են աշխատել նաև որպես մակերևութային ալիքների ընդունիչներ, քանի որ նմուշում տարածվող մակերևութային ալիքների ազդեցությամբ սեպաձև կցորդներում (16) պայմանով որոշվող անկյունների տակ առաջանում են երկայնական ալիքներ։

Նմուշներում երկայնական ալիքների արագության չափումը

Որպես նմուշներ ծառայում են պինդմարմնային հարթ զուգահեռ թիթեղներ, որոնց գծային չափերը շատ մեծ են գրգոված ալիքի երկարությունից։ Արագության չափումները կարելի է իրականացնել երկու մեթոդով՝ ըստ իմպուլսների «անցման» և ըստ «անդրադարձման»։ Առաջին մեթոդում օգտագործվում է երկու փոխակերպիչ՝ Ճառագայթիչ և ընդունիչ։ Առաջին փոխակերպիչի առաքած իմպուլսը նմուշի մյուս կողմում ընդունվում է երկրորդ փոխակերպիչով՝ ընդունիչով։ Գիտենալով նմուշի հաստությունը և տատանագրիչի էկրանի վրա որոշելով նմուշով իմպուլսի անցման ժամանակը, կարելի է գտնել երկայնական ալիքների արագությունը։

Ավելի հարմար է օգտվել երկրորդ մեթոդից։ Այս դեպքում օգտագործվում է մի փոխակերպիչ, որը միաժամանակ ծառայում է և' որպես ձառագայթիչ, և' որպես ընդունիչ։ Փոխակերպիչը միաժամանակ միացվում է գեներատորին և ընդունիչին։ Այդ նպատակով սարքում զուգահեռ միացվում են գեներատորի և ուժեղարարի բնիկները։ Նմուշում տատանումների գրգոման դեպքում տատանագրիչի էկրանին կերևա հարթ նմուշի երկու կողմերից բազմակի անդրադարձած իմպուլսների շարք (արձագանք-իմպուլսներ)։ Կարգավորելով ուժեղացումը՝ կարելի է հասնել իմպուլսների շարքի հստակ պատկերի այնպես, որ հնարավոր լինի հաշվարկել դրանց միջև ժամանակահատվածն ըստ էկրանի սանդղակի։

Ժամանակային սանդղակի մասշտաբը տրվում է ըստ չափաբերման թիթեղով ձայնային իմպուլսների անցման ժամանակի։ Որպես ստուգանմուշ վերցվում է օրգանական ապակու շերտ, որում երկայնական ալիքների տարածման արագությունը 2650 մ/վ է։ Չափելով նմուշների (արույր, դյուրալ, ապակի, պողպատ և այլն) հաստությունները և որոշելով իմպուլսների անցման ժամանակները, կարելի է հաշվարկել երկայնական ալիքների արագությունը նշված նյութերում։

Մակերևութային ալիքների գրգռումը և գրգռման բարենպաստ անկյունների չափումը

Սեպաձև տակդիրով օրգանական ապակե ձառագայթիչը տեղակայվում է նմուշի նախապես յուղված հարթ մակերևույթին։ ձառագայթիչից մի քանի սանտիմետր հեռավորությամբ (նույն ուղղով) տեղակայվում է նույնպիսի փոխակերպիչ (տակդիրով), որը ծառայում է որպես ընդունիչ։ Ընդունիչը և ձառագայթիչը միացվում են սարքի համապատասխան բնիկներին: Հաստատվում է ձառագայթի դանդաղ փռում, ներածվում է լրիվ ուժեղացում և փոխակերպիչների (միաժամանակ երկուսի) թեքման անկյունների դանդաղ փոփոխությամբ հասնում են տատանագրիչի էկրանին իմպուլսի հայտնվելուն, այսինքն՝ նմուշում մակերևութային ալիքների գրգոման:

Տեղին է նշել, որ երկայնական ալիքի անկման փոքր անկյունների դեպքում նմուշում կարող են գրգռվել նաև ծավալային ալիքներ։ Այդ ալիքները նմուշի ստորին մասից անդրադառնալուց հետո կարող են ընկնել սեպաձև ընդունիչ տակդիրի մեջ և հանգեցնել էկրանին կեղծ ազդանշանի առաջացման։ Ծավալային և մակերևութային ալիքային ազդանշանները միմյանցից տարբերելու համար կարելի է օգտվել այն բանից, որ մակերևութային ալիքների մարումը մեծապես կախված է նմուշի մակերևութային ալիքների մարումը մեծապես կախված է նմուշի մակերևույթի վիձակից։ Ուստի մակերևույթի վիձակի յուրաքանչյուր փոփոխություն (օրինակ՝ ձնշման կիրառման կամ յուղման միջոցով), հանգեցնում է մակերևութային ալիքների ընդունվող իմպուլսի կտրուկ նվազման, մինչդեռ այն չի ազդում ծավալային ալիքների իմպուլսի մեծության վրա։

Փոխակերպիչների թեքման անկյան հետագա փոփոխությամբ գտնում են մակերևութային ալիքների գրգռման (և ընդունման) լավագույն անկյուն, որին համապատասխանում է տատանագրիչի էկրանին իմպուլսի մեծության առավելագույն արժեք։

Մակերևութային ալիքների արագության չափումը

Սեպաձև տակդիրները, կարգավորված տվյալ նմուշում մակերևութային ալիքների լավագույն գրգռման և ընդունման համար, տեղակայում են միմյանցից 5 – 10 սմ հեռավորությամբ (նկ. 3, էջ 59) և տատանագրիչի էկրանին գրանցում իմպուլսների դիրքը։ Տեղաշարժելով ընդունող տակդիրը հայտնի հեռավորության վրա և էկրանի վրա չափելով մակերևութային ալիքների իմպուլսի տեղաշարժը, այսինքն՝ որոշելով ժամանակի փոփոխությունը, հաշվում են մակերևութային ալիքների արագությունը։ Այս դեպքում փոման ձառագայթի ուղղությամբ ժամանակային մասշտաբի անհամասեռ չափանշման պատձառով հնարավոր են իմպուլսի ժամանակային տեղաշարժի բացարձակ մեծության որոշման սխալներ (5–7%)։ Ավելի Ճշգրիտ չափումներ կարելի է իրականացնել՝ ընտրելով ընդունիչի տեղաշարժի չափն այնպես, որ էկրանին իմպուլսի տեղաշարժը համապատասխանի տրված ժամանակահատվածի, օրինակ՝ չափանմուշում անդրադարձած երկայնական ալիքների հարևան իմպուլսների միջև հեռավորությանը։

Այդ նպատակով կրկնում են l_1 հաստությամբ օրգապակե չափանմուշային թիթեղով չափումները և տատանագրիչի էկրանին սնեռում երկայնական ալիքի երկու հաջորդաբար անդրադարձած իմպուլսների կոօրդինատները։ Այդ իմպուլսների դիրքը որոշվում է $t_1 = 2l_1/c_{opq}$ ժամանակով։ Այնուհետև, տվյալ նմուշում աշխատելով մակերևութային ալիքների հետ, ընդունիչ կցորդի որոշակի l_2 տեղաշարժմամբ ապահովում են իմպուլսի տեղաշարժ նույն t_1 ժամանակով։ Այս դեպքում հարկ է օգտվել փովածքի հապաղման կարգավորմամբ (չփոխելով փովածքի տևողությունը) և մակերևութային ալիքների իմպուլսների կոօրդինատները համատեղել անդրադարձած երկայնական ալիքների իմպուլս-ների նախապես նշված կոօրդինատների հետ։ Այդ դեպքում մակերևութային ալիքների արագությունը կարելի է հաշվարկել $t_1 = l_2/c_0 = 2l_1/c_{opq}$ պայմանից և ստանալ գրգոման լավագույն անկյան համար հետևյալ բանաձևը՝

$$\sin \varphi = \frac{c_{opq}}{c_0} = \frac{2l_1}{l_2}$$
:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ Երկայնական ալիքի արագության չափումը

- Մարքում զուգահեռ միացնել գեներատորի և ուժեղարարի բնիկները։
- Տատանագրիչի էկրանին ստանալ հարթ նմուշի մակերևույթներից անդրադարձած իմպուլսների շարք։
- Կարգավորելով ուժեղացումը, հաշվարկել իմպուլսների միջն ժամանակահատվածն ըստ տատանագրիչի էկրանի սանդղակի։

- Որոշել ժամանակային սանդղակի մասշտաբը, չափումներ կատարելով օրգանական ապակու ստուգանմուշի օգնությամբ։
- Չափել տրված թիթեղի հաստությունը և ստացված տվյալներով որոշել երկայնական ալիքների արագությունը տրված նյութում։
- Մտացված արդյունքները համեմատել տեսական հաշվարկների արդյունքների հետ։

ՍՏՈԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- Ինչպիսի՞ ալիքներ կարող են տարածվել գազերում, հեղուկներում և պինդ մարմիններում:
- Ի՞նչ են ցույց տալիս լարման տենզորի σ_{ir} բաղադրիչները։
- 3. Ի՞նչ են ցույց տալիս Լամեի λ և μ գործակիցները։
- 4. Գրել կապը Յունգի և Լամեի գործակիցների միջև։
- 5. Ինչո՞վ են բնութագրվում մակերևութային (ռելեյան) ալիքները։
- Մտանալ մակերևութային ալիքների արագության որոշման դիսպերսային (13) հավասարումը։
- Գնահատել պինդ մարմնում երկայնական, լայնական և մակերևութային ալիքների արագությունների փոփոխման տիրույթը (0,25 < σ < 0,35):
- 8. Փորձում ինչպե՞ս են նմուշում գրգռում մակերևութային ալիքներ։
- Ինչպե՞ս են փորձում տարբերում իրարից ծավալային և մակերևութային ալիքներից առաջացած ազդանշանները։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. С. П. Стрелков. Механика. М., Наука, 1972.
- 2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. М., Наука, 1972.
- 3. **И. А. Викторов.** Физические основы применения волн Лэмба и Рэлея в технике, М., Наука, 1966.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 5 ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բազմաթիվ տեսական և փորձարարական հետազոտությունների արդյունքները ցույց են տալիս, որ բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթների հիմնական մագնիսական բնութագրերը (ինքնաբերական մագնիսացվածություն, դոմենային կառուցվածք, անիզոտրոպության տեսակներ, կոէրցիտիվ ուժ, մնացորդային մագնիսացվածություն և այլն) էապես տարբերվում են հոծ ֆեռոմագնիսական նյութերի համապատասխան բնութագրերից, և այդ տարբերությունը պայմանավորված է թաղանթների չափերով։ Այդ պատ*մ*առով բարակ թաղանթը հետաքրքրություն է ներկայացնում ոչ միայն ինքնաբերական մագնիսացվածության առանձնահատկությունների տեսական ուսումնասիրման համար, այլն հաշվողական տեխնիկայում գործնական կիրառման տեսանկյունից։

Բարակ մագնիսական թաղանթների մասին, որոնք ունեն փոքր՝ 10⁻⁷ սմ³ կարգի ծավալ, հուսալի տեղեկատվություն ստանալու համար անհրաժեշտ է կիրառել չափման շատ զգայուն մեթոդներ։

Սովորական թրթռման (վիբրացիոն) մագնիսաչափերը կամ մակածման գործիքները միշտ չէ, որ արդյունավետ են թաղանթների դոմենային կառուցվածքի կամ քվազիստատիկ վերամագնիսացման պրոցեսների ուսումնասիրման համար։ Այդպիսի դեպքերում սովորաբար կիրառվում են մագնիսաօպտիկական և էլեկտրոնամանրադիտակային մեթոդները։

Էլեկտրոնամանրադիտակային մեթոդն ավելի զգայուն է և ունի մեծ լուծունակություն, սակայն մագնիսաօպտիկական մեթոդը հարմար է այն բանով, որ պատկերացում է տալիս թաղանթի վերամագնիսացման ընդհանուր բնույթի մասին (թաղանթում հայտնաբերում է մակրո- և միկրոանհամասեռություններ, եզրային արատներ, անիզոտրոպության մակրո- և միկրոշեղումներ և այլն), լրացնում ու կատարյալ է դարձնում նման հետազոտություններում էլեկտրոնային մանրազննումը։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթներում դոմենների դիտման համար օգտագործվում են Ֆարադեյի և Կեռի մագնիսաօգտիկական մեթոդները։

Եթե հարթ բևեռացված լույսն անցնում է միջավայրով, որը լույսի տարածման ուղղությամբ մագնիսացված է թեկուզև մասամբ, ապա դիտվում է բևեռացման հարթության պտույտ, որը հայտնի է Ֆարադեյի երևույթ անունով։ Ֆարադեյի երևույթի օգնությամբ կարելի է դիտել թափանցիկ, մի քանի հարյուր անգստրեմի կարգի հաստությամբ ֆեռոմագնիսական թաղանթների դոմենային կառուցվածքը։

Բևեռացման հարթության պտույտ առաջանում է նաև այն դեպքում, երբ լույսի ալիքն անդրադառնում է երկու միջավայրերի բաժանման սահմանից։ Ֆեռոմագնիսական միջավայրի սահմանից անդրադարձման դեպքում, կախված մագնիսացվածության վեկտորի, էլեկտրամագնիսական ալիքի անկման հարթության և նմուշի հարթության փոխադարձ դիրքորոշումից, պտույտն իրականանում է տարբեր ձևերով։ Ընդ որում, բևեռացման հարթության պտտման պատձառը միայն ինքնաբերական մագնիսացվածության առկայությունն է և ոչ թե արտաքին դաշտը, որի դերը սահմանափակվում է միայն նմուշի մագնիսացմամբ։ Այս երևույթը հայտնի է որպես Կեռի երևույթ։

Բևեռացման հարթության պտույտը բացատրվում է հետևյալ կերպ։ Լույսի հարթ-բևեռացված ալիքը ներկայացվում է որպես շրջանային աջ և ձախ բևեռացված երկու ալիքների վերադրում, որոնք ունեն նույն հաձախությունը և լայնույթը։ Դրանց E_1 և E_2 վեկտորների գումարը ժամանակի յուրաքանչյուր պահի P հարթության մեջ է (նկ. 1, ա)։ Ալիքների տարբեր արագությունների դեպքում վեկտորներից մեկը պտույտով հետ է ընկնում մյուսից, որի հետևանքով E արդյունարար վեկտորի P'հարթությունը պտտվում է P հարթության նկատմամբ (նկ. 1, բ)։



Նկ. 1. Բևեռացման հարթության պտույտը

Բևեռացման հարթության մագնիսական պտտումը պայմանավորված է մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոնների ուղեծրերի կոնապտույտով, որի հետևանքով աջ և ձախ ուղղությունների շրջանային բևեռացումով ալիքների արագությունները դառնում են տարբեր։ Բևեռացման հարթության պտույտը դիտվում է միայն այն դեպքում, երբ լույսը տարածվում է մագնիսացվածության վեկտորի ուղղությամբ։

Կեռի երևույթի տարատեսակների (բնեռային, միջօրեական, հասարակածային, նկ. 2) հիման վրա աշխատող մագնիսաօպտիկական սարքերը (Կեռի տեխնիկա) օգտագործվում են համեմատաբար հաստ (t > 300 A) թաղանթների դոմենային կառուցվածքի, ինչպես նաև դրանցում վերամագնիսացման պրոցեսների ուսումնասիրության համար։ Կեռի տեխնիկան հարմար է նաև մագնիսական թաղանթների ստատիկ բնութագրերը, մասնավորապես, $H_{\rm C}$ կոէրցիտիվ ուժը, անիզոտրոպության դաշտը, անիզոտրոպության տարամիտումը (դիսպերսիան ըստ մեծության և ուղղության), մագնիսական թափանցելիությունը չափելու և հիստերեզիսի օղակի ձևը որոշելու համար:

Հայտնի է, որ արտաքին մագնիսական դաշտում վակուումային գոլորշիացման մեթոդով բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթ աձեցնելիս, այն վերածվում է միառանցք անիզոտրոպ թաղանթի, որի հեշտ մագնիսացման առանցքը (ՀՄԱ՝ այն ուղղությունը, որով հագեցնելու համար պահանջվում է արտաքին դաշտի փոքրագույն արժեք) համընկնում է արտաքին դաշտի ուղղության հետ։ Այդպիսի թաղանթի հիստերեզիսի օղակը, եթե այն վերամագնիսացվում է ՀՄԱ-ով, ուղղանկյուն է։

Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթների վերամագնիսացումը ՀՄԱ-ով իրականացվում է հետևյալ ձևով։ Թաղանթը հագեցվում է



Նկ. 2. Կեռի երևույթի տարատեսակները

տրված *M* ուղղությամբ (նկ. 3, ա)։ Ցրման մեծ դաշտերի առկայության պատձառով, հագեցումից հետո էլ թաղանթի ծայրերում միշտ առկա են հակառակ մագնիսացվածության սաղմեր։ Արտաքին *H* (*M*-ին հակուղղված) դաշտ կիրառելիս եզրային դոմենների սահմանները շարժվում են ՀՄԱ-ի ուղղությամբ, և առաջանում են ՀՄԱ-ին զուգահեռ երկար դոմեններ (նկ. 3, բ)։

Գոյանում է շերտավոր դոմենային կառուցվածք, որից հետո վերամագնիսացումը շարունակվում է ԴՄԱ (դժվար մագնիսացման առանցք) ուղղությամբ, որն ուղղահայաց է ՀՄԱ-ին, այսինքն՝ դոմենների սահմանները զուգահեռ տեղափոխվում են (միջանկյալ շերտը լայնանում է, նկ. 3, գ)։ Վերամագնիսացումն ավարտվում է, երբ առաջանում է



Նկ. 3. Բարակ ֆեռումագնիսական թաղանթի վերամագնիսացման փուլերը

հակառակ ուղղված մագնիսացվածությամբ թաղանթ, որի եզրերում նորից առաջանում են հակառակ ուղղված մագնիսացվածության սաղմեր (նկ. 3, դ): Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթի կոէրցիտիվ ուժն արտաքին դաշտի այն արժեքն է, որի դեպքում գումարային մագնիսացվածությունը զրո է (սկզբնական ուղղությամբ մագնիսացվածությամբ դոմենների մակերեսը հավասար է հակառակ ուղղված մագնիսացվածությամբ դոմենների մակերեսին)։

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Սարքի հիմնական մասերն են`

ա) դոմենային կառուցվածքի դիտումն ու լուսանկարահանումն ապահովող համակարգը,

բ) թաղանթի հարթության մեջ մագնիսական դաշտեր ստեղծող համակարգը,

գ) ղեկավարման վահանակը։

Դոմենային կառուցվածքի դիտումն ապահովող համակարգի աշխատանքը հիմնված է Կեռի միջօրեական երևույթի վրա։ Հայտնի է, որ այդ երևույթը դիտվում է, երբ մագնիսացվածության M վեկտորն ընկած է լույսի անկման հարթության մեջ և ուղղված է անդրադարձնող հարթությանը զուգահեռ (նկ. 2, բ)։ Այդպիսի պայմաններում հարթ-բևեռացված լույսի նորմալ կամ տանգենցիալ անկման դեպքում բևեռացման հարթության պտույտի մեծությունը զրո է և այն հասնում է իր մեծագույն արժեքին (4'–5') անկման 60° անկյան դեպքում։ Հիշյալ երևույթի դիտման համար նմուշը պետք է մագնիսացվի իր մակերևույթին զուգահեռ, ուստի դրա համար գործնականում բավարար է ունենալ նմուշի կոէրցիտիվ ուժի կարգի մագնիսական դաշտ։ Օգտագործվում են նաև բևեռացուցիչ և վերլուծիչ։ Պտտման անկյան փոքրության պատՃառով անհրաժեշտ է լինում աշխատել համարյա խաչված Նիկոլի պրիզմաներով (բնեռացուցիչ-վերլուծիչ), որը հանգեցնում է լուսավորվածության և կտրուկության նվազման։ Կտրուկությունը մեծացնելու համար թաղանթի վրա գոլորշիացմամբ նստեցվում է շուրջ 100 A հաստությամբ դիէլեկտրիկի շերտ։

Դոմենային սահմանը կամ պատն այն տիրույթն է, որտեղ տեղի է

ունենում մագնիսացվածության վեկտորի պտույտ։ Բարակ թաղանթում էներգիապես ձեռնտու է, որ պտույտը կատարվի նմուշի հարթության մեջ (Նեելի սահման), իսկ հոծ նմուշում պտույտը տարածական է (Բլոիփ սահման)։ Թաղանթի վերամագնիսացում տեղի է ունենում երկու ձևով՝ պատի տեղափոխմամբ կամ մագնիսացվածության վեկտորի պտույտով։

Թաղանթում ընթացող վերամագնիսացման պրոցեսը դառնում է տեսանելի, եթե այն տեղի է ունենում պատերի տեղափոխմամբ և նոր տիրույթների՝ դոմենների առաջացմամբ, որոնց մագնիսացման վեկտորները շեղված են միմյանց նկատմամբ։ Ակնհայտ է, որ առավելագույն արդյունավետություն կգրանցվի այն դեպքում, երբ վերամագնիսացման պրոցեսն ընթանում է մագնիսացման վեկտորների 180° պտույտով։

Սարքի օպտիկական սխեման պատկերված է նկ. 4-ում։ Լույսը, 1 աղբյուրից անցնելով 2 հավաքող ոսպնյակով և 3 դիաֆրագմայով, որը 4 ոսպնյակի կիզակետում է, զուգահեռ փնջի տեսքով, 60° անկյան տակ (Կեռի միջօրեական երևույթի դիտման համար լավագույն արժեքը) մտնում է 6 բևեռացուցիչ և ընկնում հետազոտվող 7 թաղանթի վրա։ 5-10 մմ տրամագծով շրջանաձև թաղանթը տեղադրվում է այնպես, որ անիզոտրոպության առանցքը լինի լույսի անկման հարթության մեջ (երևույթի դիտման անհրաժեշտ պայմանը, նկ. 2, բ)։ Անդրադարձած լույսը, անցնելով 8 օբյեկտիվով, բևեռացուցչի նկատմամբ 90° անկյան տակ տեղակայված 9 վերլուծիչով և 10 զտիչով, ընկնում է հեռուստատեսային սարքի 11 խցիկի վիդիկոնի մակերևույթին։

Սարքը խոշորացնում է 300 անգամ։ Սկզբում իրականացվում է օպտիկական խոշորացում 5–10 անգամ, ապա էլեկտրոնային խոշորացում հեռուստասարքի օգնությամբ մինչև 30 անգամ, եթե օգտագործվում է BK–29 տեսաստուգիչը (12)։ Սարքի լուծունակությունը 2,5 մկմ է։

Փորձում օգտագործվում են հետևյալ սարքերը. 1. հալոգենային լամպ, 2. կոնդենսոր, 3. դիաֆրագմա, 4. Հելիուս-44 կամ Յուպիտեր-9,


Նկ. 4. Վերամագնիսացման պրոցեսի ուսումնասիրման օպտիկական սարքի սխեման

5. փական, 6, 9. Գլեն-Թոմսոնի պրիզմա, 7. Նմուշ, 5 – 10 անգամ խոշորացնող երկուռուցիկ ոսպնյակ՝ կորության $R_1 = 40$ մմ և $R_2 = 70$ մմ շառավիղներով, 10. զտիչ՝ ցայտունության մեծացման համար, 11. վիդիկոն, 12. էկրան:

Լույսի թեք անկման պատՃառով պատկերն ստացվում է անկման հարթության ուղղությամբ ձգված, իսկ օբյեկտիվի կտրուկության խորության սահմանափակության հետևանքով էկրանի վրա ցայտուն ստացվում է միայն բարակ շերտ (ուղղահայաց անկման հարթությանը), ուստի հեռուստասարքի խցիկը դրվում է նմուշի հարթության նկատմամբ 30° անկյան տակ այնպես, որ ամբողջ էկրանի վրա պատկերը լինի ցայտուն։

Վերամագնիսացման պրոցեսի դիտումը (հիստերեզիսի օղակի ստացումը) իրականացվում է հետևյալ ձևով։ Բևեռացուցիչը և վերլուծիչը տեղակայելով հետազոտվող թաղանթի նախնական մագնիսացման ուղղության նկատմամբ լրիվ մարման դիրքում՝ կտեսնենք հետազոտվող նմուշի միագույն մութ, պատկեր։ Եթե սկսենք վերամագնիսացնել ուսումնասիրվող նմուշը, ապա նոր փուլերի (մագնիսացման վեկտորի այլ կողմնորոշմամբ տիրույթների) առաջացման հետ մեկտեղ տեղի կունենա այդ տիրույթներից անդրադարձած լույսի բևեռացման հարթության պտույտ, որի հետևանքով վերլուծիչով կանցնի համեմատաբար շատ լույս, և տեսանելի կդառնան այդ նոր տիրույթները (դոմենները) և, հետևաբար, շարժումը՝ նախկին միագույն մութ պատկերի վրա։ Նկ. 5-ում պատկերված է թաղանթի վերամագնիսացման ընթացքում ստացված շարքը հեշտ մագնիսական առանցքով ուղղված արտաքին դաշտի տարբեր արժեքների դեպքում, որոնք վերաբերվում են հիստերեզիսի օղակի մի ձյուղին։

Երկրի (լաբորատորիայի) մագնիսական դաշտի լրիվ մարման դեպքում հիստերեզիսի օղակի երկրորդ ձյուղը կլինի նույնական (նման) առաջինին։ Երկրի դաշտի առկայությունը, բնականաբար, կբերի կոորդինատների սկզբնակետի նկատմամբ հիստերեզիսի օղակի շեղման, որը բնութագրում է այդ դաշտի ուղղությունը և մեծությունը։

Մագնիսական դաշտ ստանալու համար օգտագործվում է Հելմհոլցի կոձերի համակարգը։ Տվյալ դեպքում (Հելմհոլցի պայմանն ապահովելու համար) կոձերի զույգը զուգահեռ հարթություններում տեղակայված է այնպես, որ կոձերի կենտրոնների միջն հեռավորությունը L=2R, որտեղ R-ը կոձի շառավիղն է։ Կոձերի ստեղծած մագնիսական դաշտի H լարվածությունը (գաուսներով) համակարգի համաչափության կենտրոնում տվյալ պայմանի դեպքում որոշվում է

$$H = \frac{0,446in}{R} \tag{1}$$

բանաձևով, որտեղ n-ը գալարների թիվն է մեկ կոձում, i-ն՝ հոսանքի ուժը շղթայում (ամպերով)։ Օգտագործվող սարքում n = 540, R = 8սմ։

ԿոՃերում հոսանքի, հետևաբար, և մագնիսական դաշտի մեծությունը կարգավորվում է ռեոստատների օգնությամբ։

Համապատասխան ռեժիմներն ստեղծվում են ղեկավարման վահանակի օգնությամբ, որի վրա տեղադրված են հոսանքը միացնող և անջատող տարրերը։ Արտաքին դաշտի ազդեցության տակ արդյունարար մագնիսացվածության փոփոխությունը նմուշում (հիստերեզիսի օղակ) գնահատվում է հեշտ մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ Երկրի (լաբորատորիայի) դաշտի լրիվ մարման դեպքում։ Երկրի դաշտի մարումը կատարվում է առանձին զույգ կոՃերի օգնությամբ, որոնք



Նկ. 5. Ֆեռոմագնիսական թաղանթի վերամագնիսացման փուլերի հաջորդական պատկերները

տեղադրված են դժվար առանցքի կոմերին զուգահեռ։ Հսկումն իրականացվում է ամպերաչափով։

Կեռի միջօրեական երևույթի անհրաժեշտ պայմանը կատարելու համար թաղանթը պետք է տեղադրել այնպես, որ անիզոտրոպության առանցքն ընկնի լույսի անկման հարթության մեջ։ Հետազոտվող թաղանթը տեղադրվում է նմուշի շրջանաձև սեղանիկի վրա։ Վերջինս պտտվում է իր հարթության մեջ։ Պտտման անկյունը չափվում է աստիձանային սանդղակով։ Նմուշի կողմնորոշման ձշտությունը 0,5° է։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- Միացնել սնման աղբյուրները, լույսի համար` ավտոտրանսֆորմատորը, իսկ մագնիսական դաշտերի համար` համուղղիչները :
- Նմուշը տեղադրել սեղանիկի վրա այնպես, որ նրա անիզոտրոպության ուղղությունը գտնվի լույսի անկման հարթության մեջ (անիզոտրոպության ուղղությունը ցույց է տրված նմուշի վրա)։

- 3. Բևեռացուցիչը և վերլուծիչը դնել «մարում» վիձակում։
- Որոշել նմուշի անիզոտրոպության ուղղությունը և հագեցնել այն ՀՄԱ-ով ուղղված H_C -ից մեծ դաշտով։ Դրա համար հարկավոր է՝
- Մագնիսական դաշտ ստանալու համար միացնել Հելմհոլցի ընդլայնական կոՃերը սնող հաստատուն հոսանքի անջատիչը։
- Անիզոտրոպության ձիշտ ուղղությունը *H* մագնիսական դաշտի նկատմամբ որոշելու համար նմուշի դժվար մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ տալ նմուշի *H*_K անիզոտրոպության դաշտի կրկնապատիկից մեծ դաշտեր (միացնում և անջատում ենք նույն անջատիչը)։ Այդ ընթացքում փոփոխելով նմուշի դիրքը, ըստ դժվար առանցքի ունեցած ապամագնիսացման բնորոշ վիձակների (Երկրի դաշտի լրիվ մարման դեպքում մագնիսացվածության վեկտորի այլ կողմնորոշում ունեցող դոմենները պետք է ունենան հավասար մակերեսներ), որոշում ենք անիզոտրոպության ձիշտ ուղղությունը։
- Անջատել Հելմհոլցի ընդլայնական կոձերը սնող անջատիչը և միացնել երկայնական կոձերը սնող անջատիչը։ Փոխանջատիչի օգնությամբ փոխել նմուշի ՀՄԱ-ի ուղղությամբ տրվող H մագնիսական դաշտի բնեռայնությունը։ Այնուհետև ռեոստատի օգնությամբ մեծացնելով H-ի արժեքը (հոսանքի արժեքը շղթայում ցույց է տալիս ամպերաչափը), հետևել նոր փուլի սաղմերի առաջացմանն ու դրանց հետագա աձին։ Ընդ որում, $S = S_1 + S_2$, որտեղ S_2 -ը նոր, իսկ S_1 -ը՝ հին դոմենների մակերեսներն են։
- Արդյունարար մագնիսացվածության (M) փոփոխությունն արտաքին $\pm H$ դաշտի առկայությամբ գնահատելու համար դաշտի տարբեր (8ից ոչ պակաս) արժեքների համար որոշել (կամ լուսանկարահանել) S_1 և S_2 մեծությունները, որոնց տարբերությունը՝ $\Delta S = S_1 - S_2$, համեմատական է M-ին։
- Միլիմետրական թղթի վրա կառուցել *M*-ի կախման գրաֆիկը վերամագնիսացնող դաշտի (±*H*) մեծությունից։
- 6. Հաշվել վերամագնիսացնող դաշտի մեծությունը (1) բանաձևով։

7. Որոշել Երկրի դաշտի մեծությունը։ Այդ նպատակով կողմնացույցի օգնությամբ որոշել Երկրի (լաբորատորիայի) դաշտի ուղղությունը և դրա կազմած φ անկյունը **H**-ի հետ։ Այնուհետև M = f(H) գրաֆիկից որոշել $H_{c_i} - H_{c_2}$ տարբերությունը, որտեղ H_{c_i} -ը և H_{c_2} -ը նմուշի կոէրցիտիվ ուժի արժեքներն են վերամագնիսացնող դաշտի տարբեր բնեռայնությունների դեպքում, Երկրի մագնիսական դաշտի արժեքը հաշվել հետևյալ բանաձնով՝

$$H_{t_{p}p_{i}} = \frac{H_{c_{i}} - H_{c_{2}}}{2\cos\phi} :$$
 (2)

ሀՏበԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- 1. Ո րն է Կեռի և Ֆարադեյի երևույթների տարբերությունը։
- Տալ նկ. 6-ում K կետին համապատասխանող ֆիզիկական մեծության սահմանումը։
- 3. Տալ նկ. 6-ում C₁ և C₂ կետերին համապատասխանող ֆիզիկական մեծությունների սահմանումները և բացատրել, թե ինչո՞ւ այդ կետերի դիրքերը համաչափ չեն *M* առանցքի նկատմամբ։
- Տալ նկ. 6-ում M₀ կետին համապատասխանող ֆիզիկական մեծության սահմանումը։



Նկ. 6. Հիստերեզիսի օղակ

- 5. Նկ. 5-ում ցույց տալ արտաքին դաշտի $H = H_{\rm C}$ արժեքին համապատասխանող նկարը։
- Բացատրել, թե ինչպե՞ս է կատարվում վերամագնիսացումը միաոանցք անիզոտրոպությամբ ֆեռոմագնիսական թաղանթում։
- 7. Ի՞նչ է օպտիկական սարքի լուծունակությունը։
- Ի՞նչ կլինի բևեռացման հարթության հետ, եթե հայելում անդրադարձած ձառագայթն անցնի մագնիսական միջավայրով ևս մեկ անգամ՝ հակառակ ուղղությամբ։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. Р. Суху. Магнитные тонкие пленки. М., Мир, 1967.
- М. Праттон. Тонкие ферромагнитные пленки. Ленинград, Судостроение, 1967.
- 3. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6 ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

«Մագնիսական ռեզոնանս» հավաքական տերմինով անվանում են այն բոլոր երևույթները, որոնցում տեղի է ունենում էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի ընտրողական (ռեզոնանսային) կլանում արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում տեղակայված մագնիսական մոմենտների համակարգում, որը պայմանավորված է մագնիսական դաշտում առաջացող քվանտային մակարդակների միջև անցումներով։

Եթե էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը պայմանավորված է Լանդաուի մակարդակների միջև քվանտային անցումներով, ապա գործ ունենք շրջանային (ցիկլոտրոնային) ռեզոնանսի հետ, որի դեպքում Լանդաուի մակարդակների միջև անցումները պայմանավորված են էլեկտրամագնիսական ալիքի փոփոխական էլեկտրական դաշտով։

Ի տարբերություն շրջանային ռեզոնանսի, մագնիսական ռեզոնանսային բոլոր երևույթները պայմանավորված են արդյունարար մագնիսական մոմենտի՝ արտաքին մագնիսական դաշտում տարածական քվանտացման (զեեմանյան) մակարդակների միջև անցումներով, որոնք տեղի են ունենում էլեկտրամագնիսական ալիքի փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ։

Մագնիսական ռեզոնանսի հիմնական տեսակներն են՝

 Էլեկտրոնային պարամագնիսական (սպինային) ռեզոնանս՝ ԷՊՌ. որպես մագնիսական մոմենտների համակարգ հանդես է գալիս էլեկտրոնային մագնիսական մոմենտների համակարգը։

2. Միջուկային մագնիսական ռեզոնանս՝ ՄՄՌ. որպես մագնիսական մոմենտների համակարգ հանդես է գալիս միջուկների սպիներով պայմանավորված մագնիսական մոմենտների համակարգը։

Օգտագործվում են նաև մագնիսական ռեզոնանսի այլ տեսակներ՝ Էլեկտրոնային ֆեռոմագնիսական ռեզոնանս, Էլեկտրոնային հակաֆեռոմագնիսական ռեզոնանս, միջուկային քվադրուպոլային ռեզոնանս, սպին-ալիքային ռեզոնանս և այլն։ Ռեզոնանսային մեթոդները հնարավորություն են տալիս հայտնաբերելու և լրիվ մագնիսական ընկալունակությունից առանձնացնելու նրա` տարբեր պատձառներով պայմանավորված ամենաչնչին փոփոխությունները, որը հնարավոր չէ չափել այլ, ոչ ռեզոնանսային մեթոդներով։



Նկ.1. Էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսային կլանման կորը CrCl₃-ում. T = 298Կ կլանված ալիքի երկարությունը` \lambda = 10,87 սմ

Պինդ մարմիններում մագնիսական ռեզոնանսի առաջին փորձերը կատարել է Ե. Զավոյսկին, որը դիտել է որոշ պարամագնիսական աղերում ուժեղ ռեզոնանսային կլանում (նկ.1)։ Միջուկային մագնիսական ռեզոնանսի առաջին փորձերը հեղուկներում կատարել են Է. Պարսելը, Հ. Թորին և Է. Պաունդը, իսկ պինդ մարմիններում՝ Ֆ. Բլոխը, Ու. Հանսենը և Մ. Պակարդը։

Մագնիսական ռեզոնանսային մեթոդներով ստացվում է հարուստ տեղեկատվություն պինդ մարմինների տարբեր բնութագրերի վերաբերյալ։ Մասնավորապես, կարելի է ուսումնասիրել առանձին արատների էլեկտրոնային կառուցվածքը, որն անմիջականորեն ազդում է կլանման սպեկտրների նուրբ կառուցվածքի վրա, հետազոտել սպինային համակարգի դինամիկան, որն ազդում է կլանման գծերի լայնության վրա։ Մագնիսական ռեզոնանսային փորձերում դիտվող ռեզոնանսային գծերի շեղման միջոցով կարելի է գնահատել սպինով պայմանավորված ներքին մագնիսական դաշտերը։

Մագնիսական ռեզոնանսը լայնորեն կիրառվում է նաև սպինային համակարգի կոլեկտիվ գրգռումներն ուսումնասիրելու նպատակով։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Մագնիսական ռեզոնանսի տարրական տեսությունը

Մագնիսական ռեզոնանսի ֆիզիկական էությունը պարզելու համար ուսումնասիրենք արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի ազդեցությունը զրոյից տարբեր արդյունարար մագնիսական մոմենտ ունեցող ազատ ատոմի (իոնի, միջուկի, էլեկտրոնի) վրա։

Եթե արտաքին մագնիսական դաշտը թույլ է ներատոմական մագնիսական դաշտերի համեմատությամբ, ինչը սովորաբար տեղի ունի, ապա այն չի կարող խախտել սպին-ուղեծրային կապը։ Այս դեպքում ատոմին վերագրվում է մեխանիկական J և արդյունարար մագնիսական μ մոմենտ, որը զուգահեռ է J-ին և նրա հետ կապված է

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \boldsymbol{J} \tag{1.1}$$

առնչությամբ, որտեղ γ -ն այսպես կոչված գիրոմագնիսական հարաբերությունն է, որի մեծությունը կախված է ատոմի (միջուկի) քվանտային վիճակից։ Քանի որ J մեխանիկական մոմենտը չափվում է \hbar միավորով, ապա կարելի է մտցնել մեխանիկական մոմենտի չափայնություն չունեցող \hat{I} օպերատոր, գրելով

$$\boldsymbol{J} = \hbar \boldsymbol{I} : \tag{1.2}$$

 \hat{I}^2 օպերատորն ունի I(I+1) սեփական արժեքներ, իսկ I- ն ընդունում է ամբողջ կամ կիսաամբողջ արժեքներ։ \hat{I} օպերատորի կամայական բաղադրիչ կոմուտացվում է \hat{I}^2 -ու հետ, հետևաբար՝ կարելի է միաժամանակ որոշել \hat{I}^2 -ու և այդ բաղադրիչի, օրինակ՝ \hat{I}_z -ի սեփական m արժեքը։ Տրված I-ի դեպքում m-ն ընդունում է 2I+1 հատ արժեք՝ -I, -I+1, ..., I-1, I: Արտաքին մագնիսական H դաշտում μ մագնիսական մոմենտը ձեռք է բերում

$$E = -\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{H} = -\boldsymbol{\mu}_z \boldsymbol{H} \tag{1.3}$$

լրացուցիչ էներգիա, որտեղ μ_z - ը մագնիսական մոմենտի պրոյեկցիան է դաշտի ուղղության վրա և տրվում է

$$\mu_z = g \,\mu_B m \tag{1.4}$$

առնչությամբ, $\mu_{B} = e\hbar/2mc = 9,23\cdot 10^{-20}$ էրգ/Գ մեծությունը Բորի մագնետոնն է, *g*-ն՝ Լանդեի բազմապատկիչը՝

$$g = 1 + \frac{I(I+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2I(I+1)}, \qquad (1.5)$$

S-ն ատոմի լրիվ սպինի, *L*-ը՝ լրիվ ուղեծրային մոմենտի քվանտային թիվն է։ Որպես ատոմի արդյունարար մագնիսական մոմենտ ընդունված է

$$\left|\vec{\mu}\right| = (\mu_z)_{\max} = g\mu_B I \tag{1.6}$$

մեծությունը։ (1.3) և (1.4) բանաձևերի համաձայն՝ արտաքին մագնիսական դաշտում ատոմի էներգիական մակարդակը ձեղքվում է 2*I* + 1 ենթամակարդակների, որոնցից յուրաքանչյուրի էներգիան տրվում է

$$E_m = -g\mu_B Hm \tag{1.7}$$

բանաձևով (զեեմանյան ձեղքում)։ Ինչպես հետևում է (1.7) բանաձևից, զեեմանյան մակարդակները հավասարահեռ են՝ երկու հարևան մակարդակների հեռավորությունը՝

$$\Delta E_{m,m-1} \equiv E_{m-1} - E_m = g \,\mu_B H \,\,, \tag{1.8}$$

կախված չէ *m*-ից և համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանը (նկ. 2)։

Մագնիսական ենթամակարդակների գոյությունը կարելի է հայտնաբերել ընտրողական կլանման օգնությամբ, եթե համակարգը գրգովի արտաքին ազդակի միջոցով, որը հանգեցնում է անցումների այդ ենթամակարդակների միջև։ Էներգիայի պահպանման օրենքից բխում է, որ արտաքին ազդեցության ժամանակային կախումը տրվում է *ա* հա*ձ*ախությամբ, որը որոշվում է

$$\hbar\omega = E_{m'} - E_m \tag{1.9}$$

առնչությամբ, որտեղ E_m -ը և $E_{m'}$ -ը համակարգի սկզբնական և վերջնական էներգիաներն են։



 $\mathcal{L} u_{\mathcal{L}}$. I=2 սպինի էներգիական մակարդակները

Մագնիսական ռեզոնանս դիտելու համար, որպես արտաքին ազդակ, կիրառվում է փոփոխական մագնիսական դաշտ՝

$$\boldsymbol{H}_{1}(t) = \boldsymbol{H}_{10} \cos \omega t , \qquad (1.10)$$

որն ուղղահայաց է **H** հաստատուն մագնիսական դաշտին։ Այս դեպքում գրգոման համիլտոնիանը՝

$$\hat{H}_{i} = -\mu H_{1}(t) = -\mu_{x} H_{10x} \cos \omega t :$$
(1.11)

 μ_x օպերատորի մատրիցական տարրը` $\langle m' | \mu_x | m \rangle$ -ը, զրոյից տարբեր արժեքներ ունի միայն *m* և $m' = m \pm 1$ մակարդակների միջև անցումների համար, այսինքն, երբ տեղի ունի $\Delta m = \pm 1$ ջոկման կանոնը:

Այսպիսով, **H**₁(*t*) փոփոխական դաշտի ազդեցությամբ կատարվում են անցումներ միայն հարևան մակարդակների միջև, ուստի, (1.9) և (1.8) առնչությունների համաձայն՝

$$\hbar \omega = E_{m-1} - E_m = g \mu_B H$$
: (1.12)

(1.12) բանաձևում տեղադրելով Բորի մագնետոնի արժեքը, կստանանք՝

$$\omega = \frac{1}{\hbar}g \frac{e\hbar}{2mc}H = g \frac{e}{2mc}H \equiv \gamma H , \qquad (1.13)$$

որն էլ ներկայացնում է մեկուսացված ատոմի մագնիսական ռեզոնանսի պայմանը։ Մասնավոր դեպքում, երբ ատոմի ուղեծրային մոմենտը՝ L = 0, (1.5) և (1.13) առնչությունների համաձայն ՝

$$\omega = 2\frac{eH}{2mc} = \frac{eH}{mc} \equiv \omega_H , \qquad (1.14)$$

որը շրջանային համախությունն է։ (1.14) բանաձևի համաձայն՝ մագնիսական ռեզոնանսի համախությունը համընկնում է շրջանային ռեզոնանսի համախության հետ։ Սակայն միաժամանակ շրջանային ռեզոնանս և պարամագնիսական ռեզոնանս դիտվել չեն կարող վերջինիս թույլ լինելու պատմառով։ Իրոք, պարամագնիսական ռեզոնանսը պայմանավորված է փոփոխական մագնիսական դաշտով, որի ազդեցությունը շատ ավելի թույլ է, քան փոփոխական էլեկտրական դաշտով պայմանավորված շրջանային ռեզոնանսը` $H_{10}/E_{10} \sim v/c \sim 10^{-4}$:

Եթե (1.14) արտահայտության մեջ տեղադրենք հաստատունների արժեքները, կստանանք՝

$$\omega = 1, 4 \cdot 10^7 H$$
, (1.15)

որտեղ *H*-ը չափվում է գաուսներով (Գ): $H \sim 1 - 10^4$ Գս դաշտերում ռեզոնանսային հաձախություններն ընկած են $10^7 - 10^{11}$ Հց, այսինքն՝ ռադիո- ($10^7 - 10^9$ Հց) և միկրոալիքային ($10^{10} - 10^{11}$ Հց) տիրույթներում (ալիքի երկարությունը՝ $10^4 - 1$ սմ):

Սկզբունքորեն մագնիսական ռեզոնանս կարելի է դիտել նաև համեմատաբար փոքր հաձախությունների տիրույթում, սակայն գործնականում դա հնարավոր չէ, քանի որ քվանտային անցումների հավանականությունը հաձախության նվազման հետ արագ փոքրանում է, և երևույթը չի դիտվում։

Քանի որ (1.13) պայմանում Պլանկի հաստատունը բացակայում է, ապա մագնիսական ռեզոնանսը կարելի է նկարագրել նաև դասական ձևով։

Իրոք, ենթադրենք, որ *m* զանգվածով և *e* լիցքով մասնիկը շարժվում է *r* շառավղով շրջանագծով, *T* պարբերությամբ։ Մասնիկի մեխանիկական մոմենտը՝

$$J = mvr = m\frac{2\pi r}{T}r = \frac{2\pi mr^{2}}{T},$$
 (1.16)

իսկ մագնիսական մոմենտը՝

$$\mu = \frac{1}{c}iS = \frac{1}{c}\frac{e}{T}\pi r^{2}:$$
 (1.17)

(1.16) և (1.17) արտահայտությունների համեմատությունից բխում է, որ

$$\gamma = \frac{\mu}{J} = \frac{e}{2mc} \,: \tag{1.18}$$

Ռեզոնանսային հաճախության (1.13) և (1.18) առնչություններից հետևում է, որ միջուկների համար ω -ն ավելի քան երեք կարգով փոքր է, քան էլեկտրոնների համար։ Իրոք, $H \sim 10^{3-} 10^{4}$ Գս լարվածությամբ դաշտերում էլեկտրոնային համակարգում ռեզոնանս դիտվում է 10^{4} ՄՀց տիրույթում, իսկ միջուկների համակարգում՝ 10 ՄՀց տիրույթում։

2. Էներգիայի կլանումը

Մագնիսական ռեզոնանսի երևույթում էներգիայի կլանման մեխանիզմը պարզաբանենք I = 1/2 սպինով միջուկների երկմակարդակ համակարգի քննարկմամբ։ Նշանակենք սպինի m = 1/2 պրոյեկցիայով միջուկների թիվը (մակարդակի բնակեցվածությունը) N_+ - ով, իսկ m = -1/2- ով միջուկների թիվը՝ N_- - ով (նկ. 3):

$$m = 1/2 \xrightarrow{\qquad \qquad h \omega} N_{+}$$

$$m = -1/2 \xrightarrow{\qquad \qquad N_{-}} N_{-}$$

Նկ. 3. I = 1/2 սպինի էներգիական մակարդակները

Փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ ստիպողական անցումների հետևանքով N_+ և N_- բնակեցվածությունները ժամանակի ընթացքում փոփոխվում են։ Եթե նշանակենք միավոր ժամանակում սպինի՝ m = 1/2 մակարդակից m = -1/2 մակարդակ անցման հավանականությունը W_{+-} -ով, իսկ հակառակ անցման հավանականությունը՝ W_{-+} -ով, ապա որևէ, օրինակ՝ m = 1/2 մակարդակի բնակեցվածության փոփոխության համար կարող ենք գրել՝

$$\frac{dN_{+}}{dt} = N_{-}W_{-+} - N_{+}W_{+-}:$$
(2.1)

Մանրամասն հավասարակշռության սկզբունքից հետևում է, որ

$$W_{-+} = W_{+-} \equiv W$$
: (2.2)

Անցնելով նոր, հարմար փոփոխականների, այն է՝

$$N = N_{+} + N_{-} = const, \quad n = N_{+} - N_{-}, \quad \text{yuul}$$
 (2.3)

$$N_{+} = \frac{1}{2} (N+n), \qquad N_{-} = \frac{1}{2} (N-n), \qquad (2.4)$$

(2.1) հավասարման փոխարեն կստանանք՝

$$\frac{dn}{dt} = -2nW ,$$

որի լուծումը՝

$$n(t) = n(0)e^{-2Wt}$$
: (2.5)

Ինչպես հետևում է (2.5) բանաձևից, եթե մակարդակների բնակեցվածությունները t = 0 սկզբնական պահին տարբերվում են ($n(0) \neq 0$), ապա հարկադրական անցումների հետևանքով դրանք, ի վերջո, հավասարվում են։

Բարձրհաձախային դաշտի էներգիայի կլանման արագությունը որոշվում է ստորին մակարդակից վերին մակարդակ անցնելիս կլանված քվանտների և հակառակ ուղղությամբ անցումներում արձակված քվանտների տարբերությամբ՝

$$\frac{dE}{dt} = N_+ W_{+-} \hbar \omega - N_- W_{-+} \hbar \omega = \hbar \omega W n: \qquad (2.6)$$

Այսինքն՝ էներգիայի կլանում հնարավոր է միայն $n \neq 0$ դեպքում, երբ մակարդակների բնակեցվածությունները տարբեր են։ Եթե վերին մակարդակի բնակեցվածությունն ավելի մեծ է, քան ստորինինը, այսինքն՝ $n = N_+ - N_- > 0$, ապա արդյունարար կլանումը բացասական է, այսինքն՝ համակարգն ավելի շատ էներգիա տալիս է, քան ստանում։

Այսպիսով, ըստ (2.6) հավասարման, էներգիայի ռեզոնանսային

կյանումը պետք է, ի վերջո, դադարի, իսկ ռեզոնանսի ազդանշանը՝ անհետանա, ինչը, սակայն, հակասում է փորձին։ Դեռ ավելին, եթե W = 0, այսինքն՝ արտաքին փոփոխական դաշտր բացակայում է, ապա $dN_{\perp}/dt = 0$, որը նշանակում է բնակեցվածության անփոփոխություն: Մակայն եթե չմագնիսացված նմուշը տեղադրենք հաստատուն մագնիսական դաշտում, ապա այն ձեռք կբերի զրոյից տարբեր մագնիսական մոմենտ, որը նշանակում է, որ դաշտի ուղղությամբ ուղղված սպիների N_+ թիվը գերազանցում է հակառակ ուղղված սպիների N_- թիվը։ Ուրեմն, նմուշի մագնիսացման համար անհրաժեշտ է, որ վերին մակարդակից ստորինին անցումների արագությունը մեծ լինի հակառակ անցումների արագությունից։ Այսպիսի պրոցեսում սպինային համակարգը կորցնում է էներգիա, այսինքն՝ տեղի է ունենում ջերմության արտահոսը։ Բնակեցվածությունների վերջնական տարբերությունը պայմանավորված է էներգիայի արտահոսքն ընդունող այլ համակարգի՝ (թերմոստատի) էներգիա կյանելու ընդունակությամբ։ Էներգիայի արտահոսքը կշարունակվի այնքան ժամանակ, մինչև որ բնակեցվածությունների հարաբերությունը համապատասխանի T ջերմաստիձանով թերմոստատի հավասարակշռության վիձակին`

$$\frac{N_{-}^{0}}{N_{+}^{0}} = \exp\left(-\frac{E_{-}-E_{+}}{k_{B}T}\right) = \exp\left(-\frac{\hbar\gamma H}{k_{B}T}\right):$$
(2.7)

Այսպիսով՝ պետք է ենթադրել, որ գոյություն ունի մեխանիզմ, որը հանգեցնում է սպինային համակարգի մակարդակների միջև անցումների և պայմանավորված է «թերմոստատի» հետ փոխազդեցությամբ։

Նշանակենք այդ փոխազդեցությամբ պայմանավորված E_+ մակարդակից E_- մակարդակ միավոր ժամանակում անցման հավանականությունը W_{\uparrow} -ով, իսկ W_{\downarrow} -ով՝ հակառակ անցման հավանականությունը։ Թույլ մագնիսական դաշտի առկայությամբ

$$\frac{dN_{+}}{dt} = N_{-}W_{\downarrow} - N_{+}W_{\uparrow}:$$
(2.8)

Հասկանալի է, որ $W_\uparrow \neq W_\downarrow$, որը հետևում է նմուշի մագնիսացման փաստից։ Իրոք, հաստատված վիճակում $dN_+/dt=0$, այսինքն՝

$$\frac{W_{\uparrow}}{W_{\downarrow}} = \frac{N_{-}^{0}}{N_{+}^{0}} = \exp\left(-\frac{\hbar\gamma H}{k_{B}T}\right):$$
(2.9)

Ի տարբերություն մանրամասն հավասարակշռության հետևանք $W_{_{+-}} = W_{_{-+}}$ հավասարության, $W_{\uparrow} \neq W_{\downarrow}$ անհավասարությունը հետևանք է այն բանի, որ ջերմային անցման համար, բացի այլ համակարգի հետ փոխազդեցությունից, անհրաժեշտ է նաև «թերմոստատի» որոշակի էներգիական վիճակի գոյություն, որի դեպքում հնարավոր է անցում։

(2.8) հավասարման մեջ անցնելո
վnև Nփոփոխականներին՝ (2.3) առնչություններ
ի օգնությամբ, կստանանք՝

$$\frac{dn}{dt} = N(W_{\downarrow} - W_{\uparrow}) - n(W_{\downarrow} + W_{\uparrow}), \qquad (2.10)$$

որը կարելի է ներկայացնել

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0 - n}{T_1} \tag{2.11}$$

տեսքով, որտեղ

$$n_0 = N \frac{W_{\downarrow} - W_{\uparrow}}{W_{\downarrow} + W_{\uparrow}}, \quad T_1^{-1} = W_{\downarrow} + W_{\uparrow}:$$
(2.12)

(2.11) հավասարման

$$n(t) = n_0 + A\exp(-t/T_1)$$
(2.13)

լուծումից (*A*-ն ինտեգրման հաստատունն է) երևում է, որ n_0 -ն բնակեցվածությունների հավասարակշռական տարբերությունն է, որի հաստատման արագությունը որոշվում է այսպես կոչված «սպին-ցանցային» ռելաքսացիայի (ընդունված է նաև «երկայնական» անվանումը) ժամանակով։ Օրինակ՝ չմագնիսացված նմուշի մագնիսացումը տեղի է ունենում (2.13) օրենքով (t = 0 պահին մագնիսացվածությունը զրո է, ինչին համապատասխանում է ինտեգրման հաստատունի՝ $A = -n_0$ արժեքը), այսինքն՝

$$M = \mu n(t) = M_0 (1 - e^{-t/T_1}), \qquad (2.14)$$

իսկ T_1 -ը հանդես է գալիս որպես մագնիսացման բնութագրական ժամանակ։

Բյուրեղներում պարամագնիսական իոնների սպին-ցանցային փոխազդեցության էությունը կայանում է այն բանում, որ ներբյուրեղական էլեկտրական դաշտը մոդուլվում է ֆոնոններով։



Նկ. 4. Քվազիմասնիկի ոչ առաձգական ցրումը սպինային համակարգի վրա

Նկ. 4-ում բերված են այն հիմնական պրոցեսները, որոնք ներդրում են տալիս մագնիսացվածության ռելաքսացիայի երևույթում։ Ֆոնոնը (մեկուսիչում) կամ էլեկտրոնը (մետաղում) ոչ առաձգական ձևով ցրվում է սպինային համակարգի վրա, այսինքն՝ համակարգը կլանում է ε էներգիայով ֆոնոն (էլեկտրոն), այնուհետև անցնում է ավելի փոքր էներգիայով վիձակի՝ արձակելով $\varepsilon + \hbar \omega_0$ էներգիայով ֆոնոն (էլեկտրոն):

Ռելաքսացիան հիմնականում իրականացվում է հետևյալ պրոցեսների միջոցով՝ ա. ուղիղ պրոցես (ֆոնոնի կլանում և արձակում, նկ.5, ա), բ. ռամանյան պրոցես (ֆոնոնի ցրում հաձախության փոփոխությամբ, նկ. 5, բ), գ. օրբախյան պրոցես (ֆոնոնի ցրում հաձախության փոփոխությամբ, երրորդ մակարդակի մասնակցությամբ, նկ. 5, գ)։

Ուղիղ անցման դեպքում (նկ. 5, ա) ռելաքսացիայի արագությունը համեմատական է համակարգի ջերմաստիձանին՝

$$T_1^{-1} \sim T$$
: (2.15)

Այսպես, $T \approx 20$ Կ ջերմաստիձանու
մ $T_1 \sim 10^{-6}$ վ է, իսկ T = 4,2 Կ - ում այն հասնու
մ է մինչև $T_1 \sim 10^{-2}$ վ մեծության:

Ռամանյան ցրման դեպքում սպինային համակարգը կլանում է ω



Նկ. 5. Հիմնական ռելաքսացիոն պրոցեսները

հաձախությամբ ֆոնոն, և անցնելով ավելի փոքր էներգիայով վիձակի, արձակում է $\omega + \omega_0$ հաձախությամբ ֆոնոն (նկ. 5, բ)։ Այս պրոցեսով պայմանավորված ռելաքսացիայի արագությունը՝

$$T_1^{-1} \sim T^7$$
 lpuul T^9 : (2.16)

Օրբախյան ցրման դեպքում սպինային համակարգը, կլանելով Δ հաձախությամբ ֆոնոն, անցնում է նախ՝ ավելի բարձր էներգիական մակարդակ (3, նկ. 5, գ), ապա՝ հիմնական (1, նկ. 5, գ) վիձակ, արձակելով $\Delta + \omega_0$ հաձախությամբ ֆոնոն։ Այս պրոցեսով պայմանավորված սպինցանցային ռելաքսացիայի արագությունը տրվում է էքսպոնենտային օրենքով՝

$$T_1^{-1} \sim \exp\left(-\frac{\hbar\Delta}{k_B T}\right)$$
: (2.17)

Անցումների լրիվ արագությունը, պայմանավորված ջերմային պրոցեսներով և արտաքին փոփոխական մագնիսական դաշտով, տրվում է

$$\frac{dn}{dt} = -2nW + \frac{n_0 - n}{T_1}$$
(2.18)

հավասարումով, որն ունի

$$n = \frac{n_0}{1 + 2WT_1} \tag{2.19}$$

ստացիոնար (dn/dt = 0) լուծումը։ Կլանված էներգիայի համար (2.6) և (2.19) առնչություններից կստանանը՝

$$\frac{dE}{dt} = n\hbar\omega W = \frac{n_0\hbar\omega W}{1+2WT_1}:$$
(2.20)

Եթե *WT*₁ <<1, ապա փոփոխական դաշտի էներգիայի կլանումը գործնականորեն չի ազդում հավասարակշիռ բնակեցվածությունների վրա։ Եթե *WT*₁ >>1 (մեծ կլանվող հզորություններ), ապա էներգիայի կլանման արագությունը՝

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{n_0 \hbar \omega}{2T_1} = const$$
(2.21)

և կախված չէ կլանվող փոփոխական դաշտի հզորությունից (այսպես կոչված «հագեցման» երևույթ)։ Դիտելով հագեցման երևույթը, կարելի է փորձում չափել սպին-ցանցային ռելաքսացիայի T_1 ժամանակը։

3. Շարժման հավասարումների ուսումնասիրումը

Մագնիսական ռեզոնանսի երևույթի համակողմանի ուսումնասիրությունը կարելի է իրականացնել նաև մագնիսական մոմենտի շարժման դասական կամ քվանտային հավասարումների օգնությամբ։ Օգտվենք դասական նկարագրումից, որն ավելի պարզ է և պատկերավոր։

Եթե μ_i մագնիսական մոմենտը գտնվում է H մագնիսական դաշտում, ապա նրա վրա ազդում է $\mu_i \times H$ պտտող մոմենտ, ուստի մասնիկի իմպուլսի J_i մոմենտի փոփոխման արագությունը՝

$$\frac{d\boldsymbol{J}_i}{dt} = \boldsymbol{\mu}_i \times \boldsymbol{H} :$$
 (3.1)

Նկատի ունենալով մասնիկի իմպուլսի մոմենտի ու մագնիսական մոմենտի միջև (1.1) կապը և ենթադրելով, որ համակարգը բաղկացած է մեկ տեսակի մասնիկներից, (3.1) և (1.1) հավասարումներից կստանանք`

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = \gamma \left(\boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H} \right), \tag{3.2}$$

որտեղ $M = \sum \mu_i$ - ն համակարգի լրիվ մագնիսական մոմենտն է։

Եթե համակարգն արտաքին հաստատուն և համասեռ մագնիսական դաշտում է, որն ուղղված է z առանցքով՝ H(0, 0, H), ապա (3.2) հավասարումից հետևում է, որ

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma \left(M_y H_z - M_z H_y \right) = \gamma H M_y, \qquad (3.3)$$

$$\frac{dM_{y}}{dt} = \gamma \left(M_{z}H_{x} - M_{x}H_{z} \right) = -\gamma HM_{x}, \qquad (3.4)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma \left(M_x H_y - M_y H_x \right) = 0:$$
(3.5)

Վերջին հավասարման համաձայն, մագնիսական մոմենտի *z* բաղադրիչը ժամանակի ընթացքում չի փոփոխվում`

$$M_z = M_0 = const, \qquad (3.6)$$

իսկ (3.3) և (3.4) հավասարումների համաձայն՝ M_x և M_y բաղադրիչները փոփոխվում են ներդաշնակորեն, $\gamma H = \omega_L$ հաճախությամբ։ Մասնավորապես, եթե t = 0 պահին $M_x = M_\perp \neq 0$, $M_y = 0$, ապա՝

$$M_x(t) = M_\perp \cos \omega_L t, \quad M_y(t) = -M \sin \omega_L t:$$
(3.7)

Այսպիսով՝ (3.6) և (3.7) լուծումները նկարագրում են ${\pmb M}$ մոմենտի



Նկ. 7. Մագիսական մոմենտի կոնապտույտն արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում

կոնապտույտը z առանցքի (H-ի) շուրջը γH հաձախությամբ, ժամսլա-քի պտտման հակառակ ուղղությամբ (նկ.7)։

Այժմ ենթադրենք, որ հաստատուն H դաշտի հետ մեկտեղ մագնիսական մոմենտի վրա ազդում է նաև H_1 փոփոխական մագնիսական դաշտ՝ ուղղված x առանցքով ($H_1 \perp H$)։

Ինչպես հայտնի է, գծային բևեռացված դաշտը կարելի է ներկայացնել որպես շրջանային (աջ և ձախ) բևեռացված դաշտերի գումար՝

$$\boldsymbol{H}_{1r} = \boldsymbol{H}_1 \left(\boldsymbol{i} \cos \omega t + \boldsymbol{j} \sin \omega t \right), \qquad (3.8)$$

$$\boldsymbol{H}_{1l} = \boldsymbol{H}_1 \big(\boldsymbol{i} \cos \omega t - \boldsymbol{j} \sin \omega t \big), \qquad (3.9)$$

որտեղ *i*-ն և *j*-ն միավոր վեկտորներ են *x* և *y* առանցքներով։ H_{1r} (աջ) և H_{1l} (ձախ) բնեռացված դաշտերն իրարից տարբերվում են միայն ω -ի նշանով։ Կարևոր է այն հանգամանքը, որ փոփոխական դաշտի H_{1l} բաղադրիչի պտտման ուղղությունը, երբ $\omega > 0$, համընկնում է մագնիսական մոմենտի պտտման ուղղության հետ, ուստի (3.2) հավասարման մեջ $M \times H_1$ պտտող մոմենտը կձգտի մեծացնել *z* առանցքից M մոմենտի շեղման θ անկյունը։ Եթե փոփոխական դաշտի ω հաձախությունը տարբերվում է ω_L -ից, ապա M-ի և H_{1l} - ի միջն փուլերի տարբերությունն անընդհատ կփոփոխվի, այնպես, որ պտտող մոմենտի՝ $M \times H_1$ -ի միջինը ժամանակի ընթացքում կդառնա զրո։ Սակայն եթե $\omega = \omega_L$, ապա M-ը և $H_{1l}(t)$ -ն կփոփոխվեն նույն փուլով, և պտտող մոմենտի միջինը կլինի զրոյից տարբեր։ Այսպիսով՝ ռեզոնանսի պայմաններում մագնիսական մոմենտը ժամանակի ընթացքում կմոտենա *z* առանցքին կամ կհեռանա դրանից։

 \mathcal{T} արժման հավասարումների ուսումնասիրումը զգալի կհեշտանա, եթե M_x և M_y բաղադրիչների փոխարեն գրենք դրանց

$$M_{+} = M_{x} + iM_{y}$$
 $\mu \quad M_{-} = M_{x} - iM_{y}$ (3.10)

գծային համակցությունների համար հավասարումները։ Տեղադրելով (3.2) հավասարման մեջ

$$H_x = H_1 \cos \omega t, \quad H_y = -H_1 \sin \omega t, \quad H_z = H$$
(3.11)

արտահայտությունները և նկատի ունենալով (3.10) նշանակումները, կստանանք՝

$$\frac{dM_{+}}{dt} = -i\gamma HM_{+} + i\gamma H_{1}M_{z} \exp(i\omega t) , \qquad (3.12)$$

$$\frac{dM_{-}}{dt} = i\gamma HM_{-} - i\gamma H_{1}M_{z} \exp(-i\omega t) , \qquad (3.13)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{i}{2}\gamma H_1 \left[M_+ \exp(-i\omega t) - M_- \exp(i\omega t) \right]:$$
(3.14)

Քանի որ $M_{\pm} \sim H_1$, ապա (3.14) հավասարման աջ մասը համեմատական է H_1^2 -ուն, ուստի թույլ դաշտում ($H_1 \rightarrow 0$) H_1^2 -ուն համեմատական անդամների Ճշտությամբ

$$M_z = M_0 = const: \tag{3.15}$$

Այս մոտավորությամբ (3.12) և (3.13) հավասարումների լուծումները կարելի է ներկայացնել

$$M_{\pm} = \frac{\gamma H_1 M_0}{\omega + \gamma H} \exp\left(\pm i\omega t\right)$$
(3.16)

տեսքով։ Մագնիսական մոմենտի՝ z առանցքի հետ կազմած heta անկյունը որոշվում է

$$tg\theta = \left|\frac{M_{\pm}}{M_{z}}\right| = \frac{\gamma H_{1}}{\omega + \gamma H}$$
(3.17)

արտահայտությամբ։ Երբ $\omega \to -\gamma H$, $M_{\pm} \to \infty$, իսկ $\theta = \pi/2$ ։ Մագնիսական մոմենտի անվերջ աձը մինչև անգամ $H_1 \to 0$ դեպքում հետևանք է շարժման (3.12) – (3.14) հավասարումներում կորուստների անտեսման։

Այժմ պարզենք համակարգում առկա կորուստների ազդեցությունը մագնիսական մոմենտի վարքի վրա։

Եթե հաստատուն մագնիսական դաշտում M_x կամ M_y բաղադրիչները զրո չեն, ապա ժամանակի ընթացքում դրանք կդառնան զրո, որը համապատասխանում է ջերմային հավասարակշռության վիճակին, և որին գալու համար անհրաժեշտ է որոշակի փոխազդեցություն մագնիսական մոմենտների միջև։

 M_x և M_y բաղադրիչների ռելաքսացիան հաշվի առնելու համար մտցնենք լայնական ռելաքսացիայի T_2 ժամանակը և դրանց հավասարումների աջ մասերում ավելացնենք այդ բաղադրիչներին համեմատական $-M_x/T_2$ և $-M_y/T_2$ անդամները։ Նկատի ունենալով նաև M_z - ի ռելաքսացիան նկարագրող (2.11) հավասարումը ($M_z \sim n$), կստանանք մագնիսական մոմենտի պրոյեկցիաների վարքը նկարագրող Բլոխի հավասարումները M_+ -ի, M_- -ի և M_z –ի համար՝

$$\frac{dM_{+}}{dt} = -i\gamma HM_{+} + i\gamma H_{1}M_{z} \exp(i\omega t) - \frac{M_{+}}{T_{2}}, \qquad (3.18)$$

$$\frac{dM_{-}}{dt} = i\gamma HM_{-} - i\gamma H_{1}M_{z} \exp(-i\omega t) - \frac{M_{-}}{T_{2}}, \qquad (3.19)$$

$$\frac{dM_{z}}{dt} = \frac{i}{2} \gamma H_{1} \Big[M_{+} \exp(-i\omega t) - M_{-} \exp(i\omega t) \Big] + \frac{M_{0} - M_{z}}{T_{1}} :$$
(3.20)

Բլոխի հավասարումներում առկա T_2 ժամանակը, որը կոչվում է նաև սպին-սպինային ռելաքսացիայի ժամանակ, այն բնութագրական ժամանակն է, որի ընթացքում (եթե, իհարկե, $T_2 << T_1$) մագնիսական մոմենտների (սպիների) համակարգում հաստատվում է հավասարակշիռ վիճակ։ Այս դեպքում սպինային համակարգին կարելի է վերագրել որոշակի ջերմաստիճան, որը կախված է փոփոխական դաշտից կլանված էներգիայից, ռելաքսացիայի ժամանակից, ինչպես նաև թերմոստատի ջերմաստիճանից և որն ընդհանուր դեպքում կարող է էապես տարբերվել ցանցային ջերմաստիճանից։

Անցնենք (3.18) – (3.20) հավասարումների լուծմանը։ Ենթադրենք, որ $dM_z/dt = 0$, այսինքն՝ մագնիսական մոմենտների համակարգը հավասարակշոված է։ (3.18) և (3.19) հավասարումների լուծումները փնտրենք

$$M_{\pm} = \frac{\gamma M_z H_1}{\omega + \gamma H \mp i T_2^{-1}} \exp(\pm i \omega t)$$
(3.21)

տեսքով, որոնք տեղադրելով (3.20) հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$M_{z} = M_{0} \frac{1 + (\omega + \gamma H)^{2} T_{2}^{2}}{1 + (\omega + \gamma H)^{2} T_{2}^{2} + \gamma^{2} H_{1}^{2} T_{1} T_{2}},$$
(3.22)

$$M_{\pm} = M_0 \frac{\gamma T_2 \left[(\omega + \gamma H) T_2 \pm i \right]}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \cdot H_1 \exp(\pm i\omega t) : \qquad (3.23)$$

Եթե (3.23) արտահայտությունը ներկայացնենք

$$M_{\pm} = \chi H_1 \exp(\pm i\omega t) \tag{3.24}$$

տեսքով, որտեղ $\chi = \chi' - i\chi''$ կոմպլեքս մեծությունը մագնիսական ընկալունակությունն է, ապա դրա χ' իրական (այսպես կոչված բարձր հաձախային կամ դինամիկական) մասի և χ'' կեղծ մասի համար (3.23) արտահայտությունից կստանանք՝

$$\frac{\chi'}{\chi_0} = \frac{\gamma H T_2^2(\omega + \gamma H)}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1^2 T_2^2},$$
(3.25)

$$\frac{\chi''}{\chi_0} = \frac{\gamma H T_2}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1^2 T_2^2},$$
(3.26)

որտեղ χ -ն ստատիկ մագնիսական ընկալունակությունն է։ $\chi'(\omega)$ և $\chi''(\omega)$ ֆունկցիաները պատկերված են նկ. 8-ում։



Նկ. 8. Մագնիսական ընկալունակության իրական (χ′) և կեղծ (*χ″) մասերի հաձախային կախումները*

Բարձրհաճախային մագնիսական դաշտից սպինային համակարգի կլանած հզորությունն արտահայտվում է

$$P(\omega) = \frac{\omega}{2} \chi''(\omega) H_1^2 V$$
(3.27)

բանաձևով, որտեղ V-ն համակարգի ծավալն է։

Կոնապտույտ
ի θ անկյան համար (3.23) և (3.22) արտահայտություններից կստանանք՝

$$tg\theta = \left|\frac{M_{\pm}}{M_{z}}\right| = \frac{\gamma H_{1}}{\sqrt{\left(\omega + \gamma H\right)^{2} + T_{2}^{-2}}} :$$
(3.28)

Ռեզոնանսի դեպքում, երբ $\omega = - \gamma H$,

$$tg\theta_0 = \gamma H_1 T_2, \qquad (3.29)$$

$$\chi'(\omega) = 0, \quad \chi''(\omega) = \frac{\chi_0 \gamma H T_2}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2},$$
 (3.30)

$$\frac{M_z}{M_0} = \frac{1}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} :$$
(3.31)

Վերջին արտահայտությունից մասնավորապես հետևում է, որ $M_z < M_0$, այսինքն` տեղի ունի հագեցում, քանի որ սպին-ցանցային ռելաքսացիան չի հասցնում մագնիսական մոմենտների համակարգում հաստատել հավասարակշիռ վիճակ։ Եթե $\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 <<1$, ապա ըստ (3.22) բանաձևի, $M_z \approx M_0$, ինչը նշանակում է, որ, չնայած փոփոխական դաշտի էներգիայի կլանմանը, T_1 -ի փոքրության հետևանքով (արագ ռելաքսացիա) ջերմային համակարգի ջերմաստիճանը գործնականորեն չի տարբերվում ցանցային (թերմոստատի) ջերմաստիճանից։

4. Ռեզոնանսային գծի լայնությունը։ Գերնուրբ ձեղքում

Ռեզոնանսային գծերի՝ փորձում դիտվող լայնացումը հիմնականում պայմանավորված են հետևյալ գործոններով՝ ա) արտաքին մագնիսական դաշտի անհամասեռություն, բ) մագնիսական մոմենտների երկբևեռ-երկբևեռային փոխազդեցություն և գ) էլեկտրոնների փոխանակային փոխազդեցություն։ Ուսումնասիրենք այս գործոններն առանձինառանձին։

ա. Արտաքին մագնիսական դաշտի անհամասեռություն

(1.13) առնչության համաձայն՝ ռեզոնանսային հաձախությունը՝

$$\omega = \gamma H , \qquad (4.1)$$

և եթե մագնիսական դաշտը կետից կետ փոփոխվում է, ապա (4.1) պայմանը տեղի կունենա տարբեր *ա*-ների համար, ինչը կհանգեցնի ռեզոնանսային գծի լայնացման։

բ. Մագնիսական մոմենտների երկբնեռ-երկբնեռային փոխազդեցություն

Տվյալ մագնիսական մոմենտի վրա, բացի արտաքին **H** մագնիսական դաշտից, ազդում է նաև հարևան մագնիսական մոմենտների ստեղծած ներքին մագնիսական դաշտը։ Երկու երկբնեռների փոխազդեցությունը պայմանավորված է մի երկբնեռի՝ մյուսի տեղակայման կետում ստեղծած մագնիսական դաշտով, որը

$$h \approx \frac{\mu}{r^3} \tag{4.2}$$

կարգի մեծություն է, որտեղ r-ը երկբևեռների միջև հեռավորությունն է։ Նկատի ունենալով r-ից ուժեղ կախումը, կարելի է h դաշտը գնահատելիս սահմանափակվել ամենամոտ հարևանների մոտավորությամբ և վերցնել $r \sim a$, որտեղ a-ն ցանցի հաստատունն է։ Ռեզոնանսային հաձախությունը յուրաքանչյուր ատոմի համար, կախված նրա դիրքից, կտրվի

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\gamma} \left| \boldsymbol{H} + \boldsymbol{h} \right| \tag{4.3}$$

արտահայտությամբ, այսինքն, (4.1) արժեքից կտարբերվ
ի $\Delta \omega$ - ով, որը

$$\left|\Delta\omega\right| \cong \gamma \left|\boldsymbol{h}\right| \approx \gamma \frac{\mu}{a^3} \tag{4.4}$$

կարգի մեծություն է։

գ. Էլեկտրոնների փոխանակային փոխազդեցություն

Հարևան մագնիսական մոմենտների միջև գործում է նաև փոխանակային փոխազդեցությունը, որն էլեկտրաստատիկ բնույթ ունի և հետևանք է Պաուլիի սկզբունքի։ Այլ կերպ ասած, մագնիսական մոմենտների (իոնների) էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության էներգիան կախված է իոնների սպիների փոխադարձ դիրքից։ Կարելի է պատկերացնել, որ հարևան իոնները «փոխանակում են» իրենց սպինները $\omega_{\rm th} \approx A/\hbar$ հաճախությամբ, որտեղ A-ն փոխանակային ինտեգրալն է։ Եթե այս «փոխանակումը» կատարվում է շատ արագ և միննույն իոնների միջև, որոնք ունեն նույն էներգիան h + H մագնիսական դաշտում, ապա այն բերում է տվյալ իոնի վրա ազդող h տեղային դաշտերի միջինացման (հավասարեցման), որի հետևանքով ռեզոնանսային գծի լայնությունը փոքրանում է (Վան Ֆլեկի «փոխանակային նեղացում»)։

Փորձում ռեզոնանսային գծերի «նեղացում» դիտվել է նաև միջուկների համակարգում, որը պայմանավորված է դրանց արագ շարժումով: Եթե անշարժ միջուկների երկբնեռային փոխազդեցությամբ պայմանավորված գծի լայնացումը նշանակենք ($\Delta \omega$)₀-ով, ապա ըստ (4.4) առնչության՝ ($\Delta \omega$)₀ $\approx \gamma h_i$, որտեղ h_i -ն անշարժ միջուկի վրա ազդող գրգռումն է: Եթե միջուկներն իրար նկատմամբ արագ շարժվում են, ապա h_i դաշտը ժամանակի ընթացքում արագ փոփոխվում է, ընդունելով պատահական արժեքներ:

Ենթադրենք՝ միջին հաշվով τ ժամանակամիջոցում մագնիսական դաշտի արժեքը h_i է, իսկ այնուհետև դառնում է – h_i : τ ժամանակամիջոցում սպինը կպտտվի լրացուցիչ (*H*-ում կատարվող պտույտի նկատմամբ) $\delta \varphi = \pm \gamma h_i \tau$ անկյունով։ Քանի որ h_i դաշտը փոփոխվում է պատահական ձևով, ապա *n* հատ τ ժամանակահատված հետո փուլից «ընկնելու» անկյան միջին քառակուսին՝

$$\langle \phi^2 \rangle = n \left(\delta \phi \right)^2 = n \gamma^2 h_i^2 \tau^2 : \qquad (4.5)$$

Փուլից «ընկնելու» անկյունը կհասնի մեկ ռադիանի n քայլից հետո, որը որոշվում է $\langle \varphi^2 \rangle \sim 1$ ռադ² պայմանից՝ $n \approx 1/\gamma^2 h_i^2 \tau^2$: n քայլի համար անհրաժեշտ ժամանակը՝

$$T_2 = n\tau = \frac{1}{\gamma^2 h_i^2 \tau},\tag{4.6}$$

այն դեպքում, երբ անշարժ միջուկների դեպքում՝ $T_2 \approx 1/\gamma h_i$:

Այսպիսով՝ արագ շարժումով պայմանավորված լայնացումը՝

$$\Delta \omega = \frac{1}{T_2} = \gamma^2 h_i^2 \tau = (\Delta \omega)_0^2 \tau : \qquad (4.7)$$

Քանի որ $(\Delta \omega)_0 \tau << 1$, ապա (4.7) բանաձևից հետևում է, որ

$$\Delta \omega \ll (\Delta \omega)_0, \qquad (4.8)$$

այսինքն, որքան փոքր է τ ժամանակահատվածը (որքան արագ են շարժվում միջուկները), այնքան ավելի փոքր է ռեզոնանսային գծի լայնությունը: Այսպես, օրինակ, սենյակային ջերմաստիձանում ջրի մոլեկուլի պտտական ռելաքսացիայի ժամանակը՝ $\tau \sim 10^{-10}$ վ կարգի է: Հետևաբար, եթե ($\Delta \omega$)₀ ≈ 10⁵ վ⁻¹ (սառույցի համար), ապա ($\Delta \omega$)₀ $\tau \approx 10^{-5}$ և $\Delta \omega \approx (\Delta \omega)_0^2 \tau \approx 1$ վ⁻¹, և պրոտոնային ռեզոնանսի գծի լայնությունը կկազմի ստատիկ ռեզոնանսային գծի լայնության 10⁻⁵ մասը:

Ռեզոնանսային գծի լայնությունը՝ $\Delta \omega$ -ն, որոշվում է որպես տիրույթ, որի ծայրակետերում կլանման հաձախային կախման կորի արժեքը մաքսիմումի նկատմամբ փոքրանում է երկու անգամ (նկ. 9)։



Նկ. 9. Ռեզոնանսային գծի լայնության որոշումը

Նկատի ունենալով (3.27) և (3.26) արտահայտությունները, ռեզոնանսային գծի լայնության համար կստանանք՝

$$\Delta \omega = \left| \omega + \gamma H \right| = T_2^{-1} : \tag{4.9}$$

Այժմ` համառոտակի ռեզոնանսային գծերի կառուցվածքի մասին։

ա. Նուրբ կառուցվածք

Ազատ ատոմում էլեկտրոնների վրա ազդող էլեկտրական դաշտը կենտրոնական բնույթ ունի, ուստի էլեկտրոնների իմպուլսի մոմենտը պահպանվում է։ Ուղեծրային քվանտային թիվը «լավ» թիվ է։ Սակայն եթե ատոմը բյուրեղում է կամ որևէ բարդ մոլեկուլի բաղադրության մեջ, ապա էլեկտրոնների վրա ազդող էլեկտրական դաշտը կորցնում է իր կենտրոնական բնույթը, իսկ L քվանտային թիվը կամ դադարում է «լավ» լինելուց, կամ ընդհանրապես իմաստազրկվում է։ Այլ կերպ ասած, ներբյուրեղական դաշտի ազդեցությամբ որոշ էներգիական մակարդակների այլասերումը հանվում է (մասամբ կամ լրիվ), առաջանում են նոր մակարդակներ, որոնց միջև անցումները սպեկտրում տալիս են նոր գծեր (նուրբ կառուցվածք)։

բ. Գերնուրբ կառուցվածք

Եթե պարամագնիսական իոնի միջուկը նույնպես ունի մագնիսական մոմենտ, որը համապատասխանում է *I* սպինին և կարող է տարածության մեջ ունենալ 2I + 1 կողմնորոշում *H* դաշտում, ապա միջուկի և էլեկտրոնային թաղանթի սպիների փոխազդեցության հետևանքով էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսի սպեկտրում դիտվում են նոր գծեր, որոնք պայմանավորված են փոխազդեցության հետևանքով առաջացած էներգիական մակարդակների միջև անցումներով։ Օրինակ, եթե իոնն ունի S = 1/2 սպին և I = 3/2 միջուկի սպին, ապա ուժեղ մագնիսական դաշտում զեեմանյան $m_S = \pm \frac{1}{2}$ մակարդակները կտրոհվեն 4 ենթամակարդակների ($2I + 1 = 2 \cdot 3/2 + 1 = 4$), որոնց էներգիաները դաշտից կախված փոխվում են գծային օրենքով (նկ.10):

Spված ω հաձախության դեպքում անցումները տեղի են ունենում $\Delta m_I = 0$ և $\Delta m_S = \pm 1$ ջոկման կանոնների համաձայն և մագնիսական



Նկ. 10. Գերնուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերի առաջացման սխեման

դաշտի չորս արժեքների դեպքում, որոնց համապատասխանող գծերն էլ տալիս են սպեկտրի գերնուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերը։ Որպես կանոն, գերնուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերն ունեն նույն ուժգնությունը, ուստի դրանք հեշտությամբ կարելի է տարբերել նուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերից, որոնց ուժգնությունը, նվազում է մուլտիպլետի կենտրոնից հեռանալուն համեմատ։

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

ԷՊՌ սպեկտրաչափի սխեման ներկայացված է նկ.11-ում։ 2 էլեկտրամագնիսն ստեղծում է հաստատուն դաշտ ($H \approx 500$ Գս)։ Ռեզոնանսն իրականանում է $v_0 = g \mu_{\mu} H/h \sim 2 \cdot 10^6 H_0 \sim 10^{10}$ Հց հաձախության դեպքում, որը համապատասխանում է $\lambda = 3$ սմ ալիքի երկարության։ Այդպիսի բարձր հաձախությամբ մագնիսական դաշտ կարելի է ստանալ 3 ԳԲՀ ռեզոնատորով, որի փնջվածքում տեղակայված է 4 նմուշը։ ԳԲՀ

հաձախությամբ տատանումներ ստեղծվում են 1 կլիստրոնում։ Այդ տատանումներն ընդունվում և դետեկտվում են 5 դետեկտորում և փոխանցվում տատանագրիչին։ Ռեզոնանսի բացակալության դեպքում ԳԲՀ տատանումներն անցնում են ԳԲՀ ուղով և դետեկտորում ստեղծում որոշակի հաստատուն լարում։ Եթե իրականանում է ռեզոնանսի պալմանը, ապա նմուշը կյանում է ԳԲՀ էներգիայի մի մասը, ինչը համարժեք է ռեզոնատորի բարորակության նվազման։ Այդ դեպքում էներգիայի փոքր մասն է անցնում ԳԲՀ ուղով, և դետեկտորում լարումը ևս նվազում է։ Եթե հաստատուն H դաշտը տեղակալենք ոչ մեծ և դանդաղ փոփոխվող սինուսարդային մագնիսական դաշտում, ապա ռեզոնանսի պայմանը մոդուլող դաշտի պարբերության ընթացքում կիրականանա երկու անգամ։ Տատանագրիչի փովածքը հավասարեցնելով մոդուլման հաձախությանը՝ էկրանին կստանանք անշարժ պատկեր՝ կյանման ազդանշանը։ Մոդուլող մագնիսական դաշտ ստեղծում է էլեկտրամագնիսը, որը միացված է 8Հ գեներատորին։ Հենց այդ գեներատորն էլ օգտագործվում է որպես տատանագրիչի ներքին փովածքի իրականացնող։

Ժամանակակից ԷՊՌ սպեկտրաչափում (նկ.11) գրանցվում է ոչ թե կլանման գիծը, այլ դրա առաջին ածանցյալը։



Նկ.11. 1. կլիստրոնային գեներատոր, 2, 7. էլեկտրամագնիս, 3. ԳԲՀ ռեզոնատոր, 4. նմուշ, 5. բյուրեղական դետեկտոր, 6. կլիստրոնի սնման աղբյուր, 8. ձայնային գեներատոր, 9. տատանագրիչ և գրանցիչ

Մագնիսական դաշտի դանդաղ փոփոխությանն ավելանում է հիմնական մոդուլումից շատ բարձր հաճախությամբ, բայց և շատ փոքր լայնույթով լրացուցիչ մոդուլում։ Համակարգի գրանցման ելքում կլանման ազդանշանը կփոփոխվի լրացուցիչ մոդուլման հաճախությամբ, իսկ լայնույթը կախված կլինի A կետում կլանման գծի թեքության անկյան տանգենսից, որը համապատասխանում է ժամանակի տվյալ պահին էլեկտրամագնիսի ստեղծած դաշտին։ Ժամանակի հաջորդ պահին (B կետ) այդ դաշտը կունենա այլ արժեք, հետևաբար՝ ելքում ազդանշանը կունենա ավելի մեծ արժեք։ Այսպիսով, փոփոխական ազդանշանի լայնույթը ելքում փոփոխվում է կլանման գծի թեքության անկյան տանգենսին համապատասխան, այսինքն՝ համապատասխան կլանման կորի ածանցյալին։

Այս մեթոդի (կրկնակի մողուլում) առավելությունն այն է, որ լրացուցիչ մոդուլման հաձախությունը կարող է հասնել մի քանի տասնյակ կիլոհերցի, ինչը հեշտացնում է գրանցումը։ Բյուրեղային դետեկտորից հետո ազդանշանն ուժեղացվում է նեղշերտ ուժեղարարով (լրացուցիչ մոդուլման հաձախությամբ), որը համակարգում ցածրհաձախային աղմուկի էական նվազեցման հնարավորություն է ընձեռում։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- 1. Ստանալ ԷՊՌ ազդանշանը դիֆենիլ պիկրիլհիդրոլիզի (ԴՖՊՀ) ազատ ռադիկալի համար, և հաշվել էլեկտրոնի սպեկտրային ձեղքման *g*-գործոնը, օգտվելով $g = \hbar \omega_0 / \mu_B B$ առնչությունից,
- 2. որոշել ԷՊՌ կլանման գծի լայնությունը՝ արտահայտված հերցով կամ *B*-ով (Վբ/մ²)։ Երկրորդ դեպքում օգտվում ենք տատանագրիչի կամ պոտենցաչափի գրանցման արդյունքներից, իսկ ω -ով ստանալու համար՝ $\omega_0 = \Delta E/\hbar = 2\mu B/\hbar$ առնչությունից,
- դիտել ԴՖՊՀ բենզոլային լուծույթում ԷՊՌ ազդանշանի գերնուրբ Ճեղքման գծերը։

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- Տալ մագնիսական և ցիկլոտրոնային ռեզոնանսների սահմանումները։
- Որո՞նք են մագնիսական ռեզոնանսի հիմնական տեսակները։
- 3. Տալ մագնիսական ռեզոնանսի դասական նկարագրությունը։
- 4. Տալ մագնիսական ռեզոնանսի քվանտային նկարագրությունը։
- Երկմակարդակ համակարգի օրինակի վրա ներկայացնել մագնիսական ռեզոնանսի ժամանակ համակարգում էներգիայի կլանման մեխանիզմը։
- 6. Նկարագրել սպին-ցանցային փոխազդեցության պրոցեսները։
- Ի՞նչ գործոններով է պայմանավորված ռեզոնանսային գծի լայնացումը։
- 8. Նկարագրել չափող սարքի կառուցվածքը։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Физика твердого тела. Спецпрактикум. Под ред. А. А. Кацнельсона и Г. С. Кринчика. М., Изд. Московского университета, 1982.
- Ա. Ա. Կիրակոսյան, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
- А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
- 4. Ч. Сликтер. Основы теории магнитного резонанса. М., Мир, 1981.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 7 ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏՈՒ ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես հայտնի է, գազերի և մետաղական գոլորշիների առաքման սպեկտրները, որոնք համապատասխանում են ազատ՝ միմյանց հետ չփոխազդող ատոմներին, գծային են և պայմանավորված են ատոմում էլեկտրոնի էներգիայի ընդհատ արժեքներով։

Պինդ մարմինների առաքման սպեկտրները փափուկ ռենտգենյան տիրույթում բնութագրում են պինդ մարմնում էլեկտրոնների բաշխումն ըստ էներգիայի։ Այդ սպեկտրների հետազոտման համար պինդ մարմինը ենթարկվում է մեծ էներգիայով էլեկտրոններով ձառագայթահարման, որի հետևանքով բյուրեղային ցանցը կազմող ատոմների ներքին մակարդակներից պոկվում են էլեկտրոններ։ Այնուհետև միջուկից ավելի հեռու էլեկտրոնները զբաղեցնում են նրան ավելի մոտ ազատված տեղերը, և ավելցուկային էներգիան ձառագայթվում է փափուկ ռենտգենյան ձառագայթման (կամ լույսի) տեսքով։ ձառագայթման ստացված սպեկտրը համադրվում է տեսական հաշվարկների հետ, և արդյունքում ստացվում են սպեկտրներ, որոնք բնութագրում են տարբեր նյութերի (օրինակ՝ BeO, SiO, MgO և այլն, նկ.1) ձառագայթած ֆոտոնների բաշխումն ըստ դրանց էներգիաների։ Այդ սպեկտրներին բնորոշ է էներգիական գոտիների (կամ շերտերի) գոյությունը, որոնք պայմանավորված են էլեկտրոնների էներգիաների թույլատրված արժեք-



Նկ. 1. BeO-ի, SiO-ի և MgO-ի օպտիկական սպեկտրները

ների համանման շերտերով։ Այդ գոտիները բաժանված են էներգիայի տիրույթներով, որոնցում էլեկտրոնի էներգիան արժեքներ ընդունել չի կարող։ Գոտիների հետ մեկտեղ կան սովորական մեկուսացված գծեր, որոնք պայմանավորված են առանձին թույլատրված էներգիական մակարդակներով։ Կիսահաղորդիչների հիմնական առանձնահատկությունները և, առաջին հերթին, արտաքին ազդեցությունների նկատմամբ մեծ զգայնությունը, որի պատձառով կիսահաղորդիչները գտել են լայն կիրառություն, պայմանավորված է դրանց գոտիական կառուցվածքով։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Պինդ մարմնում էլեկտրոնի էներգիայի (W) թույլատրելի արժեքների հարցի տեսական լուծման ելակետ է բյուրեղի Ψ ալիքային ֆունկցիայի համար Շրյոդինգերի հավասարումը՝

$$\hat{H}\Psi = W\Psi : \tag{1}$$

Արտաքին դաշտերի բացակայության պայմաններում Համիլտոնի \hat{H} օպերատորը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\dot{H} = \dot{H}_{el} + \dot{H}_{ion} + \dot{H}_{el-ion} , \qquad (2)$$

որտեղ համիլտոնիանի էլեկտրոնային, իոնային և էլեկտրոն-իոնային մասերը կարելի է համապատասխանաբար տալ հետևյալ բանաձևերով`

$$\hat{H}_{el} = \hat{H}_{el,kin} + \hat{H}_{el-el} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^n \nabla_{\mathbf{r}_i}^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,i'} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|}, \qquad (3)$$

$$\hat{H}_{ion} = \hat{H}_{ion,kin} + \hat{H}_{ion-ion} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{M_j} \nabla_{\mathbf{R}_j}^2 + \frac{1}{2} \sum_{j,j'} V_{ion} \left(\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_{j'} \right), \quad (4)$$

$$\hat{H}_{el-ion} = \sum_{i,j} V_{el-ion} \left(\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{R}_j \right),$$
(5)

որտեղ m- ը և M_j - ն համապատասխանաբար էլեկտրոնի և j-րդ միջուկի զանգվածներն են, իսկ r_i -ն և R_j -ն՝ համապատասխանաբար i-րդ էլեկտրոնի և j-րդ միջուկի շառավիղ-վեկտորները։ Գումարի նշանի գծիկը (3) և (4) արտահայտություններում ցույց է տալիս, որ համապատասխան գումարներում պետք է բաց թողնել i = i' և j = j'գումարելիները։

Իոն-իոնային և էլեկտրոն-իոնային փոխազդեցություններն առայժմ ներկայացված են ընդհանուր տեսքով։ Ենթադրված է միայն, որ դրանք կարելի է տալ երկմասնիկային փոխազդեցությունների տեսքով, որոնք կախված են միայն մասնիկների կոօրդինատների տարբերությունից։

Համակարգի էներգիայի սեփական արժեքների սպեկտրն ընդհանուր առմամբ ունի բարդ բնույթ։ Քանի որ ֆիզիկական համակարգի վարքն ամբողջովին որոշվում է նրա ալիքային ֆունկցիայով, ապա (1) հավասարման լուծումը սկզբունքորեն հնարավորություն կտար պատասխանելու պինդ մարմնի հատկությունների հետ կապված բոլոր հարցերին, մասնավորաբար՝ ինչո՞ւ միջուկների և էլեկտրոնների տվյալ համախումբը կազմում է այս կամ այն տեսակի բյուրեղային ցանց, ինչպիսի՞ք են տվյալ պինդ մարմնի ջերմային, էլեկտրական, մագնիսական և օպտիկական հատկությունները և այլն։

Պինդ մարմնի մակրոսկոպական նմուշը պարունակում է շուրջ 10²³ մասնիկ, հետևաբար (1) հավասարման ալիքային ֆունկցիան կախված է նույն կարգի թվով փոփոխականներից, ինչը (1) հավասարման լուծումը դարձնում է անհնար։ Ավելին, նույնիսկ ֆունկցիայի հայտնի տեսքը (այդքան փոփոխականներից կախված) անօգուտ կլինի, քանի որ փորձում դիտվող մեծությունները հաշվարկելիս կբախվենք սկզբունքորեն անհաղթահարելի դժվարությունների։

Ֆիզիկայի տեսության խնդիրն էլ հենց փնտրտուքն է այնպիսի բավականաչափ հիմնավորված մոտավորությունների, որոնք հնարավորություն են տալիս հաշվարկելու և մեկնաբանելու փորձում դիտվող մեծությունները։ Պինդ մարմնի տեսության շրջանակներում դիտարկվող խնդիրներում, սովորաբար, դիմում են տարբեր մոտավորությունների՝ Համիլտոնի օպերատորում կարող են որոշ անդամներ բաց թողնվել կամ հաշվի առնվել մասնակիորեն։ Տարբեր անդամների հաշվառումը, որպես կանոն, իրականացվում է խոտորումների տեսության
օգնությամբ։ Թույլատրելի մոտավորությունները կախված են հարցի դրվածքից և դիտարկվող պինդ մարմնի բնույթից։

(1) հավասարման առաջին պարզեցումն իրականացվում է ադիբատական մոտավորության կիրառմամբ, որը հիմնված է այն փաստի վրա, որ միջուկի զանգվածը խիստ տարբերվում է էլեկտրոնի զանգվածից ($M_i >> m$)։ Եթե նկատի ունենանք, որ պինդ մարմնում ատոմների միջև քիմիական կապն իրականանում է հիմնականում արժեքական էլեկտրոնների միջոցով, իսկ մնացած էլեկտրոններն ամուր կապված են ատոմների էլեկտրոնային թաղանթներում (հենքային էլեկտրոններ) և չեն ազդում պինդ մարմնի հատկությունների վրա, ապա որպես առանձին ենթահամակարգեր կարելի է դիտարկել իոնների և արժեքական էլեկտրոնների համակարգերը։ Քանի որ $M_i >> m$, ապա իոնների արագությունը զգայի փոքր է էլեկտրոնների արագությունից, որի պատձաող էլեկտրոնների շարժումը դիտարկելիս իոնները կարելի է համարել անշարժ, և էլեկտրոնների շարժումը դիտարկել անշարժ իոնների կույոնյան դաշտում։ Իոնների շարժումը պետք է դիտարկել այնպիսի դաշտում, որը ստեղծվում է ոչ թե էլեկտրոնների ակնթարթային տեղաբաշխումով, այլ ըստ ժամանակի միջինացված տարածական բաշխումով, քանի որ էլեկտրոնն իոնների նկատելի շեղման ընթացքում հասցնում է բազմիցս անցնել իր «ուղեծրի» բոլոր կետերով։ Այդ մոտավորությունների արդյունքում (2) համիլտոնիանում կարելի է բաց թողնել $\hat{H}_{\scriptscriptstyle ion}$ գումարելին։

Ցանցի ջերմային շարժումը գոտիական տեսության մեջ հաշվի է առնվում որպես գրգռում, որը չի ազդում էլեկտրոնների էներգիական սպեկտրի վրա։

Ադիաբատական մոտավորության կիրառման արդյունքում էլեկտրոնային համակարգի խնդիրը դեռևս մնում է բազմամասնիկային։ Անցումը մեկէլեկտրոնային խնդրի իրականացվում է նոր մոտավորության կիրառմամբ, որի էությունն այն է, որ տվյալ էլեկտրոնի փոխազդեցությունը մնացած բոլոր էլեկտրոնների հետ փոխարինվում է ինքնահամաձայնեցված ստացիոնար դաշտի ազդեցությամբ, որն ստեղծվում է մնացած բոլոր էլեկտրոնների լիցքի՝ ըստ տարածության միջինացված բաշխումով։ Այդ դաշտն օժտված է բյուրեղային ցանցի տարածական պարբերականությամբ։ Ասվածը նշանակում է, որ (3) համիլտոնիանում երկրորդ գումարելին փոխարինվում է $\sum \Omega(\mathbf{r}_i)$ - ով, որտեղ

$$\Omega(\mathbf{r}) = \sum_{j}' \int \frac{e^{2} |\Psi_{ej}(\mathbf{r}')|^{2}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' - \sum_{j}' \frac{\Psi_{ej}(\mathbf{r})}{\Psi_{ei}(\mathbf{r})} \cdot \int \frac{e^{2} \Psi_{ei}(\mathbf{r}') \Psi_{ej}^{*}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', \quad (6)$$

իսկ $\psi_{ei}(\mathbf{r})$ -ը բավարարում է

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 \psi_{ei}(\mathbf{r}) + V_0(\mathbf{r})\psi_{ei}(\mathbf{r}) = \varepsilon \psi_{ei}(\mathbf{r})$$
(7)

մեկէլեկտրոնային հավասարմանը, որտեղ $V_0(\mathbf{r}) = \sum V_{el-ion} (\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) +$ + $\Omega(\mathbf{r})$ և օժտված է բյուրեղային ցանցի պարբերականությամբ:

Այսպիսով, ադիաբատական և մեկէլեկտրոնային մոտավորությունների արդյունքում խնդիրը բերվում է Շրոյդինգերի հավասարման, որում պոտենցիալ էներգիան առանձնացված ատոմի համար գրված հավասարման համապատասխան անդամից տարբերվում է այն բանով, որ պարբերական է ըստ կոօրդինատի։ Այս հանգամանքով է հենց պայմանավորված պինդ մարմնում էլեկտրոնի էներգիայի գոտիական կառուցվածքը։

Էներգիական գոտիների առաջացման որակական պատկերը կարելի է ներկայացնել՝ դիտարկելով բյուրեղի կազմավորման հետևյալ երևակայական պրոցեսը։

Դիցուք՝ ունենք իրար հետ չփոխազդող *N* ատոմ։ Ինչպես գիտենք, ատոմի յուրաքանչյուր էլեկտրոն օժտված է էներգիայի որևէ թույլատրելի արժեքով, այսինքն՝ զբաղեցնում է որևէ էներգիական մակարդակ։ Էլեկտրոնները ենթարկվում են Պաուլիի արգելման սկզբունքին, այնպես որ յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակ կարող են զբաղեցնել ոչ ավելի, քան երկու՝ հակառակ ուղղված սպիներով էլեկտրոններ։ Ներկայացնենք բյուրեղի կազմավորումը կամայականորեն ընտրված ատոմի հետ հաջորդականորեն ատոմների միավորման ձանապարհով։ Պարզենք, թե ինչ է տեղի ունենում ընտրված ատոմի *p* և *s* մակարդակների հետ՝ նրան երկրորդ ատոմը մոտեցնելիս։ Երբ ատոմների միջն հեռավորությունը փոքրանում է այնքան, որ առաջին ատոմի վրա երկրորդ ատոմի էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը դառնում է զգալի, առաջին ատոմի *p* և *s* մակարդակներից յուրաքանչյուրը բաժանվում է երկու նոր մակարդակներից մեկը տեղակայվում է էներգիայի սկզբնական մակարդակից վերև, մյուսը՝ ներքև (նկ. 2)։



Նկ. 2. Էներգիական գոտու առաջացումը

Սկզբնական մակարդակի տրոհումը երկու մակարդակների որակապես կարելի է բացատրել այն բանով, որ երկու ատոմներով համակարգում փոխվել է էլեկտրոնների և միջուկների միջև ուժային փոխազդեցության բնույթը՝ առաջին և երկրորդ ատոմների միջուկների և էլեկտրոնների միջև ձգողության հետ միաժամանակ առաջացել է վանողություն ատոմների էլեկտրոնային թաղանթների միջև։ Փոխազդեցության էներգիայի ձգողական մասը պայմանավորում է ներքև ընկած էներգիական մակարդակի առաջացում, քանի որ թուլանում է էլեկտրոնի կապը իր միջուկի հետ, իսկ փոխազդեցության էներգիայի վանողական մասը՝ վերև ընկած մակարդակի առաջացում։

Երեք ատոմներով համակարգում առաջին ատոմի սկզբնական մակարդակը տրոհվում է երեք մակարդակների։ N ատոմների համակարգում սկզբնական մակարդակը տրոհվում է մեծությամբ իրար մոտ Nմակարդակների։ Էլեկտրոնի էներգիայի մակարդակները բյուրեղում առաջացնում են էներգիական գոտի։ Տարբեր ատոմական մակարդակների տրոհման չափը տարբեր է։ Մեկուսացված ատոմում միջուկին ավելի մոտ (ներքին) մակարդակներն ավելի հեռու ընկած (արտաքին) մակարդակների համեմատությամբ առաջացնում են ավելի նեղ գոտիներ։ Մեկուսացված ատոմում էլեկտրոնի էներգիական մակարդակն ինչքան ավելի բարձր է, այնքան այն ավելի շատ է իջնում, քանի որ էներգիայի ամին զուգընթաց էլեկտրոնային ամպի չափերը մեծանում են։ Ատոմների միջև փոքր հեռավորության դեպքում ատոմի երկու հարևան մակարդակների համապատասխանող գոտիներ կարող են վերածածկվել (նկ. 2-ում ստվերագծված է)։ Մակարդակների թիվն այդպիսի խառնված գոտում հավասար է երկու մակարդակների տրոհումից առաջացած մակարդակների գումարին։

Էներգիական գոտին (կամ մի քանի վերածածկված գոտիների ամբողջությունը), որն առաջանում է մեկուսացված ատոմի որևէ էներգիական մակարդակի (կամ մի քանի մակարդակի) տրոհման արդյունքում, երբ ատոմները միավորվում են բյուրեղի տեսքով, կոչվում է թույլատրված գոտի (նկ. 3-ում 2', 3', 4' գոտիները): Էներգիայի այն արժեքները, որոնցով չի կարող օժտված լինել էլեկտրոնն իդեալական բյուրեղում, կազմում են արգելված գոտի (նկ. 3-ում 5', 6' գոտիները): Գոտու լայնությունը կախված է ատոմների միջև հեռավորությունից և կախված չէ բյուրեղի չափերից։ Նշենք, որ էներգիական գոտին տարածական որևէ չափ չունի և ընդամենը ֆիզիկական հասկացություն է, համաձայն որի պինդ մարմնի էլեկտրոնները կարող են օժտված լինել որոշակի սահմաններում ընկած էներգիայով։ Պինդ մարմնում էլեկտրոնները կամ ատոմական ուղեծրերում են, կամ միջատոմային տարածությունում։ Բյուրեղում ատոմները մոտեցված են այնքան, որ արժեքական



Նկ. 3. Էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի կառուցվածքը

էլեկտրոնների էլեկտրոնային ամպերը վերածածկված են, որի հետևանքով էլեկտրոնները հնարավորություն ունեն թունելային անցմամբ հաղթահարելու ատոմները բաժանող պոտենցիալային արգելքը և անցնելու մի ատոմից մյուսը։

Էլեկտրոններով արժեքական գոտու լրացման աստիձանից և արգելված գոտու լայնությունից կախված, պինդ մարմինները բաժանվում են մեկուսիչների, հաղորդիչների և կիսահաղորդիչների։ Մարմինները, որոնք բացարձակ զրո ջերմաստիձանում ունեն ամբողջությամբ լրացված արժեքական գոտի և 3 էՎ-ից մեծ արգելված գոտի, կոչվում են մեկուսիչներ (նկ. 4, ա)։ Մարմինները, որոնք ունեն մասնակի լրացված արժեքական գոտի կամ վերածածկված գոտիներ, իսկ արգելված գոտու լայնությունը մոտ է զրոյի, կոչվում են հաղորդիչներ (նկ. 4, բ և գ)։ Մարմինները, որոնք բացարձակ զրո ջերմաստիձանում ունեն ամբողջությամբ լրացված արժեքական գոտի և 3 էՎ-ից ոչ մեծ արգելված գոտի, կոչվում են կիսահաղորդիչներ (նկ. 4, դ)։



Նկ. 4. Պինդ մարմինների դասակարգումն ըստ գոտիական կառուցվածքի

Մեկուսիչներում արտաքին էլեկտրական դաշտը, եթե այն շատ մեծ չէ, չի կարող էլեկտրական հոսանք առաջացնել, քանի որ արժեքական գոտու բոլոր մակարդակներն զբաղեցված են, և դաշտն ի վիձակի չէ էլեկտրոններին բարձրացնել հաջորդ ազատ գոտի։ Մինչդեռ հաղորդիչներում, նույնիսկ թույլ արտաքին դաշտը կարող է էլեկտրոններին փոխադրել մոտակա ազատ մակարդակներ։ Այդ դեպքում գերակայում էլեկտրոնների շարժումը դաշտի հակառակ ուղղությամբ, որը և է պայմանավորում է էլեկտրական հոսանքի առաջացում։ Կիսահաղորդիչներում (օրինակ՝ գերմանիումում) զրոյից տարբեր ջերմաստիձաններում կամ արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտի ազդեցությամբ, ամբողջությամբ լրացված արժեքական գոտու վերին եզրի (E_{ν}) մոտ որոշ էլեկտրոններ կարող են ձեռք բերել արգելված գոտին հաղթահարելու համար անհրաժեշտ էներգիա և անցնել ազատ գոտի։ Այդ դեպքում արժեքական գոտում ազատվում են որոշ մակարդակներ և առաջանում են այսպես կոչված խոռոչներ (խոռոչն արժեքական գոտում էլեկտրոնով չզբաղեցված էներգիական վիձակ է), իսկ ազատ գոտին վերածվում է մասնակիորեն լրացված գոտու։ Այդ գոտին կոչվում է հաղորդականության գոտի (E_c -ն այդ գոտու «հատակն» է)։ Կիսահաղորդչի նկատմամբ արտաքին դաշտ կիրառելու դեպքում հաղորդականության գոտու և ազատ մակարդակներ ունեցող արժեքական գոտու Էլեկտրոնները կարող են փոխել իրենց էներգիական վիձակը և հոսանք առաջացնել։

Նկ. 4-ում պատկերված էներգիական սպեկտրները վերաբերվում են իդեալական պարբերական ցանցով բյուրեղներին։ Իրական բյուրեղներում գոյություն ունեն ցանցի պարբերականության խախտումներ, որոնք պայմանավորված են կետային, գծային, հարթ և ծավալային արատների առկայությամբ։ Այդ արատների ստեղծած էլեկտրական դաշտն ազատ իոնների ստեղծած դաշտի նման կարող է դառնալ էլեկտրոնի (խոռոչի) տեղայնացման պատՃառ։ Արատի մոտ տեղայնացված էլեկտրոնի (խոռոչի) էներգիան ընկած է արգելված գոտում (նկ. 5)։

Այդպիսով՝ էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի արգելված գոտում



Նկ. 5. Դոնորային (E_d) և ակցեպտորային (E_a) մակարդակներն արգելված գոտում

ի հայտ են գալիս տեղայնացված մակարդակներ։ Մակարդակները կոչվում են տեղայնացված, քանի որ առաջանում են ոչ թե ամբողջ ցանցում, այլ միայն արատին մոտ տիրույթում։ Տեղայնացված մակարդակներն էական ազդեցություն ունեն կիսահաղորդիչներում և մեկուսիչներում ընթացող երևույթների վրա։ Մետաղներում ցանցի արատներն էլեկտրոնների լրացուցիչ ցրման կենտրոններ են և ազդում են միայն ազատ լիցքակիրների շարժունության վրա։ Ցանցի այն արատը, որի ստեղծած տեղայնացված մակարդակը չգրգռված վիձակում զբաղեցված է էլեկտրոնով և գրգռման դեպքում կարող է հաղորդականության գոտուն էլեկտրոն տալ, կոչվում է դոնոր (նկ. 5, ա)։ Իսկ այն արատը, որի ստեղծած տեղայնացված մակարդակը չգրգռված վիձակում ազատ է և գրգռման դեպքում կարող է էլեկտրոն «խլել» արժեքական գոտուց, կոչվում է ակցեպտոր (նկ. 5, բ)։

Այն նվազագույն էներգիան, որն անհրաժեշտ է հաղորդել էլեկտրոնին դոնորային մակարդակից հաղորդականության գոտի անցնելու համար, կոչվում է դոնորի իոնացման էներգիա (ΔE_d)։ Ակցեպտորի իոնացման էներգիան (ΔE_a) այն նվազագույն էներգիան է, որը պետք է հաղորդել արժեքական գոտու էլեկտրոնին ակցեպտորային մակարդակ անցնելու համար։

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՖՈՏՈՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ֆոտոհաղորդականության կամ լուսավորման դեպքում կիսահաղորդչի տեսակարար դիմադրության փոփոխությունը պայմանավորված է լույսի կլանման հետևանքով էլեկտրոնների այնպիսի անցումներով, որոնց արդյունքում հաղորդականության կամ արժեքական գոտում կարող է մեծանալ ազատ լիցքակիրների խտությունը։ Դա էլ հանգեցնում է կիսահաղորդչի տեսակարար էլեկտրահաղորդականության մեծացման։

Կիսահաղորդչի ֆոտոհաղորդականությունը կոչվում է սեփական, եթե այն պայմանավորված է էլեկտրոնի անցումներով արժեքական գոտուց հաղորդականության գոտի և խառնուկային՝ եթե էլեկտրոնը խառնուկային մակարդակից անցնում է հաղորդականության գոտի, կամ արժեքական գոտուց՝ խառնուկային մակարդակ և կախված է այն բանից, թե տեղայնացված մակարդակները զբաղեցված են էլեկտրոններով, թե ոչ։

Ֆոտոհաղորդականության և լույսի կլանման կապը ցուցադրելու համար նկ. 6-ում պատկերված են կլանման գործակցի և ֆոտոհոսանքի սպեկտրային կորերը։ Մեփական կլանմանը (կոր 1) համապատասխանում է սեփական ֆոտոհաղորդականություն (կոր 4), որի շեմը համրնկնում է կյանման եզրի հետ։ Այդ շեմը կոչվում է նաև ֆոտոհաղորդականության կամ ֆոտոէֆեկտի կարմիր սահման։ Այիքի երկարության փոքրազման դեպքում, կյանման մեծազմանը զուգընթաց մեծանում է ֆոտոհոսանքը։ Կորի տեսքը հաձախությունների մեծացման կողմում կարող է լինել տարբեր։ Կտրուկ վերելքից հետո կորը կարող է արագ րնկնել (ինչպես CdS-ի նմուշներում), կարող է նաև դուրս գալ լայն հարթ տիրույթ (օրինակ՝ Se-ի դեպքում)։ Բազատրենք կորի վարքը CdS-ի համար։ Մաքսիմումի հասնելուց հետո ֆոտոհոսանքն սկսում է ընկնել։ Դա կապված է այն բանի հետ, որ մեծ կյանման գործակցի (k) դեպքում կյանումն իրականանում է մերձմակերևութային բարակ շերտում $(d \sim 1/k)$, որտեղ մակերևութային վերամիավորման հետևանքով ֆոտոլիցքակիրների կյանքի տևողությունը փոքր է, որին և համեմատական է ֆոտոհոսանքը։ Նկ. 6-ից երևում է նաև, որ յույսի խառնուկային կյանմանը (2, 3 պիկեր) համապատասխանում է խառնուկային ֆոտոհաղորդականություն (5, 6 պիկեր)։ Սպեկտրային տիրույթները, որոնցում դիտվում են երկու երևույթն էլ, համընկնում են։



Նկ. 6. Կիսահաղորդչի կլանման к գործակցի և і ֆոտոհոսանքի սպեկտրային կորերը

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Այս աշխատանքի նպատակն է՝ չափել կաղմիումի սուլֆիդի (CdS) արգելված գոտու լայնությունը։ Դրա համար օգտագործվում է УM–2 մեներանգիչը, որն աշխատում է ալիքի երկարությունների 380 նմ-ից մինչև 1000 նմ տիրույթում (1 նմ = 10⁻⁹ մ)։

Փորձարարական սարքի սխեման ներկայացված է նկ. 7-ում։ Որպես լույսի աղբյուր ծառայում է 30 Վտ հզորությամբ և 12 Վ լարման շիկացման լամպը։ Լույսը մեներանգչի մուտքի ձեղքով ընկնում է կոլիմատորի օբյեկտիվի վրա և զուգահեռ փնջով անցնում դիսպերսող պրիզմայի միջով։ Լույսի ընկնող փնջի նկատմամբ 90° անկյան տակ տեղակայված է մեներանգչի ելքային խողովակը։ Պրիզմայով սեղանիկն ընկնող փնջի նկատմամբ պտտելով տարբեր անկյուններով, ելքային ձեղքում ստացվում է տարբեր ալիքի երկարությամբ լույս։ Այնուհետև սպեկտրի վերլուծված լույսը հետազոտման խցիկի անցքից ընկնում է ներս, որտեղ տեղադրված են օպտիկապես փայլեցված հետազոտվող բյուրեղը (CdS) և նրա հետևում՝ կադմիումի սուլֆիդից պատրաստված ֆոտոդիմադրությունը։

Փորձում չափվում է ոչ թե ֆոտոհոսանքը, այլ լարումը ֆոտոդիմադրությանը հաջորդաբար միացված 10 դիմադրության վրա (U = iR)։

Նախքան կիսահաղորդչի կլանման սպեկտրը հանելն անհրաժեշտ է մեներանգիչն աստիձանավորել։ Աստիձանավորման խնդիրը հանգում է այնպիսի գրաֆիկի կառուցման, որը ցույց է տալիս դիսպերսող պրիզմայի հետ պտտվող թմբուկի յուրաքանչյուր աստիձանին համապատասխանող ալիքի λ երկարությունը։ Պրիզմայի դիսպերսիան՝ կախված իր պտտման անկյունից և, հետևաբար, թմբուկի պտտման անկյունից, գծային ֆունկցիա չէ։ Տեսանելի տիրույթում աստիձանավորման համար օգտագործում են սնդիկաքվարցային լամպեր։ Այդպիսի լամպերը տալիս են սնդիկի սպեկտրը, որը գծերի բնութագրական իսմբերի առկայության շնորհիվ, կարող է ծառայել որպես չափանմուշային (էտալոնային) սպեկտր։



Նկ. 7. Սարքավորման սխեման. 1. ցածրացնող տրանսֆորմատոր, 2. լույսի աղբյուր պաշտպանական տուփի մեջ, 3, 3'. ոսպնյակներ, 4, 4'. մուտքային և ելքային Ճեղքեր, 5, 7. օբյեկտիվներ, 6. դիսպերսող պրիզմա, 8. ուսումնասիրվող նմուշ, 9. ֆոտոդիմադրություն, 10. դիմադրություն, 11. վոլտաչափ, 12. հաստատուն հոսանքի աղբյուր, 13. մեներանգչի թմբուկ, 14. հովհար, 15. կոլիմատորի փական, 16. հետագոտման իցիկ

Մեներանգչի աստիձանավորումը կատարվում է հետևյալ ձևով։

Դիտափողի օկուլյարի կիզակետային հարթությունում տեղակայված ցուցնակին մոտեցվում է սնդիկի սպեկտրի որևէ հայտնի գիծ։ Կոլիմատորի օբյեկտիվի կիզակետմամբ ապահովվում է դիտվող գծի և ցուցանակի համատեղումը մի կիզակետային հարթությունում։ Ընդ որում, դիտման անկյան փոփոխության կամ ցուցնակով գլխիկի թեթև ձոձման դեպքում չպետք է դիտվի սպեկտրի գծի շեղում ցուցնակի նկատմամբ։ Գրանցվում է թմբուկի համապատասխան բաժանումներն ու կոլիմատորի օբյեկտիվի դիրքը։ Այս եղանակով ստացվում են ալիքի երկարության և թմբուկի բաժանումների միջև կախումը որոշող մի շարք չափանմուշային կետեր։ Դրանց միջոցով կառուցվում է աստիձանավորման գրաֆիկը։

Փորձերում օգտագործվում են CdS-ի բարակ թիթեղներ (ի տարբերություն կիսահաղորդիչների մեծ մասի, CdS-ի արգելված գոտու լայնությունը համեմատաբար մեծ է՝ շուրջ 1,5 էՎ, ուստի ֆոտոհաղորդականության կարմիր սահմանն ընկած է սպեկտրի տեսանելի տիրույթում)։

Աշխատանքը կատարվում է երկու փուլով։ Սկզբում հետազոտման իսցիկն այնպիսի դիրքում է (A), որ լույսն ուղղակիորեն ընկնում է ֆոտոդիմադրության վրա։ Չափվում է $U_0(\lambda)$ լարման սպեկտրային կախումը։ Այնուհետև իսցիկը բերվում է այնպիսի դիրքի (B), որ լույսն ընկնում է ֆոտոդիմադրության վրա՝ հետազոտվող CdS բյուրեղի միջով անցնելուց հետո։ Չափվում է $U(\lambda)$ լարման սպեկտրային կախումը։



Նկ. 8. Կիսահաղորդչի սպեկտրային թողունակության կորը

Եթե $I_0(\lambda)$ -ն ֆոտոդիմադրության վրա ընկնող լույսի ուժգնությունն է, իսկ $I(\lambda)$ -ն՝ բյուրեղով անցած լույսի ուժգնությունը, ապա բյուրեղի սպեկտրային թողունակությունը (նկ. 8)՝

$$C(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \exp\left[-k(\lambda)d\right],$$
(8)

որտեղ $k(\lambda)$ -ն կլանման գործակիցն է և սեփական կլանման դեպքում կախված է կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունից։ Մյուս կողմից՝

$$U(\lambda) = AI(\lambda)\sigma(\lambda),$$

$$U_0(\lambda) = AI_0(\lambda)\sigma(\lambda),$$
(9)

որտեղ $\sigma(\lambda)$ -ն ֆոտոդիմադրության սպեկտրային կախման գործակիցն է, A-ն՝ համեմատականության գործակիցը։ (8) և (9) առնչություններից հետևում է, որ

$$C(\lambda) = \frac{U(\lambda)}{U_0(\lambda)}:$$
 (10)

Ներկայացվող աշխատանքում CdS-ի արգելված գոտու լայնությունը որոշվում է սպեկտրային թողունակության կորի λ_0 շեմային արժեքով։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

Աշխատանքը կատարվում է հետևյալ հերթականությամբ.

1. Մեներանգչի աստիձանավորում

- УМ-2 սարքի ռելսի վրա տեղադրել սնդիկային լամպը՝ այն ընդհուպ մոտեցնելով մուտքի ձեղքին։
- Գրառել աստիձանային թմբուկի այն ցուցմունքները, որոնք համապատասխանում են սնդիկի առավել ուժգին սպեկտրային գծերի ալիքների երկարություններին՝ 6907 A, 5790,7 A, 5769,6 A, 5460,7 A, 4916 A, 4358,3 A, 4046 A:
- Կառուցել ալիքի երկարության և թմբուկի ցուցչի կախման գրաֆիկը՝ դիսպերսիայի (աստիձանավորման) կորը։

2. Կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնության որոշում

- 2.1. Յանցին միացնել վոլտաչափը և լամպը սնող տրանսֆորմատորը։
- 2.2. Միացնել շիկացման թելիկով լամպը (անընդհատ սպեկտրի աղբյուրը) և դրա լույսը կիզակետել մեներանգչի մուտքային ձեղքի վրա։ Մեներանգչի մուտքային և ելքային ձեղքերի լայնությունը վերցնել մոտ 0,04 մմ, որն ապահովում է նմուշի լուսավորվածության և, հետևաբար, ֆոտոհոսանքի բավարար արժեք։
- 2.3. Փակել մեներանգչի փականը և չափել նմուշի մթնային լարումը՝ Սմթ:

- **2.4.** Խցիկը դնելով A դիրքում՝ չափել $U_0(\alpha)$ -ն (α -ն թմբուկի աստիձանային ցուցմունքն է), սկզբում՝ 50 քայլով, իսկ հագեցմանը մոտ տիրույթում՝ 20 քայլով։ Յուրաքանչյուր չափում անհրաժեշտ է կատարել 3 – 4 րոպե ընդմիջումով։ Չափումների ժամանակ անհրաժեշտ է պարբերաբար ստուգել սարքի 0-ն։ Աստիձանավորման գրաֆիկի օգնությամբ $U_0(\alpha)$ -ից անցնել $U_0(\lambda)$ -ին։
- **2.5.** Խցիկը դնելով B դիրքում՝ նույն ձևով չափել $U(\alpha)$ -ն և անցնել $U(\lambda)$ -ին:
- **2.6.** Գտնել $(U(\lambda) U_{_{\delta p}})/(U_0(\lambda) U_{_{\delta p}})$ հարաբերությունը չափված ալիքի երկարությունների համար, և կառուցել կիսահաղորդչի սպեկտրային թողունակության $C(\lambda)$ կորը։
- **2.7.** Ստացված սպեկտրային կախման գրաֆիկից որոշել կարմիր սահմանը՝ սպեկտրային կախման կորի λ_0 շեմային արժեքը։
- **2.8.** $\Delta E = hc/\lambda_0$ (*h*-ը Պլանկի հաստատունն է, *c*-ն` լույսի արագությունը վակուումում) բանաձևով հաշվել CdS-ի արգելված գոտու լայնությունը` արտահայտված էՎ-ով։

ՍՏՈԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- 1. Ներկայացնել պինդ մարմնի խնդրի ընդհանուր դրվածքը։
- 2. Ո՞րն է ադիաբատական մոտավորության էությունը։
- Ո ๊րն է մեկէլեկտրոնային մոտավորության էությունը։
- 4. Բացատրել գոտիների առաջացման մեխանիզմը։
- Ինչպե՞ս են դասակարգվում պինդ մարմիններն ըստ գոտիական տեսության։
- Ի՞նչ են տեղայնացված մակարդակները և դրանք ինչպիսի՞ն կարող են լինել։
- 7. Ի՞նչ է ֆոտոհաղորդականությունը։
- 8. Ի՞նչ է ցույց տալիս ֆոտոհոսանքի $\sigma(\lambda)$ գործակիցը։
- 9. Նկարագրել չափող սարքը։
- 10. Նկարագրել աշխատանքի կատարման ընթացքը։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. **В. Ф. Лысов.** Практикум по физике полупроводников. М., Просвещение, 1978.
- А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
- 3. **В. И. Фистуль.** Введение в физику полупроводников. М., Высшая школа, 1984.
- 4. **Վ. Լ. Բոնչ-Բրուևիչ, Ս. Գ. Կալաշնիկով,** Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 1988:
- 5. **Ա. Ա. Կիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015։
- Ե. Մ. Ղազարյան, Ա. Լ. Վարդանյան, Պինդ մարմնի քվանտային տեսություն, Մաս I, ԵՊՀ հրատ., 1997:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 8 ՀՈԼԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Հոլի երևույթը գալվանամագնիսական երևույթ է։ Գալվանամագնիսական են կոչվում այն ֆիզիկական երևույթները, որոնք դիտվում են մագնիսական դաշտում տեղադրված նմուշում, երբ էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ նրանով հոսանք է անցնում։ Գայվանամագնիսական երևուլթների տեսությունը կարելի է կառուցել կամայական մագնիսական դաշտի դեպքում, սակայն կինետիկական գործակիցներն այդ դեպքում չեն արտահայտվում տարրական ֆունկցիաներով, որը դժվարացնում է դրանց մեկնաբանությունը։ Սրանով պայմանավորված, սովորաբար դիտարկվում են թույլ և ուժեղ մագնիսական դաշտի սահմանային դեպքերը։ Մագնիսական H դաշտը կոչվում է թույլ, եթե նրանում լիզքի շարժման հետագծի կորության $R = cm^* v/eH$ շառավիղն անհամեմատ մեծ է նրա ազատ վազքի միջին երկարությունից, կամ ռելաքսացիայի τ ժամանակը զգայի փոքր է պտտման $T = 2\pi m^* c/eH$ պարբերությունից։ Բերված արտահայտություններում *c*-ն լույսի արագությունն է վակուումում, m^* -ր՝ լիցքակրի արդյունարար զանգվածր, v-ն՝ լիցքակրի արագության մոդուլը, *e*-ն՝ տարրական լի<u>զ</u>քի մոդուլը։ Այս պայմաններում մագնիսական դաշտի ազդեցությունն արտահայտվում է այն բանում, որ լիցքակրի երկու հաջորդական բախումների միջև ընկած ժամանակահատվածում նրա հետագիծը կորանում է, և շարժման ուղղությունը սկզբնականի նկատմամբ շեղվում

$$\phi = \frac{\lambda}{R} \ll 1 \tag{1}$$

փոքր անկյունով։ Լիցքակրի μ շարժունությունը և λ ազատ վազքի միջին երկարությունը կապված են $\mu = e\lambda/m^*v$ առնչությամբ։ Նկատի ունենալով վերջինս, ինչպես նաև կորության շառավղի արտահայտությունը, (1) պայմանը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\phi = \frac{\mu H}{c} \ll 1 \quad \text{yuu} \quad \gamma \tau H \ll 1, \quad \gamma \equiv \frac{e}{mc}: \tag{2}$$

Մագնիսական դաշտը կոչվում է ուժեղ, եթե տեղի ունի

$$\frac{\mu H}{c} >> 1 \tag{3}$$

անհավասարությունը։ Ինչպես երևում է (2) և (3) պայմաններից, ուժեղ և թույլ դաշտերի հասկացությունը հարաբերական է, քանի որ այն կախված է լիցքակրի շարժունությունից։ Դաշտի միննույն *H* արժեքի դեպքում մի նյութի համար (լիցքակրի փոքր շարժունություն) կարող է տեղի ունենալ (2) անհավասարությունը, մյուսի համար (լիցքակրի մեծ շարժունություն)՝ (3) անհավասարությունը։ Ավելին, միննույն նմուշի համար տվյալ դաշտը բարձր ջերմաստիձաններում կարող է համարվել թույլ, ցածր ջերմաստիձաններում՝ ուժեղ։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Այժմ անցնենք Հոլի երևույթի որակական նկարագրությանը։ Դիցուք՝ զուգահեռանիստի տեսքով բյուրեղի նմուշը տեղադրվում է փոխուղղահայաց էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում այնպես, որ z առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտն ուղղահայաց է նմուշի մակերևույթին, իսկ էլեկտրական դաշտն ուղղված է y առանցքով (նկ.1)։

էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ խոռոչները դաշտի ուղղությամբ, իսկ էլեկտրոնները՝ դրան հակառակ ուղղությամբ ձեռք են բերում ուղղորդված շարժման համապատասխանաբար v_p և v_n արագություններ։ Մագնիսական դաշտով պայմանավորված Լորենցի ուժի ազդեցությամբ և' էլեկտրոնները, և' խոռոչները շեղվում են միննույն ուղղությամբ։ Եթե բյուրեղում ազատ լիցքակիրները միայն էլեկտրոններ են, ապա ABCD նիստը կլիցքավորվի բացասական լիցքով, և հակադիր նիստի մոտ կառաջանա չհամակշոված դրական կապված լիցք (նկ.1, ա)։ Եթե լիցքակիրները խոռոչներ են, ապա ABCD նիստը կլիցքավորվի դրական լիցքով, և հակադիր նիստի մոտ կառաջանա չհամակշոված բացասական կապված լիցք (նկ.1, բ)։ Եթե հոսանքին մասնակցում են և՛ խոռոչներ, և՛ էլեկտրոններ, ապա պատկերն ավելի բարդ է։ Եթե էլեկտրոնների ու խոռոչների և' շարժունությունները, և' կոնցենտրացիաները նույնն են, ապա դրանց փոխադարձ համակշոման հետևանքով հակադիր նիստերի մոտ գումարային լիցքը կլինի զրո։ Եթե նշված հավասարությունները միաժամանակ չեն իրականանում, ապա հակադիր նիստերի մոտ տեղի կունենա լիցքերի միայն մասնակի համակշռում, և գումարային լիցքը զրո չի լինի։ Հակադիր նիստերի լիցքավորման հետևանքով առաջանում է E_y -ի և H-ի նկատմամբ ընդլայնական E_x դաշտ և պոտենցիալների տարբերություն (ԷլՇՈւ)՝ \mathcal{E}_H : E_x -ը կրում է Հոլի դաշտ, իսկ \mathcal{E}_H -ը՝ Հոլի ԷլՇՈւ անվանումը։ Հոլի դաշտի ուղղությունը, ինչպես երևում է (1ա) և (1բ) նկարներից, կախված է լիցքակիրների նշանից, իսկ մեծությունը համեմատական է H-ին և j_y -ին, այսինքն՝

$$E_x = R_H H j_y, \tag{4}$$

որտեղ R_H -ը կոչվում է Հոլի հաստատուն։ Քանի որ $\mathcal{E}_H = E_x b$, ապա

$$\mathcal{E}_{H} = R_{H}Hj_{y}b \quad \text{yuu} \quad R_{H} = \frac{\mathcal{E}_{H}}{Hj_{y}b}:$$
(5)

Եթե x ուղղությամբ կիսահաղորդիչը վերջավոր է, ապա ազատ լիցքակիրների շեղման հետևանքով հակադիր նիստերի մոտ տեղի է ունենում լիցքի կուտակում և առաջանում է Հոլի *E*_x դաշտ, որն ուղղա-



Նկ. 1. Հոլի երևույթի «երկրաչափությունը»

հայաց է և' հոսանքի j խտությանը, և' H մագնիսական դաշտին։ Այդ դեպքում գումարային էլեկտրական դաշտը՝ $E = E_x + E_y$, j-ի նկատմամբ խոռոչային հաղորդականության դեպքում շեղված կլինի φ_p , իսկ էլեկտրոնային հաղորդականության դեպքում՝ φ_n անկյունով (նկ. 2):



Նկ. 2. Գումարային **E** էլեկտրական դաշտի առաջացումը

Դիտարկենք էլեկտրոնային հոսանքի խտությունն y առանցքի ուղղությամբ՝

$$j_n^y = en\mu_n E_y, \qquad (6)$$

որտեղ n-ն ազատ էլեկտրոնների խտությունն է, μ_n -ը՝ էլեկտրոնի շարժունությունը։

Մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ տեղի է ունենում էլեկտրոններով պայմանավորված հոսանքի շեղում *Թ*ո անկյունով և առաջանում է էլեկտրոնային հոսանքի խտության *x* բաղադրիչ՝

$$j_n^x = j_n^y t g \varphi_n \approx j_n^y \varphi_n = e n \mu_n E_y \mu_n \frac{H}{c} :$$
⁽⁷⁾

Համանման արտահայտություններ կստացվեն խոռոչային հաղորդականության դեպքում՝

$$j_p^y = ep\mu_p E_y, \qquad (8)$$

$$j_p^x = j_p^y tg\varphi_p \approx j_p^y \varphi_p = ep\mu_p E_y \mu_p \frac{H}{c}:$$
(9)

Քանի որ էլեկտրոններն ու խոռոչները շեղվում են միննույն ուղղությամբ, ապա արդյունարար հոսանքը *x* ուղղությամբ հավասար է դրանց տարբերությանը՝

$$j^{x} = j_{p}^{x} - j_{n}^{x} = eE_{y} \frac{H}{c} (p\mu_{p}^{2} - n\mu_{n}^{2}):$$
(10)

Միաժամանակ, Հոլի E_x դաշտի ստեղծած հոսանքը՝

$$j_x = \sigma E_x = e E_x (\mu_p p + \mu_n n):$$
(11)

Ստացիոնար վիձակում

$$j_x = j^x, \tag{12}$$

որից հետևում է Հոլի դաշտի արտահայտությունը՝

$$E_{x} = \frac{E_{y}H}{c} \frac{p\mu_{p}^{2} - n\mu_{n}^{2}}{p\mu_{p} + n\mu_{n}}:$$
 (13)

 E_y -ն արտահայտենք կիսահաղորդչով y ուղղությամբ անցնող հոսանքի խտության միջոցով՝

$$j_{y} = \sigma E_{y} = e E_{y} (\mu_{p} p + \mu_{n} n):$$
(14)

Հաշվի առնելով, որ

$$E_x = \frac{\mathcal{E}_H}{b}, \qquad (15)$$

Հոլի գործակցի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$R_{H} = \frac{E_{x}}{j_{y}H} = \frac{E_{y}H}{E_{y}cH} \frac{1}{e} \frac{p\mu_{p}^{2} - n\mu_{n}^{2}}{(p\mu_{p} + n\mu_{n})^{2}} = \frac{1}{ec} \frac{p\mu_{p}^{2} - n\mu_{n}^{2}}{(p\mu_{p} + n\mu_{n})^{2}} :$$
(16)

Հոլի հաստատունի ավելի խիստ հաշվարկը չայլասերված կիսահաղորդիչների համար հանգեցնում է հետևյալ արդյունքին՝

$$R_{H} = \frac{A}{ec} \frac{p\mu_{p}^{2} - n\mu_{n}^{2}}{(p\mu_{p} + n\mu_{n})^{2}},$$
(17)

որտեղ A հաստատունի արժեքը կախված է կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների ցրման մեխանիզմից։ Ընդ որում, եթե տվյալ պայմաններում գերակայում է ցրումը ձայնային տատանումների վրա, ապա $A = 3\pi/8$: Խառնուկային իոնների վրա ցրման դեպքում $A = 315\pi/512$: Իոնային բյուրեղներում գերակայում է ցրումն օպտիկական տատանումների վրա, և Դեբայի ջերմաստիձանից բարձր ջերմաստիձաններում $A = 45\pi/128$, իսկ Դեբայի ջերմաստիձանից ցածր ջերմաստիձաններում A = 1:

Այլասերված կիսահաղորդիչներում, ինչպես նաև մետաղներում, էլեկտրահաղորդականությանը մասնակցում են այն էլեկտրոնները (խոռոչները), որոնք անմիջականորեն Ֆերմիի մակարդակի մոտ են, ուստի այս դեպքում կարելի է անտեսել լիցքակիրների բաշխումն ըստ էներգիաների և համարել, որ բոլոր լիցքակիրներն օժտված են միննույն էներգիայով։ Այս դեպքում ցրման բոլոր մեխանիզմների համար *A*=1:

Չայլասերված էլեկտրոնային կիսահաղորդչու
մ $(p=0) \ (17)$ բանաձևից հետևում է, որ

$$R_H = -\frac{A}{enc},$$
 (18)

իսկ խոռոչային կիսահաղորդչում (n = 0)՝

$$R_H = \frac{A}{epc} :$$
(19)

Մեփական կիսահաղորդչում n = p, և (17) բանաձևից կստանանք՝

$$R_{H} = -\frac{A}{enc} \cdot \frac{\mu_{n}^{2} - \mu_{p}^{2}}{(\mu_{n} + \mu_{p})^{2}}:$$
 (20)

(20) առնչությունից հետևում է, որ եթե μ_n -ը քիչ է տարբերվում μ_p -ից, ապա Հոլի հաստատունը կլինի փոքր, և Հոլի հաստատունի նշանը համընկնում է մեծ շարժունությամբ լիցքակիրների լիցքի նշանի հետ։

Ուժեղ մագնիսական դաշտում ($\gamma_n \tau_n H >> 1$ և $\gamma_p \tau_p H >> 1$), $n \neq p$ դեպքում Բոլցմանի կինետիկական հավասարման լուծման արդյունքում, Հոլի հաստատունի համար ստացվում է

$$R_H = -\frac{1}{ec(n-p)} \tag{21}$$

բանաձևը, իսկ n = p դեպքում՝

$$R_{H} = -\frac{A}{ecn} \cdot \frac{1-b}{1+b}, \qquad (22)$$

որտեղ $b = \mu_p / \mu_n$ ։ Եթե p = 0, ապա (21) բանաձևի համաձայն՝

$$R_H = -\frac{1}{ecn}:$$
 (23)

Այս արդյունքն ուժեղ դաշտի դեպքում տեղի ունի նաև այլասերված կիսահաղորդչի և մետաղի համար։

Խառնուկային (օրինակ՝ n-տիպի) կիսահաղորդչի համար փորձում չափելով \mathcal{E}_H , B, j_y մեծությունները, (5) բանաձևով որոշում են R_H -ը, իսկ իմանալով R_H -ը՝ (18) բանաձևից կարելի է որոշել ազատ էլեկտրոնների խտությունը։

Չափելով նաև խառնուկային կիսահաղորդչի տեսակարար հաղորդականությունը ($\sigma = en\mu_n$), կարելի է որոշել լիցքակիրների շարժունությունը՝

$$\mu_n = \frac{cR_H\sigma}{A} : \tag{24}$$

Այսպիսով, տեսակարար դիմադրության և Հոլի հաստատունի միաժամանակյա չափումները հնարավորություն են տալիս որոշելու խառնուկային կիսահաղորդչի լիցքակիրների նշանը, խտությունը և շարժունությունը։

Խառը հաղորդականության դեպքում Հոլի հաստատունի և էլեկտրահաղորդականության միաժամանակյա չափումները չեն տալիս բավականաչափ տվյալներ էլեկտրոնների խտության և շարժունության որոշման համար, քանի որ ունենք *n*, *p*, μ_n, μ_p չորս անհայտներով երկու հավասարում։

Հոլի հաստատունը կախված է ջերմաստիձանից, քանի որ վերջինիս փոփոխությամբ փոխվում է լիցքակիրների խտությունը։ Ջերմաստիձանների որոշակի տիրույթում չափելով Հոլի ԷլՇՈւ-ն և հաշվելով Հոլի հաստատունը՝ կարելի է ստանալ լիցքակիրների խտության ջերմաստիձանային կախումը և դրանով իսկ՝ հաշվել լիցքակիրների ակտիվացման էներգիան։

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՈՈՒԹՅՈՒՆ

Գոյություն ունի Հոլի ԷլՇՈւ-ի և, հետևաբար, Հոլի հաստատունի չափման առնվազն չորս եղանակ, հիմնված հաստատուն կամ փոփոխական հոսանքի, ինչպես նաև հաստատուն կամ փոփոխական մագնիսական դաշտի օգտագործման վրա։

Դիտարկենք հաստատուն էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի վրա հիմնված մեթոդը, որը սովորաբար զուգակցվում է տեսակարար դիմադրության չափման երկզոնդ մեթոդի հետ։ Կիսահաղորդչային նմուշի տեսակարար դիմադրության և Հոլի ԷլՇՈւ-ի չափման այդպիսի մեթոդի սկզբունքային սխեման բերված է նկ. 3-ում։



 U_{l} . 3. Հոլի հաստատունի և տեսակարար դիմադրության չափման иկզբունքային սխեման. R. լարման բաժանարար, 22U. հաստատուն հոսանքի աղբյուր, Φ_1 . նմուշով հոսանքի ուղղության փոխարկիչ, Φ_2 . փոխարկիչ, որը հնարավորություն է տալիս պոտենցաչափ փոխանցելու կամ Հոլի ε_H ԷլՇՈւ-ն, կամ նմուշում U լարման անկումը, Л. պոտենցաչափ

Զուգահեռանիստի տեսքով կիսահաղորդչային նմուշը (Ge, Si, InSb) կամ Հոլի տվիչն ամրացվում է օրգանական ապակե տակդիրին։ Էլեկտրոդների միջն կարձ միացումը կանխելու համար նմուշը պետք է ընտրել այնպես, որ նրա երկայնական չափը (հոսանքի ուղղությամբ) գոնե կրկնակի մեծ լինի լայնական չափից (l/b > 2)։ Նմուշին են միացվում երեք զույգ էլեկտրողներ, որոնցից *I*-ն ապահովում է հոսանքը նմուշով, X-ը՝ Հոլի ԷլՇՈւ-ի չափումը, ρ -ն՝ նմուշի *l* տիրույթում լարման անկման չափումը։

Կիսահաղորդչային նմուշով և էլեկտրոդներով տակդիրն ամրացվում է էլեկտրամագնիսի խարիսխին, նրա բևեռային ծայրոցների միջև համեմատաբար համասեռ մագնիսական դաշտում։

Հոլի ԷլՇՈւ-ի չափումը կատարվում է պոտենցաչափի օգնությամբ հետևյալ ձևով։ Միացվում և չափվում է նմուշով անցնող հոսանքը մագնիսական դաշտի բացակայությամբ։ Եթե Հոլի էլեկտրոդները նմուշի վրա տեղակայված են խիստ համաչափ, ապա հոսանքի առկայությամբ դրանց միջև պոտենցիալների տարբերություն չի գրանցվի։ Բայց քանի որ այդ էլեկտրոդները խիստ համաչափ տեղակայել հնարավոր չէ, ապա մագնիսական դաշտի բացակայությամբ Հոլի էլեկտրոդների միջև առաջանում է պոտենցիալների որոշակի U_R տարբերություն։ Պոտենցաչափի օգնությամբ՝ համակշոման մեթողով որոշվում է U_R -ը և այնուհետև միացվում մագնիսական դաշտը։ Այդ դեպքում Հոլի էլեկտրոդների միջև առաջանում է պոտենցիալների $U = U_R + \mathcal{E}_H$ տարբերություն,

որտեղ \mathcal{E}_H - ը Հոլի ԷլՇՈւ-ն է։ Ընդհանուր առմամբ հոլյան էլեկտրոդների միջև, բացի U_R լարումից և Հոլի ԷլՇՈւ-ից, առաջանում են՝ ջերմա-ԷլՇՈւ, էլեկտրոլիտային ծագմամբ ԷլՇՈւ (պայմանավորված նմուշի աղտոտվածությամբ) և այլ ԷլՇՈւ-ներ՝ պայմանավորված գալվանամագնիսական և ջերմամագնիսական երևույթներով։ Եթե վերջիններիս գումարը նշանակենք \mathcal{E}_q -ով, ապա կարող ենք գրել, որ մագնիսական դաշտի առկայությամբ պոտենցաչափի գրանցած պոտենցիալների տարբերությունը՝

$$U = U_R + \mathcal{E}_H + \mathcal{E}_q:$$
(1u)

Հոլի ԷլՇՈւ-ն որոշելիս U_R -ը և \mathcal{E}_q -ն բացառելու համար հոլյան էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների U տարբերությունը անհրաժեշտ է չափել երկու անգամ, մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում։ Ընդ որում, անհրաժեշտ է տարբերել երկու դեպք՝

u.
$$|U_R + \mathcal{E}_q| < |\mathcal{E}_H|$$
, p. $|U_R + \mathcal{E}_q| > |\mathcal{E}_H|$: (2u)

Մագնիսական դաշտի երկու հակադիր ուղղությունների դեպքում հոլյան էլեկտրոդների միջև լարումը ա. դեպքում կարտահայտվի

$$U_{1} = U_{R} + \mathcal{E}_{q} + \mathcal{E}_{H},$$

$$U_{2} = -(U_{R} + \mathcal{E}_{q}) + \mathcal{E}_{H}, \quad \mathcal{E}_{H} = \frac{U_{1} + U_{2}}{2}$$
(3u)

առնչություններով, իսկ բ. դեպքում՝

$$U_{1} = U_{R} + \mathcal{E}_{q} + \mathcal{E}_{H},$$

$$U_{2} = U_{R} + \mathcal{E}_{q} - \mathcal{E}_{H}, \qquad \mathcal{E}_{H} = \frac{U_{1} - U_{2}}{2}$$
(4u)

առնչություններով։

 \mathcal{E}_{H} -ի որոշման (3ա) կամ (4ա) բանաձևերի կիրառման հարցը որոշվում է $|U_{R} + \mathcal{E}_{q}|$ և $|\mathcal{E}_{H}|$ -ի միջև առնչությամբ։ Այդ նպատակով հոլյան հպակների միջև պոտենցիալների տարբերությունը չափվում է մագնիսական դաշտի բացակայության (U_{R}) և նրա առկայության (U) դեպքում և որոշվում $\mathcal{E}_{H} = U - U_{R}$: Քանի որ, սովորաբար, $\mathcal{E}_{q} << U_{R}$, համեմատելով \mathcal{E}_{H} և U_{R} մեծությունները, պարզում ենք $|U_{R} + \mathcal{E}_{q}|$ և $|\mathcal{E}_{H}|$ -ի միջև առնչությունը։ Դրանից հետո չափվում են պոտենցիալների U_{1} և U_{2} տարբերությունները մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում (I = const, H = const) և (3ա) կամ (4ա) բանաձևերից մեկով որոշում Հոլի ԷլՇՈւ-ի արժեքր տվյալ I-ի և H-ի համար։

Հոլի ԷլՇՈւ-ի չափումները կատարվում են մագնիսական դաշտի լարվածության, ինչպես նաև նմուշով անցնող հոսանքի տարբեր արժեքների դեպքում: $|\mathcal{E}_{H}| > |U_{R} + \mathcal{E}_{q}|$ դեպքում Հոլի ԷլՇՈւ-ի ուղղությունը (բևեռայնությունը) որոշվում է պոտենցաչափով, քանի որ հոլյան էլեկտրոդների միջև լարումը համակշռելու համար, պոտենցաչափից դրան հանդիպակաց տրվում է հայտնի բևեռայնությամբ լարում: $|\mathcal{E}_{H}| < |U_{R} + \mathcal{E}_{q}|$ դեպքում, մագնիսական դաշտի բացակայությամբ նմուշով հոսանք բաց թողնելով, համակշռվում է *U* լարումը և նշվում դրա բևեռայնությունը: Այնուհետև միացվում է մագնիսական դաշտը և նշվում *U*-ի մեծացման կամ փոքրացման փաստը։ Եթե մագնիսական դաշտում *U*-ն մեծանում է, ապա \mathcal{E}_{H} -ի նշանը համընկնում է *U*-ի նշանի

Որոշելով նմուշով անցնող հոսանքի ուղղությունը, մագնիսական դաշտի լարվածության հայտնի ուղղությունը և Հոլի ԷլՇՈւ-ի բևեռայնությունը, ձախ ձեռքի կանոնով որոշվում է ազատ լիցքակիրների նշանը հետազոտվող խառնուկային կիսահաղորդչում։

Նմուշի տեսակարար դիմադրությունը որոշելու համար պոտենցաչափի X հպակներին միացվում են *թ* - էլեկտրոդների ծայրերը և նմուշով անցնող հոսանքի տարբեր ուղղությունների դեպքում չափվում էլեկտրոդների միջև լարման *Ս*, անկումը։ Որոշելով *Ս*-ն որպես երկու չափումների միջին, կիսահաղորչային նմուշի տեսակարար դիմադրությունը հաշվվում է

$$\rho = \frac{U_{\rho}S}{Il} \tag{5u}$$

բանաձևով, որտեղ S = db-ն նմուշի լայնական հատույթի մակերեսն է, l-ը՝ ρ - էլեկտրոդների միջև հեռավորությունը։ \mathcal{E}_H -ի որոշված արժեքով, հոսանքի ուժի I մեծությամբ և մագնիսական դաշտի H լարվածությամբ որոշվում է Հոլի R հաստատունը՝

$$R_{H} = \frac{\mathcal{E}_{H}d}{IB} : \tag{6u}$$

 R_H -ի մի քանի չափում կատարելով, որոշվում է R_H -ի միջին արժեքը և $R_{H\delta h g}$ -ը տվյալ *I*-ի և *B*-ի դեպքում

$$R_{H_{\text{ulp}}} = \frac{1}{N} (R_1 + R_2 + \dots + R_N),$$
 (7m)

որտեղ *N*-ը չափումների թիվն է: $R_{H_{0}h_{2}}$ -ի օգնությամբ որոշվում է լիցքակիրների խտությունը (*n*-ը կամ *p*-ն)՝ $n = A/ceR_{H_{0}h_{2}}$:

Հայտնի ρ տեսակարար դիմադրության և Հոլի $R_{H_{\rm Why}}$ հաստատունի միջոցով որոշվում է լիցքակիրների միջին շարժունությունը՝

$$\mu = \frac{cR_{H\delta\hbar\varrho}}{A\rho}:$$
 (8u)

 R_H -ի և ρ -ի ջերմաստիձանային կախումները գտնելու նպատակով նմուշը տեղակայվում է ջերմաստատում, ապա որոշվում են $R_{H \circ h \circ}$ -ը և ρ -ն տարբեր ջերմաստիձաններում։ Չափումները կատարվում են 10–20Կ քայլով։ $R_{H \circ h \circ}$ -ի արժեքներով որոշում են լիցքակիրների խտության և շարժունության ջերմաստիձանային կախումները։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- Միացնել սարքը և նմուշով անցնող հոսանքի առկայությամբ համակշռման մեթոդով չափել հոլյան էլեկտրոդների միջն առաջացած պոտենցիալների U_R տարբերությունը մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում։
- Միացնել մագնիսական դաշտը և չափել հոլյան էլեկտրողների միջև պոտենցիալների U տարբերությունը։
- 3. Պարզել $|U_R + \mathcal{E}_q|$ -ի և $|\mathcal{E}_H|$ -ի միջև գործող առնչությունը։
- Մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում չափել հոլյան էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների տարբերությունը և հաշվել Հոլի ԷլՇՈւ-ն ըստ (3ա) կամ (4ա) բանաձևերի։
- 5. Պարզել Հոլի դաշտի բևեռայնությունը։
- 6. Հաշվել Հոլի *R_H* հաստատունի արժեքը (6ա) բանաձևով։
- 7. Կրկնել Հոլի հաստատունի չափումները մագնիսական դաշտի լարվածության և նմուշով անցնող հոսանքի տվյալ արժեքների դեպքում մի քանի անգամ և որոշել Հոլի հաստատունի ստացված արժեքների միջին թվաբանականը։

- Հոլի հաստատունի ստացված արժեքով որոշել լիցքակիրների խտությունը։
- Մագնիսական դաշտի բացակայությամբ չափել ρ էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների տարբերությունը և (8ա) բանաձևով հաշվել լիցքակիրների շարժունությունը։

ሀՏበԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- Բացատրել լիցքակիրների շարժման բնույթն էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում։
- 2. Ո՞ր մագնիսական դաշտն է կոչվում թույլ և որը՝ ուժեղ։
- Նկարագրել Հոլի երևույթը կիսահաղորդիչներում և բացատրել Հոլի ԷլՇՈւ-ի բևեռայնության կախումն ազատ լիցքակիրների նշանից։
- Ի՞նչ ֆիզիկական տեղեկատվություն կարելի է ստանալ Հոլի երևույթի ուսումնասիրմամբ։
- Կիսահաղորդչի ի՞նչ ֆիզիկական հատկություններ են ազդում Հոլի ԷլՇՈւ-ի արժեքի վրա։
- Բացատրել Հոլի գործակցի ջերմաստիճանային կախումը։ Ինչո՞ւ
 p տիպի կիսահաղորդչի ջերմաստիճանի բարձրացումը կարող է հանգեցնել Հոլի ԷլՇՈւ-ի նշանի փոփոխության։
- Ինչո՞ւ Հոլի էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների տարբերության չափումը պետք է իրականացնել երկու անգամ, մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. **В. Ф. Лысов.** Практикум по физике полупроводников. М., Просвещение, 1978.
- 2. **Ա. Ա. Կիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015։
- А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
- 4. **Վ. Լ. Բոնչ-Բրուևիչ, Ս. Գ. Կալաշնիկով,** Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 1988:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 9

ԲԱՐՁՐՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

1911 թ. Հ. Կամեռլինգ-Օնեսը հայտնագործեց գերհաղորդականության երևույթը, երբ ջերմաստիձանը ցածրացնելիս հաղորդչի դիմադրությունը որոշակի՝ տվյալ նյութին բնորոշ T_c կրիտիկական ջերմաստիձանից ներքև թռիչքաձև ընկնում է գործնականորեն մինչև զրո։ Ջերմաստիձանային տիրույթի լայնությունը, որում հաղորդչի դիմադրությունը դառնում է զրո, 10⁻³ – 10⁻⁴ Կ-ի կարգի է, ընդ որում, խառնուկների և կառուցվածքային արատների առկայությամբ մեծանում է։

Ի՞նչ ենք հասկանում, ասելով, որ հաղորդչի դիմադրությունը գործնականորեն դառնում է զրո։ Դիտարկենք մի օրինակ։ Մենյակային ջերմաստիձանում 1մմ հաստությամբ կապարե լարից պատրաստված r=5 սմ շառավղով օղակի դիմադրությունը 10⁻⁵ Oմ կարգի մեծություն է, իսկ գերհաղորդիչ վիձակում, երբ $T < T_c \approx 7,19$ Կ, այն, գնահատումների համաձայն, 10⁻¹³ Oմ կարգի է։

Մինչև 1986 թ. հայտնի էր ավելի քան 1000 ցածրջերմաստիձանային գերհաղորդիչ, որոնցից ամենաբարձր կրիտիկական ջերմաստիձան ուներ Nb_3Ge միջմետաղական միացությունը՝ $T_c = 22,3$ Կ։

1986 թ. շվեյցարացի գիտնականներ Կ. Մյուլերը և Ջ. Բեդնորցը հայտնագործեցին բարձրջերմաստիձանային գերհաղորդականության (ԲՋԳՀ) երևույթն իրենց սինթեզած *LaBaCuO* համակարգում, որի տեսակարար դիմադրությունը դառնում էր զրո $T_c = 35$ Կ ջերմաստիձանում: 1987 թ. ամերիկացի գիտնական Չուն *YBaCuO* միացությունում հայտնաբերեց անցում գերհաղորդիչ վիձակի $T_c = 90$ Կ ջերմաստիձանում: Մինչ այժմ ստացվել են ավելի բարձր կրիտիկական ջերմաստիձաններ. $T_c = 110$ Կ՝ $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ միացությունում, $T_c = 125$ Կ՝ $Tl_2Bi_2Ca_2Cu_3O_8$ միացությունում, $T_c = 150$ Կ՝ $Hg_1Ba_2Ca_2Cu_3O_8$ միացությունում: Գերհաղորդիչ վիճակը բնութագրվում է ոչ միայն զրոյական դիմադրությամբ, այլն գրեթե իդեալական դիամագնիսականությամբ, ինչպես նաև ջերմունակության, ջերմահաղորդականության, ջերմաէլեկտրական, մեխանիկական և նյութի այլ բնութագրերի խիստ արտահայտված յուրահատկություններով։

 $T = T_c$ կետում գերհաղորդիչ անցումը II կարգի ֆազային անցում է։ Ի տարբերություն նյութի ագրեգատային ֆազային անցումների, գերհաղորդիչ վիճակին անցումը կապված է գերհաղորդիչ նյութի էլեկտրոնային ենթահամակարգի վերակառուցման հետ։

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Գերհաղորդականություն։ Գերհաղորդիչների հիմնական բնութագրերը

Գերհաղորդականությունը, ինչպես և գերհոսունությունը և մագնիսականությունը, մակրոսկոպական քվանտային երևույթ է։ Գերհաղորդիչ օղակում գերհաղորդիչ հոսանքն ստեղծող լիցքակիրների համար տեղի ունի Ն. Բորի քվանտացման պայմանը, որի համաձայն՝ մագնիսական հոսքն օղակում փոփոխվում է ընդհատ ձևով մի մեծությամբ, որը մագնիսական հոսքի քվանտի՝ $\Phi_0 = hc/q$ մեծության ամբողջ թվով պատիկն է՝ $\Phi = n\Phi_0$, n = 1, 2, 3, ...: Գերհաղորդչում գրավված մագնիսական հոսքի մեծությունից կարելի է որոշել լիցքակիրների q լիցքը։ Հաստատվել է, որ և' ցածրջերմաստիձանային, և' բարձրջերմաստիձանային գերհաղորդիչներում լիցքակիրներն ունեն q = 2e լիցք, որը համընկնում է էլեկտրոնի լիցքի կրկնապատիկի հետ և գերհաղորդիչներում կապված էլեկտրոնային զույգերի գոյության ապացույցն է։

1933 թ. հայտնաբերվել է, որ թույլ մագնիսական դաշտը չի թափանցում գերհաղորդչի խորքը։ Այլ կերպ ասած, գերհաղորդչի ծավալում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան բացակայում է՝

$$0 = \boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi \boldsymbol{M} = \boldsymbol{H} (1 + 4\pi \boldsymbol{\chi}) = \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{H}, \qquad (1)$$

որտեղ M -ն արտաքին դաշտով մակածված հոսանքների ստեղծած մագնիսացվածությունն է, χ -ն՝ նմուշի մագնիսական ընկալունակությունը, μ -ն՝ մագնիսական թափանցելիությունը։

Գերհաղորդչում (ծավալում) արտաքին մագնիսական դաշտը զրոյացվում է ($\mu = 0$) Ֆուկոյի ստացիոնար հոսանքների սեփական մագնիսական դաշտով։ Չմարող մակածման հոսանքները կենտրոնացված են λ_L հաստությամբ մակերևութային շերտում, λ_L -ը կոչվում է մագնիսական դաշտի թափանցման խորություն։ Գերհաղորդչի իդեալական դիամագնիսականության ($\mu = 0$) երևույթը հայտնի է որպես Մայսներ-Орսենֆելդի երևույթ։

Մովորական (ատոմային) դիամագնիսականությունը և գերհաղորդչի դիամագնիսականությունը բնույթով տարբեր են։ Քանի որ մայսներյան (մակերևութային շերտի) հոսանքների ստեղծած մագնիսական դաշտն ուղղված է արտաքին (օրինակ՝ հաստատուն մագնիսի) մագնիսական դաշտին հակառակ, ապա գերհաղորդիչը վանվում է մագնիսից։

Գերհաղորդիչն անցնում է նորմալ վիճակի ոչ միայն ջերմաստիճանը բարձրացնելիս ($T > T_c$), այլ նաև մագնիսական դաշտում, որի Hլարվածությունը գերազանցում է H_c կրիտիկական դաշտը։ Վերջինիս համար տեղի ունի հետևյալ փորձառական բանաձևը՝

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2 \right]$$
(2)

Գերհաղորդչի անցումը նորմալ վիճակի արտաքին դաշտում $(T < T_c)$ ուղեկցվում է ջերմության կլանումով, այսինքն՝ I կարգի ֆազային անցում է, այնինչ մագնիսական դաշտի բացակայությամբ ֆազային անցումը չի ուղեկցվում ջերմության կլանումով, սակայն թոիչքով փոխվում է ջերմունակությունը. նշանակում է, որ այդ ֆազային անցումը II կարգի է:

Ընդ որում, թռիչքով փոխվում է ջերմունակության էլեկտրոնային մասը։ Նորմալ մետաղում, ինչպես հայտնի է, էլեկտրոնային C_{en} ջերմունակությունը ջերմաստիձանից կախված է գծայնորեն՝ $C_{en} \sim T/T_F$, որտեղ T_F -ը Ֆերմիի ջերմաստիձանն է։ Գերհաղորդիչ՝ S - ֆազում $C_{es} \sim C_{en} \exp(-\Delta/k_B T)$, որտեղ $\Delta \approx 1,7Sk_BT_c$: $T \leq T_c$ տիրույթում գերհաղորդիչ վիձակում էլեկտրոնային ջերմունակությունն ավելի մեծ է, քան նորմալ C_{en} ջերմունակությունը, այնպես որ

$$C_{es} = T \frac{dS_s}{dT} > C_n = T \frac{dS_n}{dT},$$
(3)

որտեղ S_s -ը (S_n -ը) էլեկտրոնային գազի էնտրոպիան է գերհաղորդիչ (նորմալ) վիձակում։ (3) բանաձնից հետևում է, որ T_c -ից ցածր ջերմաստիձաններում էլեկտրոնային գազի էնտրոպիան (որպես անկարգավորվածության բնութագիր) ավելի արագ է նվազում S -ֆազում, քան n ֆազում։ Նշանակում է՝ բացի ջերմային շարժման՝ սառեցումով պայմանավորված կարգավորումից, ի հայտ է գալիս կարգավորման լրացուցիչ տեսակ և կարգավորումից, ի հայտ է գալիս կարգավորման լրացուցիչ տեսակ և կարգավորումից, և ներդրում է տալիս dS / dT -ում։ Կարգավորման գերհաղորդիչ պարամետրը կապված է գերհաղորդիչ հոսանք ստեղծող էլեկտրոնների խտության հետ։ Գերհաղորդիչ ֆազում հաղորդականության էլեկտրոնների մի մասը կարծես խտանում է՝ վերածվելով «գերհոսելի հեղուկի», որը որպես ամբողջություն շարժվում է բյուրեղով։ Այդ շարժումը դիմադրությունը զրո է։

էլեկտրոնների նման վարքը բացատրվում է Բարդինի, Կուպերի և Շրիֆերի (ԲԿՇ) տեսությամբ, որտեղ որպես լիցքակիրներ հանդես են գալիս հակուղղված սպիներով և իմպուլսներով էլեկտրոնների զույգերը։ Զույգեր կազմում են Ֆերմիի մակերևույթի մոտ $k_B \theta$ լայնությամբ շերտի էլեկտրոնները, որոնք իրար ձգում են բյուրեղային ցանցի հետ փոխազդեցության հետևանքով (էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցություն)։ Էլեկտրոնային զույգերը (դրանց անվանում են կուպերյան) նկարագրվում են Բոզե-Այնշտայնի վիձակագրությամբ և դրանց բնորոշ է հիմնական վիձակում խտանալու միտումը (բոզե-այնշտանյան խտացում)։ T = 0 Կ ջերմաստիձանում և հոսանքի բացակայությամբ գերհաղորդչի հիմնական վիձակում, որը բնութագրվում է կոոելացման բարձր աստիձանով, իմպուլսային տարածության մեջ ֆերմի-մակերևույթի շրջակայքում վիձակները զբաղեցված են հակառակ սպիներով և իմպուլսներով կուպերյան զույգերով։ Բոլոր կուպերյան զույգերի հիմնական վիձակը ներկայացվում է մեկ կոհերենտ ալիքային ֆունկցիայով։ Հենց այս զույգերն են կազմում գերհոսելի էլեկտրոնային հեղուկ։ Այս վիձակը քանդելու համար պետք է գոնե մեկ կուպերյան զույգ տրոհել առանձին էլեկտրոնների, այսինքն՝ ծախսել կապի էներգիան հավասար 2 Δ էներգիա։ Ուստի, քանի դեռ գրգռման ազդեցությունը զույգի վրա չի գերազանցում 2 Δ -ն, գերհաղորդիչ հեղուկի էներգիան կփոխվի միայն կուպերյան զույգերի համակարգի կինետիկ էներգիայի փոփոխման հաշվին, և համակարգն իրեն կպահի որպես առանց շփման շարժվող գերհոսելի հեղուկ։

 $T \neq 0$ Կ ջերմաստիձանում միշտ կա վերջավոր հավանականություն, համեմատական $\exp(-2\Delta/k_BT)$ -ին, որ զույգը կտրոհվի առանձին էլեկտրոնների։ Այդպիսի՝ զույգ-զույգ չկապված էլեկտրոնները ներկայացնում են նորմալ էլեկտրոնային գազ (ավելի ձիշտ՝ էլեկտրոնային հեղուկ), որը բյուրեղում շարժվում է սովորական ձևով՝ շփմամբ։ Ջերմաստիձանի բարձրացմանը զուգընթաց կուպերյան զույգերի բաժինը նվազում է և ձգում զրոյի, երբ $T = T_c$:

Դասական ցածրջերմաստիձանային գերհաղորդիչներում կուպերյան զույգի չափը (կոհերենտության երկարությունը)՝ $\xi_0 \sim 10^{-4}$ սմ։ Խառնուկների առկայությամբ այն փոքրանում է և ազատ վազքի փոքր երկարությամբ՝ $l \ll \xi_0$ համաձուլվածքներում

$$\boldsymbol{\xi} \sim \left(l \boldsymbol{\xi}_0 \right)^{1/2} : \tag{4}$$

Մագնիսական դաշտի՝ գերհաղորդիչ թափանցման այսպես կոչված լոնդոնյան երկարությունը՝

$$\lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s}\right)^{1/2},\tag{5}$$

որտեղ n_s -ը «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնների խտությունն է։

Ըստ հատկությունների՝ գերհաղորդիչները դասակարգվում են I և II սեոի գերհաղորդիչներ՝ կախված Գինզբուրգ-Լանդաուի

$$a = \frac{\lambda_L}{\xi} \tag{6}$$

չափազուրկ պարամետրի արժեքից։ Եթե $T \sim T_c$ շրջակայքում $\ll <1/\sqrt{2}$ և գերհաղորդչի սահմանային շերտի 1սմ² մակերեսի մակերևութային էներգիան դրական է՝ $\sigma_{ns} > 0$, ապա գերհաղորդիչն անվանում են I սեոի։ Մինչ այժմ դիտարկվել են I սեոի գերհաղորդիչները, որոնք $H < H_c$ և $T < T_c$ պայմաններում ամբողջ ծավալում, բացի λ_L հաստությամբ մերձմակերևութային շերտից, գերհաղորդիչ վիճակում են, իսկ երբ $H > H_c$, գերհաղորդականությունը վերանում է նմուշի ամբողջ ծավալում։

Եթե $T \sim T_c$ շրջակայքու
մ $\alpha > 1/\sqrt{2}$ և $\sigma_{ns} > 0$, ապա գերհաղորդիչն անվանում են II սեռի։

ԲՋԳՀ-ներին բնորոշ են փոքր Հ -եր և մեծ *֎* -ներ, ուստի դրանք II սեռի գերհաղորդիչներ են։ Ցածրջերմաստիձանային I սեռի գերհաղորդիչները կարելի է վերածել ԲՋԳՀ-ների՝ ներածելով խառնուրդ, քանի որ այդ դեպքում, համաձայն (4) բանաձևի՝ կարելի է ապահովել

$$\xi \sim \left(l\xi_0\right)^{1/2} \ll \lambda_L \quad \text{yuuf } a \gg 1 \tag{7}$$

պայմանի իրականացումը։

I և II սեռի գերհաղորդիչների վարքն ուժեղ մագնիսական դաշտերում էապես տարբեր է։ Նկ. 1-ում և նկ. 2-ում պատկերված են մագնիսական դաշտի *B* ինդուկցիայի և *M* մագնիսացվածության բնութագրական կախումները երկայնական *H* մագնիսական դաշտից գերհաղորդիչ գլանային նմուշներում։

Քանի դեռ $H < H_{c1}$ ստորին կրտիկական դաշտի լարվածությունից, II սեռի գերհաղորդիչն իրեն պահում է ինչպես I սեռի գերհաղորդիչ։ H_{c1} -ը դաշտի լարվածության այն արժեքն է, մինչ որը II սեռի գերհաղորդչում դիտվում է Մայսների երևույթը։ H_{c1} -ը իդեալական դիամագ-



Նկ. 1. Մագնիսական ինդուկցիայի կախումն արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունից II սեռի գերհաղորդչում. $H_{c1}(H_{c2})$ -ը ստորին (վերին) կրիտիկական դաշտն է, H_c -ն` կրիտիկական դաշտն I սեռի գերհաղորդչում:



նիսի կրիտիկական դաշտն է։ $H > H_{c1}$ դաշտը մասամբ թափանցում է գերհաղորդիչ։ Ընդ որում, գերհաղորդականությունը չի անհետանում, սակայն գերհաղորդչում ի հայտ է գալիս n-ֆազի տիրույթ՝ նորմալ նյութի թելերի տեսքով, որոնց մակերևույթներին առաջանում են մրրկային շրջանային հոսանքներ (Աբրիկոսովի մրրիկներ)։ Այսպիսի «խառը» վիձակը տրված պայմաններում էներգիապես ավելի ձեռնտու է։

Մրրկային թելն ունի հետևյալ կառուցվածքը։ Գերհաղորդիչ թափանցող H մագնիսական դաշտն առավելագույնն է թելի կենտրոնում, ~ λ_L շառավղով տիրույթում, իսկ թելի ~ ξ շառավղով միջուկը նորմալ վիճակում է, այնպես որ $\lambda_L - \xi$ հաստությամբ շերտում հոսում են մրրկային չմարող հոսանքներ։ $H = H_{c1}$ դաշտում մրրիկների միջն հեռավորությունը՝ ~ λ_L : Դաշտի մեծացմանը զուգընթաց մրրիկների քանակն աճում է, դրանց միջև հեռավորությունը փոքրանում է այնքան, որ էական է դառնում մրրիկների փոխազդեցությունը, և առաջանում է մրրիկների երկչափ ցանց (նկ. 3)։

Երբ $H = H_{C2}$ (վերին կրիտիկական դաշտ), մրրիկների միջև հեռավորությունը դառնում է ξ -ի կարգի, և գերհաղորդիչն անցնում է նորմալ (*n*) վիճակի։

II սեռի գերհաղորդչի համար ներմուծվում է ջերմադինամիկական կրիտիկական H_c դաշտի գաղափարը՝

$$H_c \simeq (H_{c1}H_{c2})^{1/2}$$
: (8)

Դա այն դաշտն է, որը բնութագրում է I սեռի գերհաղորդիչը նույն՝ *H_c* ջերմաստիձանով։ Նկ. 2-ում *OBB*' և *OAA*' մակերեսների հավասարությունից հետևում է կապ *H_{c2}* և *H_c* պարամետրերի միջև.

$$H_{c2} = \sqrt{2}\alpha H_c \sim \frac{\lambda_L}{\xi} H_c:$$
(9)

Գերհաղորդիչ վիճակը կարող է քանդվել ոչ միայն նմուշը տաքացնելիս կամ մագնիսացնելիս, այլ նաև այն դեպքում, երբ նրանով մեծ հոսանք է անցնում։ Կրիտիկական ՝ j_c հոսանքը պետք լինի այնպիսին, որ արտաքին դաշտի բացակայությամբ գերհաղորդչի մակերևույթին առաջացած (j_c -ով) մագնիսական դաշտի լարվածությունը հավասարվի H_c -ին։ I սեռի զանգվածեղ գերհաղորդիչներում $j_c \sim H_c$: II սեռի գերհա-


Նկ. 3. Միջանկյալ վիճակ։ Նորմալ միջուկները (մգացված) շրջապատված են գերհաղորդիչ մրրիկներով։ Ուղղաձիգ հատվածները պատկերում են միջուկ թափանցող մագնիսական հոսքը։ Մակերևութային հոսանքն ապահովում է գերհաղորդչի ընդհանուր դիամագնիսականությունը։

ղորդիչներում H_{c2} և j_c մեծությունները որոշվում են անկախ պատձառներով. H_{c2} -ը տրվում է էլեկտրոնային կառուցվածքով, իսկ j_c -ն՝ բյուրեղային կառուցվածքի արատներով (բաղադրության անհամասեռություններ, թափուրքներ, դիսլոկացիաներ և այլն)։

2. Բարձրջերմաստիձանային գերհաղորդականություն

Ներկայում սինթեզված են մեծ թվով բարձրջերմաստիձանային գերհաղորդիչներ և հետազոտվել են դրանց հատկությունները։ Պարզվել է, որ բոլոր ԲՋԳՀ-ները նորմալ ֆազում ունեն ավելի փոքր հաղորդականություն, քան մետաղները. $T > T_c$ ջերմաստիձանում դրանց տեսակարար դիմադրությունը՝ $\rho \sim 200$ մկՕմ · սմ։ T = 67 Կ ջերմաստիձանում պղնձի տեսակարար դիմադրությունը 0,163 մկՕմ · սմ է։ ԲՋԳՀ նորմալ ֆազի յուրահատկությունը $\rho \sim T$ գծային կախումն է, ընդ որում, դիմադրության ջերմաստիձանային գործակիցը՝ $d\rho / dT$ -ն մեծ է։ Էական է, որ $\rho \sim T$ կախումը, ի տարբերություն նորմալ մետաղների և ցածրջերմաստիձանային գերհաղորդիչների, չի խախտվում $T \sim \theta$ տիրույթում։ Հոլի գործակցի և ջերմաԷլՇՈւ-ի դրական նշանը ԲՋԳՀ-ներում վկայում են խոռոչային հաղորդականության մասին։

Խեցեղեն ԲՋԳՀ-ներում հոսանքի j_c կրիտիկական խտությունը, բացի վերը նշված գործոններից, կախված է նաև բյուրեղահատիկների միջև միջֆազային սահմանների վիճակից։ ԲՋԳՀ-ներին բնորոշ է պերովսկիտի (*BaTiO*₃) տիպի կառուցվածքը։ Նրանց նկատմամբ հետաքրքրությունը պայմանավորված է կրիտիկական T_c ջերմաստիճանի, H_{c2} -ի $(2-10^6$ Գս) և j_c -ի (5·10⁷ Ա/սմ²) բարձր արժեքներով։

Uju u2humuuhpnid չափվում են $YBa_2Cu_3O_7$ -ը (123 խեցեղեն) և $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_4$ (2233) ԲՋԳՀ-ների բնութագրերը։ Նվ. 4-ում պատկերված 123 միացության կառուցվածքը, որը հաստատվել է ռենտգենյան, նեյտրոնագրության և էլեկտրոնային դիֆրակցիայի մեթոդներով, պատկանում է ուղղանկյուն (ռոմբական) համակարգին (համաչափության տարածական խումբը՝ *Pnmm*), a=3,82A, b=3,88A և c=11,68A ցանցի հաստատուններով։ Իդեալական կառուցվածքի համար, եթե լրացվեն բոլոր թթվածնային թափուրքները, միացության քիմիական բանաձևը կլինի՝ $YBa_2Cu_3O_9$:

Թթվածնային թափուրքների առկայությունն իտրիումի ատոմների հարթության մեջ և պղնձի ատոմների չորս հարթություններում (նկ. 4) նպաստում են $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}(0<\delta<0,5)$ կառուցվածքի առաջացմանը, որը $T_c = 90$ Կ ջերմաստիձանով ԲՋԳՀ է։

YBa₂Cu₃O_{7-ծ} կառուցվածքով միաբյուրեղն ունի շերտավոր կառուցվածք, որով պայմանավորված է դրա էլեկտրական և մագնիսական հատկությունների անիզոտրոպությունը *ab* հարթության նկատմամբ (տես աղյուսակը)։

էապես անիզոտրոպ են H_{c1} և H_{c2} դաշտերի լարվածությունները, λ_L թափանցման խորությունը, կուպերյան զույգի ξ չափը, j_c կրիտիկական հոսանքը, a պարամետրը։



Ul.4 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ խьдарай Р2942-р руппраршури циплидидер. ● - Y -р шилли, ● - Ba -р шилли, ● - Cu2 -р шилли, ○ - O -р шилли, × -редиобищури рициппрр, \otimes -YBa_2Cu_3O_7 орелллигиции циплидидерли, и YBa_2Cu_3O_6 риплицири циплидидерли редиобищури риципправарр

ԲՋԳՀ խեցեղենն իր էլեկտրական հատկություններով էապես տարբերվում է ավանդական գերհաղորդիչներից։ Դրան բնորոշ են H_{c1} -ի փոքր և H_{c2} -ի շատ մեծ՝ գործնականորեն անհասանելի արժեքները, որի հետևանքով այն դասվում է II սեռի արտակարգ գերհաղորդիչների շարքում։ 123 խեցեղենն ունի ավանդական գերհաղորդիչներին բնորոշ $\lambda_L \sim 10^{-5}$ սմ թափանցման խորություն, սակայն $\xi(0) \sim 10^{-7}$ սմ արժեքը երկուսից երեք կարգով փոքր է։ $\xi(0)$ -ի փոքր արժեքները վկայում են

		Աղյուսակ	
Պարամետր	Պարամետրի արժեքը		
	$H \perp ab$	$H \ ab$	
Չափված պարամետրեր			
T_c		88Կ	
<i>Н_{с1}</i> (4,5Ч)	0,005SL	0,5SL	
$\left(dH_{C1}/dT\right)_{T_c}$	2,3Sl/A	0,46Sj/Y	
j _c	$3,2 \cdot 10^6 \text{U/u} \text{u}^2$	1,6 · 10⁵U/uป²	
Հաշվարկված պարամետրեր			
$H_{c1}(0)$	—	2,7SL	
$H_{C2}(0)$	140SL	29Տլ	
$\xi(0)$	34 A	7 A	
$\lambda_{_L}$	260 A	1250 A	
æ	7,6	37	

կապված վիճակում փոխազդեցությունների ուժգնության մասին, որոնք հանգեցնում են կուպերյան զույգերի տեղայնացման։

Նշենք նաև մի շարք կարևոր հանգամանքներ, որոնք կարող են էական լինել ԲՋԳՀ-ի մեխանիզմը հասկանալու համար։ Այսպես, օրինակ, խեցեղենի գերհաղորդիչ հատկություններն էապես չեն փոփոխվում, երբ իտրիումը փոխարինվում է հազվագյուտ հողերի խմբի որևէ տարրով, ինչպես նաև *Ba* -ը մասնակիորեն *Sr* -ով փոխարինելիս։

Մյուս կողմից, թթվածնի պակասորդի դեպքում կամ պղինձը և թթվածինն այլ տարրերով փոխարինելիս տեղի է ունենում գերհաղորդիչ հատկությունների աստիձանական վատթարացում, ընդհուպ մինչև անհետանալը։

Էլեկտրաֆիզիկական հատկությունների անիզոտրոպության հետ մեկտեղ, այս փաստերը վկայում են այն մասին, որ հիմնական պատահույթներն ընթանում են *CuO* -ի շերտերում, որոնք մոտ են *Y* ատոմին (նկ. 4-ում ընդգծված հարթությունները)։ $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_4$ խեցեղենը նույնպես ունի պերովսկիտի կառուցվածք, սակայն տարրական բջիջն ունի ավելի բարդ կառուցվածք։ Դրա կրիտիկական ջերմաստիճանը՝ $T_c = 110$ Կ, իսկ մնացած պարամետրերն ունեն մեծության նույն կարգի արժեքներ, ինչ որ 123 խեցեղենը։

Գործնական մաս. գերհաղորդչի կրիտիկական պարամետրերի որոշումը

Գերհաղորդիչների գործնականում կիրառության համար կարևոր են նրա երեք կրիտիկական բնութագրերը. անցման T_c կրիտիկական ջերմաստիձանը, հոսանքի j_c կրիտիկական խտությունը և մագնիսական դաշտի H_c կրիտիկական լարվածությունը։ Բացի դրանից, գերհաղորդչի համասեռության և որակի կարևոր բնութագիրն է գերհաղորդականության անցման ΔT տիրույթի լայնությունը։ Այս աշխատանքում որոշվում են նշված (բացի H_c -ից) մեծութունները նկ. 5-ում և նկ. 6-ում պատկերված $\rho(I)$ և U(I) կախումներից, իսկ անցման $\Delta T = T_2 - T$, լայնությունը՝ նկ. 5-ից։



Նկ. 5.Գերհաղորդչի տեսակարար դիմադրության կախումը ջերմաստիձանից



Նկ. 6. Գերհաղորդիչ նմուշի վոլտ-ամպերային բնութագիծը

Նկ. 6-ում կետագծով պատկերված է վոլտամպերային բնութագծի գծային արտարկումը փոքր հոսանքների տիրույթ, որտեղ նմուշը գերհաղորդիչ վիճակում է: $j_c = I_c / S$, որտեղ S-ը գերհաղորդչով անցնող հոսանքի համար նմուշի ամենանեղ կտրվածքի մակերեսն է։

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈԴԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Չափումները կատարվում են 4-հպակային սխեմայով, որը բացառում է «մետաղ-գերհաղորդիչ» հպումով պայմանավորված սիստեմատիկ սխալանքը։ Չափման պրոցեսում հոսանքի փոփոխման տիրույթը տալիս է դասախոսը։

Նկ. 7-ում պատկերված է գերհաղորդչի պարամետրերի չափման սխեման, նկ. 8-ում՝ սառնապահպանիչի (կրիոստատի) կառուցվածքը։

1 խորացման մեջ (նկ. 8) $\rho(I)$ -ի չափման ընթացքում միշտ պետք է հեղուկ ազոտ լինի։ Հենքային ջերմազույգով որոշվում է 2 խորացման մեջ դրված նմուշի ջերմաստիձանը հեղուկ ազոտի եռման ջերմաստիձանի՝ T_{եո}=77,6 Կ (p = 1մթն) նկատմամբ։ $\rho(I)$ -ի չափումը կատարվում է 2 խորացման հատակին հեղուկ ազոտի վերջանալուց հետո ջերմաստիձանի բարձրացմանը զուգընթաց։



Նկ. 7. Գերհաղորդչի պարամետրերի չափման սխեման. ՋԶ՝ ջերմազույգ, ՆՄ՝ նմուշ, ՀԿԱ՝ հոսանքի կարգավորվող աղբյուր, Ի՝ ինքնագրիչ

Նկ. 7-ի սխեմայի համաձայն՝ նմուշի 1 և 4 հոսանքային հպակները միացված են հոսանքի ղեկավարվող աղբյուրին (ՀՂԱ), իսկ պոտենցիալային հպակները՝ «Y» ինքնագրիչի մուտքին։ Ինքնագրիչի «X» մուտքին դրվում է հենքային (ՋԶ₁) և չափիչ (ՋԶ₂) ջերմազույգերի ջեր-



Նկ. 8. ԲՋԳՀ պարամետրերի չափումներում օգտագործվող սառնապահպանիչի սխեման. 1. ՋՋ-ը 77 Կ-ում պահելու համար արված փոս, 2. ՋՋ-ի և նմուշի համար արված փոս, 3. պենոպլաստե իրան, 4. պղնձե թիթեղ

մաէլՇՈւ-ների տարբերությունը։ Քանի որ ջերմազույգի էլՇՈւ-ն ջերմաստիձանից կախված է ոչ գծայնորեն, ինքնագրիչի գրանցման կորը $\rho(T)$ կախումը ջերմաստիձանից աղավաղված է պատկերում։ Ուստի իրական $\rho(T)$ կախումն այդ կորից ստանալու համար անհրաժեշտ է, օգտվելով քանոնից և ջերմազույգի աստիձանավորման գրաֆիկից, իմանալով ինքնագրիչի աստիձանավորումն ըստ «X» և «Y» մուտքերի, վերակառուցել ինքնագրիչի տված կորը։ Կարելի է նաև, օգտվելով ջերմազույգի աստիձանավորման գրաֆիկից, ինքնագրիչի տված կորի վրա անցնել ոչ հավասարաչափ ջերմաստիձանային ցուցնակի։

Մագնիսական դաշտում տեղադրված գերհաղորդչում չմարող հոսանքի չափումը

Իմանալով գերհաղորդիչ օղակի *m* զանգվածը՝ կարելի է որոշել մագնիսական դաշտում *I* հոսանքով օղակի վրա դաշտից ազդող ուժը (նկ. 9)՝

$$F = 2\pi r I B_{\perp} = mg, \qquad (10)$$



Նկ. 9. 1. հաստատուն մագնիս, 2. գերհթթվածնային թափուրքներըաղորդիչ օղակ, X - օղակի հեռավորությունը

որտեղ r-ն օղակի ներքին (r_i) և արտաքին (r_e) շառավիղների միջին թվաբանականն է, $B_{\perp}(B_{II})$ -ը՝ մագնիսական ինղուկցիայի (պրոյեկցիայի) օղակի (շրջանային մագնիսի) առանցքի (առանցքին ուղղահայաց) ուղղությամբ։

Հոսանքն օղակում՝

$$I = \frac{\Phi}{L},\tag{11}$$

որտեղ $\Phi = \pi r^2 B_{II}$ -ը հոսանքի կոնտուր թափանցող մագնիսական հոսքն է, L-ը՝ օղակի ինդուկտիվությունը, որը տրվում է

$$L \approx 4\pi r \left\lfloor \ln\left(\frac{8r}{a}\right) - \frac{7}{4} \right\rfloor \tag{12}$$

բանաձևով, որտեղ $a = (r_i - r_e)/2$ մեծությունն օղակի արդյունարար շառավիղն է: (10) և (11) բանաձևերից որոշվում է I հոսանքն օղակում, իսկ հոսանքի խտությունը՝

$$j = \frac{I}{d(r_i - r_e)},\tag{13}$$

որտեղ d -ն օղակի հաստությունն է։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- 1. Օգտվելով ջերմազույգի աստիձանավորման գրաֆիկից՝ որոշել ho(T) կախումը և կառուցել դրա գրաֆիկը, որոշել T_c -ն, ΔT -ն, ho_n -ը T = T սեն. ջերմաստիձանում։
- 2. Որոշել U(I) կախումը և կառուցել դրա գրաֆիկը, որոշել $j_c = I_c / S$ մեծությունը (S -ը նմուշի միջնակապի մակերեսն է)։
- 3. Չափել գերհաղորդիչ օղակում չմարող հոսանքը։ Դրա համար օղակը սառեցնել հեղուկ ազոտում։ Քանոնով չափել օղակի հեռավորությունը մագնիսից (նկ. 9)։ Օգտվելով $B_{II}(x)$ -ի և $B_{\perp}(x)$ -ի աստիձանավորման գրաֆիկներից՝ որոշել հոսանքը օղակում երկու ձևով. ա. (5) բանաձևից և $B_{\perp}(x)$ -ից, բ. (6, 7) բանաձևից և $B_{II}(x)$ -ից։ Որոշել օղակում հոսանքի խտությունը (8) բանաձևով։

ՍՏՈԻԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

- Բացատրել մետաղների («մաքուր» և «կեղտոտ»), կիսահաղորդիչների և գերհաղորդիչների տեսակարար դիմադրության կախումը ջերմաստիձանից։
- I և II սեռի ֆազային անցումներ։ Գերհաղորդիչների և նորմալ մետաղների ջերմունակությունների կախումը ջերմաստիձանից։

- Գերհաղորդչի դիամագնիսականությունը և դրա տարբերությունը սովորականից։
- 4. Բացատրել *H_c* կրիտիկական դաշտի կախումը ջերմաստիձանից։
- 5. Γ΄ նչ է թափանցման լոնդոնյան λ_L խորությունը։
- 6. Ի՞նչ է կոհերենտության երկարությունը։
- 7. I և II սեռի գերհաղորդիչներ։
- ۴նչպե՞ս կարելի է փորձով ապացուցել էներգիական սպեկտրում ձեղքի գոյությունը։
- Ինչպե՞ս կարելի է փորձով ապացուցել, որ գերհաղորդիչների լիցքակիրները կուպերյան զույգերն են։
- 10. ԲՋԳՀ-ների հիմնական հատկությունները։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.
- 2. В. В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1982.
- 3. **Ա. Ա. Կիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015։
- 4. В. А. Иванов. Сверхпроводимость и сверхпроводники: основные понятия и свойства, Журн. неорг. химии, 1990, т. 35, В. 4, стр. 1024-1067.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 10

^{YBa₂Cu₃O_{7-x} ԹԱՂԱՆԹԻ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԻՃԱԿԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԵՎ ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐ ՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ (տես Աշխատանք 9) ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ}

Ծանոթանանք գերհաղորդչի դիմադրական վիձակի տեսության որոշ տարրերի հետ։

Երկար ժամանակ համարվում էր, որ գերհաղորդիչը սովորական իդեալական հաղորդիչ է։ Սակայն 1938 թ. Մայսները և Օքսենֆելդը փորձնականորեն ցույց տվեցին, որ անկախ գերհաղորդիչ նմուշի նախապատմությունից, $T < T_c$ ջերմաստիձանում $H < H_c(T)$ լարվածությամբ մագնիսական դաշտը նմուշից դուրս է մղվում։ Նշանակում է՝ գերհաղորդիչ վիձակը բավարարում է երկու հավասարման՝ $\rho = 0$ և $\vec{B} = 0$, որտեղ \vec{B} -ն մասգնիսական դաշտի ինդուկցիան է գերհաղորդչում, իսկ ρ -ն՝ գերհաղորդչի տեսակարար դիմադրությունը։ Այսպիսով՝ գերհաղորդչի կարևոր բնութագիրը H_c կրիտիկական դաշտն է, որի դեպքում գերհաղորդչ վիձակը վերանում է։

Մայսների երևույթի գոյությունը չի նշանակում, որ մագնիսական դաշտը բոլորովին չի թափանցում գերհաղորդիչ, ինչը կհակասեր Մաքսվելի հավասարումներին։ Մայսների երևույթի համաձայն՝ մագնիսական դաշտի լարվածությունը գերհաղորդիչ թափանցելիս շատ արագ նվազում է՝ ձգտելով զրոյի նրա խորքում։ Գերհաղորդիչ վիձակի կարևոր բնութագիր է նաև թույլ մագնիսական դաշտի՝ գերհաղորդիչ թափանցման խորությունը, երբ $T_c - T \ll T_c$.

$$\lambda(T) = \left(\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_e}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{z}} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2} = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2},$$
(1)

որտեղ m-ն էլեկտրոնի զանգվածն է, n_e -ն՝ էլեկտրոնների արդյունարար խտությունը։ Գերհաղորդիչ հոսանքի կրողները էլեկտրոնային կուպերյան զույգերն են, որոնց բնութագրական չափը կամ այլ կերպ՝ կոհերենտության երկարությունը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\xi(T) = 0.74\xi(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}; \ \xi(0) = 0.18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_c},$$
(2)

որտեղ v_F -ն գերհաղորդիչ էլեկտրոնների արագությունն է Ֆերմիի մակերևույթի վրա։

Ըստ մագնիսական հատկությունների գերհաղորդիչները բաժանվում են I և II սեռի գերհաղորդիչների։ I սեռի գերհաղորդիչներ են բոլոր տարր-գերհաղորդիչները, բացի նիոբիումից (*Nb*)։ Նիոբիումը, գերհաղորդիչ համաձուլվածքները և քիմիական միացությունները II սեռի գերհաղորդիչներ են։ Այս երկու խումբ գերհաղորդիչների տարբերությունը բնորոշվում է արտաքին մագնիսական դաշտում դրանց դրսևորած վարքով։

I սեռի գերհաղորդչի մագնիսացման կորը պատկերված է նկ. 1-ում։



Նկ. 1. I սեռի գերհաղորդչի մագնիսացման կորը

Արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունը մինչ H_c մեծացնելիս գերհաղորդչում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան չի փոխվում՝ մնալով հավասար զրոյի՝ B = 0: Երբ արտաքին դաշտի լարվածությունը հավասարվում է H_c -ն՝ $H = H_c$, գերհաղորդիչ վիճակը վերանում է, և դաշտը թափանցում է գերհաղորդչի մեջ՝ B = H:



Նկ. 2. II սեռի գերհաղորդչի մագնիսացման կորը

Դաշտի արտամղումը II սեռի գերհաղորդչից դիտվում է միայն լարվածության շատ փոքր՝ $H \le H_{c1}$ արժեքների դեպքում (նկ. 2): H_c -ից սկսած, գերհաղորդչում ի հայտ է գալիս \vec{B} վերջավոր ինդուկցիա, որն արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է, մինչ որ, ի վերջո, այն հավասարվում է արտաքին դաշտի լարվածությանը։ Դա տեղի է ունենում, երբ արտաքին դաշտի լարվածությունը հավասարվում է H_{c2} կրիտիկական արժեքին, որի դեպքում գերհաղորդիչն անցնում է նորմալ վիՃակի։

Մագնիսական դաշտը II սեռի գերհաղորդիչ է թափանցում քվանտային մրրկային թելերի տեսքով։ Յուրաքանչյուր մրրկային թել ունի նորմալ վիճակով միջուկ, որն ունի երկար և բարակ գլանի տեսք։ Այդ գլանի շուրջ հոսում է չմարող գերհաղորդիչ հոսանք, որն ուղղված է այնպես, որ նրա ստեղծած մագնիսական դաշտը համընկնում է արտաքին դաշտի ուղղության հետ։ Մրրիկի քվանտային բնույթն այն է, որ մրրիկը մագնիսական հոսքի $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Գս/սմ² քվանտ է կրում։

Հասկանալի է, որ մայսներյան (էկրանացնող) հոսանք առաջանում է նաև II սեռի գերհաղորդչում, սակայն նրա ներդրումը գերհաղորդչում եղած դաշտում (գերհաղորդչի մագնիսացվածության մեջ), արտաքին դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց ավելի ու ավելի ոչ էական է դառնում։ Արդյունքում՝ գերհաղորդչում մագնիսական դաշտի միջին ինդուկցիան գործնականորեն չի տարբերվում արտաքին դաշտի լարվածությունից։ Այսպիսով՝ II սեռի գերհաղորդիչներում, որոնց թվին են պատկանում նաև ԲՋԳՀ-ները, բավական թույլ մագնիսական դաշտերի կիրառումը հանգեցնում է նյութի մեջ մրրիկների տեսքով մագնիսական դաշտի գործնականորեն լրիվ թափանցմանը, որոնց խտությունը՝ $N = N_0 / S = \Phi / \Phi_0 \cdot S = H / \Phi_0$ (N_0 -ն մագնիսական հոսքի քվանտների թիվն է, S-ը՝ նմուշի՝ դաշտին ուղղահայաց ուղղությամբ կտրվածքի մակերեսը):

Կարո՞ղ է արդյոք այսպիսի գերհաղորդչով առանց կորուստների (դիսիպացման) հոսել մագնիսական դաշտի ուղղության ուղղահայաց \vec{j} տրանսպորտային հոսանք։ Տեսությունը կանխատեսում է (իսկ փորձը՝ հաստատում) որ դա հնարավոր չէ. եթե մագնիսական դաշտը մրրիկների տեսքով ներթափանցել է II սեռի իդեալական գերհաղորդիչ, ապա կրիտիկական հոսանքը շատ փոքր է։ Սակայն փորձից բխում է, որ այն կարելի է էապես մեծացնել, եթե նյութում ստեղծվեն կառուցվածքային բավականաչափ խոշոր արատներ։

Տրանսպորտային \vec{j} հոսանքը մրրիկի միավոր երկարության վրա ազդում է

$$\vec{f}_L = \frac{\Phi_0}{c} \left[\vec{j}, \vec{b} \right], \quad f_L = \frac{\Phi_0}{c} j \tag{3}$$

ուժով, որտեղ $\Phi_0 = hc/2e$ մեծությունը հոսքի քվանտն է, \vec{b} -ն՝ մրրիկի առանցքով ուղղված միավոր վեկտորը։ (3) արտահայտությունը բազմապատկելով միավոր մակերես անցնող մրրիկների թվով՝ $N = B/\Phi_0$, կստանանք միավոր ծավալի վրա ազդող Լորենցի ուժը՝

$$\vec{F}_L = \frac{B}{\Phi_0} \cdot \frac{\Phi_0}{c} \left[\vec{j}, \vec{b} \right] = \frac{1}{c} \left[\vec{j}, \vec{B} \right]:$$
(4)

Այս ուժի ազդեցությամբ մրրիկների ցանցը պետք է սկսի տեղաշարժվել։ Ենթադրենք, որ դրան խոչընդոտում է մածուցիկության ուժը, որը համեմատական է արագությանը։

Մեկ մրրիկի համար

$$\vec{f}_v = -\eta \vec{v}_L,\tag{5}$$

որտեղ \vec{v}_L -ը մրրիկի շարժման արագությունն է, իսկ η -ն՝ մածուցիկության գործակիցը։ Հավասարակշռության վիճակում $\vec{f}_L + \vec{f}_v = 0$, հետևաբար՝ (3) և (5) բանաձևերից կստանանք՝

$$\vec{v}_L = \frac{\Phi_0}{\eta c} \left[\vec{j}, \vec{b} \right]: \tag{6}$$

(6) բանաձևի համաձայն՝ մրրիկները տեղափոխվում են \vec{B} -ին և \vec{j} ին ուղղահայաց ուղղությամբ։ Մրրիկների այսպիսի տեղափոխությունը հանգեցնում է էլեկտրական դաշտի առաջացման։ Իրոք, եթե ցանցի հետ շարժվող համակարգում կա \vec{B} մագնիսական դաշտ, ապա անշարժ (լաբորատոր) համակարգում կծագի էլեկտրական դաշտ՝

$$\vec{E} = \frac{1}{c} \left[\vec{B}, \vec{v}_L \right]: \tag{7}$$

(7) բանաձևում տեղադրելով (6) առնչությունը և նկատի ունենալով, որ $\vec{b} = \vec{B} / B$ և $\vec{B} \perp \vec{j}$, կստանանը՝

$$\vec{E} = \frac{\Phi_0 B}{\eta c^2} \cdot \vec{j} \equiv \rho \vec{j}, \qquad (8)$$

հետևաբար՝

$$\rho = \frac{\Phi_0 B}{\eta c^2}$$

Եթե գերհաղորդիչը համասեռ է, ապա $H = H_{c2}$ դեպքում ρ տեսակարար դիմադրությունը պետք է հավասարվի նորմալ մետաղի ρ_n դիմադրությանը, հետևաբար՝

$$\rho_n = \frac{\Phi_0 H_{c2}}{\eta c^2} \,. \tag{10}$$

Այդ դեպքում

$$\eta = \frac{\Phi_0 H_{c2}}{\rho_n c^2} \tag{11}$$

և

$$\rho = \rho_n \frac{B}{H_{c2}}$$
 (12)

Այսպիսով՝ դիմադրության առաջանալը հետևանք է Լորենցի ուժի ազդեցությամբ մրրկային ցանցի շարժման։ Ուրեմն, եթե մրրկային ցանցը չշարժվի, այսինքն՝ $v_L = 0$, ապա (7) բանաձևից կհետևի, որ $\vec{E} = 0$ և, հետևաբար, $\rho = 0$ ՝ համաձայն (8) բանաձևի։ Նշանակում է՝ անհրաժեշտ է մրրիկները գամել նմուշի որոշակի մասերում, դրանք «կպցնել» նմուշին։ Մրրիկների սևեռման երևույթն անվանում են պինինգ (անգլերեն՝ pin-pորոց բառից)։

Իրական գերհաղորդիչները պարունակում են կառուցվածքային արատներ (միկրոխոռոչներ, այլ նյութի ներդրումներ, բյուրեղիկների սահմաններ և այլն), որոնք մրրիկների ամրացման կենտրոններ են դառնում։ Դրա հետևանքով մրրիկը տվյալ տիպի ամրացման (պինինգի) կենտրոնից կարող է պոկվել միայն բավականաչափ մեծ ուժով, այսինքն՝ նմուշով մեծ՝ $j > j_c$ հոսանք անցնելու դեպքում, երբ $f(j_c) = f_p$, որտեղ f_p -ն միայնակ մրրիկը «պոկելու» ուժն է։ Այն որոշվում է մրրիկի պոտենցիալ էներգիայով, որը միավոր երկարությամբ մրրիկի միջուկի համար տրվում է

$$U = \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \pi \xi^2 \sim f_p \xi \tag{13}$$

արտահայտությամբ, որտեղից

$$f_p \approx \frac{H^2_{cm}}{8} \xi:$$
 (14)

Եթե գերհաղորդչում կա *d* չափերով խոռոչ, ապա դրա վրա մրրիկի ամրանալու ուժը՝

$$f_{pd} \approx \frac{H^2_{cm}}{8} \xi d:$$
 (15)

Իսկ ի՞նչ հոսանք պետք է անցնի գերհաղորդչով, որպեսզի նրա ստեղծած Լորենցի ուժը «պոկի» մրրիկը խոռոչից։

Մրրիկի միավոր երկարության վրա ազդող Լորենցի ուժը տրվում է (3) բանաձևով՝ $j\Phi_0/c$, ուստի մրրիկի՝ խոռոչի հետ փոխազդող d երկարությամբ հատվածի վրա կազդի $j\Phi_0d/c$ ուժը, որը հավասարեցնելով (15) բանաձևով որոշված f_{pd} ուժին, կստանանք կրիտիկական հոսանքի արտահայտությունը.

$$\frac{H_{cm}^2 \xi d}{8} = \frac{j_c \Phi_0 d}{c}, \ u \ j_c = \frac{c H_{cm}^2 \xi}{8 \Phi_0}$$
(16)

Նկատի ունենալով $H_{cm} = \Phi_0 / 2\sqrt{2}\pi\lambda\xi$ կապը Φ_0 և H_{cm} մեծությունների միջև, (16) բանաձևից կստանանք՝

$$j_c = \frac{cH_{cm}\xi}{16\sqrt{2}\pi\lambda} = \frac{c\Phi_0}{64\pi^2\lambda^2\xi}:$$
(17)

Այս արտահայտությամբ որոշվող j_c հոսանքը կարգի Ճշտությամբ համընկնում է կուպերյան զույգը քանդելու համար անհրաժեշտ կրիտիկական հոսանքի հետ։ Այսպիսով՝ մրրիկը խոռոչից «պոկվելու» համար անհրաժեշտ է գերհաղորդչով անցկացնել առավելագույն հնարավոր գերհաղորդիչ հոսանք։ Նշանակում է՝ գերհաղորդչում բարենպաստորեն ստեղծված պինինգի կենտրոնները կարող են ապահովել գերհաղորդչում հոսող տրանսպորտային հոսանքի բավականաչափ մեծ արժեքներ։

Գերհաղորդչի վոլտ-ամպերային բնութագիրը (ՎԱԲ)

Իդեալական գերհաղորդչի ՎԱԲ-ը բաղկացած է երկու տեղամասից. E = 0, եթե $j < j_c E = j\rho_f$, երբ $j \gg j_c$: Իրական ՎԱԲ-ը տարբերվում է իդեալականից j_c -ի մոտ ոչ գծային տեղամասի առկայությամբ։ Սովորաբար $j \le j_c$ տիրույթում ՎԱԲ-ն ունի հետևյալ տեսքը.

$$E = E_0 \cdot \exp\left(\frac{j}{j_1}\right):$$
(18)

Էքսպոնենցիալ կախման տեղամասի բացատրությունը տրվում է Անդերսոնի տեսությամբ, որը հաշվի է առնում ջերմային ֆլուկտուացիաների հետևանքով պինինգի կենտրոնից մրրիկի պոկման վերջավոր հավանականությունը։

Եթե մի կենտրոնից մյուսն անկախ ցատկ կատարող մրրիկի երկարությունը *L* է, ապա, պոկման հաձախությունը՝

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{UL - fLa}{k_B T}\right) = v_0 \exp\left(-\frac{UL - fLa}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{aL\Phi_0}{ck_B T}j\right),$$
(19)

որտեղ *a*-ն այն երկարությունն է, որտեղ գործում է *fL* ուժը, որը փոքրացնում է *L* երկարությամբ մրրիկի կապի էներգիան։ (19) բանաձևը ձևափոխելիս օգտվել ենք մրրիկի միավոր երկարության վրա ազդող ուժի (3) բանաձևից։

Եթե ջերմային ֆլուկտուացիաներ չկան, ապա $f(j_c) = U/a$, իսկ (14) և (16) բանաձևերի համաձայն՝ $j_c = cU/a\Phi_0$: Հետևաբար, ՎԱԲ-ի համար (երբ $j < j_c$) կստանանք՝

$$E = E_0 \exp\left[-\frac{\Phi_0 La}{ck_B T} \left(j_c - j\right)\right] = E_0 \exp\left(-\frac{j_c - j}{j_1}\right) \sim \exp\left(\frac{j_c - j}{j_1}\right)$$
(20)

 $j_1 = ck_BT / \Phi_0 La$ բնութագրական մեծությունը կարելի է չափել ՎԱԲ-ի թեքությունից, և գնահատել *a* երկարությունը։ Բացի այդ, ՎԱԲ-ից կարելի է գնահատել $UL/k_BT = j_c / j_1$ կարևոր բնութագիրը, որը ցույց է տալիս նյութում պինինգի ուժեղության չափը։

Դժվար չի նկատել, որ $UL/k_BT \le 1$ դեպքում, անգամ տրանսպորտային հոսանքի բացակայությամբ, մրրիկների պոկման հավանականությունը մեծ է, ուստի կրիտիկական j_c հոսանքը փոքր է։

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթների ՎԱԲ-ի յուրահատկությունը

ԲՋԳՀ YBą Cų Q_x միացության ՎԱԲ-ի ոչ բոլոր տեղամասերն են ներկայում բացատրվում միարժեքորեն։ Դրա հիմնական պատճառներից մեկը նյութի խիստ անհամասեռությունն է (բյուրեղիկների միջև վատ հպակները)։ Ուստի թույլ՝ $H \le 100$ Գս դաշտերում j_c -ն փոքրանում է, որը կարելի է բացատրել հոսանքի՝ թաղանթի արատներով պայմանավորված նվազումով, այսինքն՝ թաղանթի հատույթի իրական մակերեսի փոքրացմամբ, որով անցնում է հոսանքը։

Այսպիսով՝ հոսանքի իրական խտությունը՝ $j = \alpha j_m$, որտեղ j_m -ը չափիչ հոսանքն է, $\alpha \gg 1$ ։ Նշենք, որ այս սխալը հանգեցնում է α -ի

մաս $_2$ տաբի գնահատականի բարձրացման, բայց չի ազդում UL/k_BT պարամետրի գնահատականի վրա։

 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -ի ՎԱԲ-ի առանձնահատկությունը $E \sim j^n (n \approx 3 \div 10)$ տեղամասի առկայությունն է, ինչպես նաև մածուցիկ հոսքին համապատասխանող $E = \rho_j \cdot j$ տեղամասի բացակայությունը։ Բավականաչափ մեծ $j > j_c$ հոսանքների դեպքում թաղանթը տաքանում է և անցնում նորմալ վիձակի՝ $\rho = \rho_n$:

 $E \sim \exp(j / j_1)$ տեղամասը դիտվում է միայն բավականաչափ փոքր՝ $\rho < 10^{-9}$ Օմ · սմ դիմադրության դեպքում և ընդգրկում է E -ի ոչ ավելի, քան երկու կարգի տիրույթ։

 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթները ներկայում բնութագրվում են T = 77 Կ և H = 0 դեպքում $j_c \approx 5 \cdot 10^6$ U/ud² կրիտիկական հոսանքով և H < 1000 Գս տիրույթում $j_c(H)$ թույլ կախումով։

ԴՐՈՅԺՄ ԻԺ ԴԳՂՍՍ ՐՈԹՍՉ ՆԿԱՐԱԳՈՂԻԹԺՈՆՆ

ho(T) -ի
և E(j) -ի չափումները կատարվում են նկ. 3-ում պատկերված սխեմայով սարքով։

Նկ. 4-ում պատկերված է ԲՋԳՀ թաղանթից ֆոտովիմագրությամբ պատրաստված, $b \times c = 10 \times 100$ մկմ² չափերով միկրոկամրջակը, որը դրված է տակդիրի (SrTiO₃, ZrO₂ և այլն) վրա։

Կամրջակով *I* տրանսպորտային հոսանք անցնելիս ծագող *u* լարումները չափվում են քառակետային սխեմայով։

Մխեման գործում է հետևյալ կերպ։ Հաստատուն հոսանքի ՀԱԱ1 աղբյուրից նմուշի 1-2 հպակներին տրվում է հոսանք։ Կամրջակի երկայնքով ծագող u լարումը տրվում է ՆՎ նանովոլտաչափի մուտքին։ Հոսանքը չափվում է Ա1 ամպերաչափով։ Նանովոլտաչափի ելքից ազդանշանը, որը համեմատական է u-ին, կարող է տրվել երկկոորդինատային Ի ինքնագրիչի Y մուտքին՝ գրանցման համար։



Նկ. 3. Չափիչ սարքի սխեման. Ն՝ նմուշ, ՀՀԱ1, ՀՀԱ2՝ հաստատուն հոսանքի աղբյուրներ, Ա1, Ա2՝ ամպերաչափներ, ՆՎ՝ նանովոլտաչափ, ՄՎ՝ միլիվոլտաչափ, Ի՝ ինքնագրիչ, Ու՝ ուժեղալար, ՋԴ՝ ջերմադիմադրություն, 1,2,3,4՝ նմուշի հպակներ

Նմուշի ջերմաստիձանը չափվում է ՋԴ ջերմադիմադրության միջոցով, որը նմուշի հետ լավ ջերմային հպման մեջ է (նկ. 3-ում ջերմային հպումը պատկերված է կետագծային ուղղանկյունով)։ Դիմադրության $R_r(T)$ աստիձանավորված կորը սարքում առկա է։ R_r -ն չափելու համար ՀՀԱ2 աղբյուրից նրանով բաց է թողնվում 100 մկԱ հոսանք, որը չափում է Ա2 ամպերաչափը։ R_r -ի վրա լարումը չափվում է ՄՎ միլիվոլտաչափով։ R_r -ին համեմատական ազդանշանը, Ու ուժեղարարով ուժեղացվելուց հետո, տրվում է Ի ինքնագրիչի *X* մուտքին՝ ջերմաստիձա-



Նկ. 4. Չափումներում օգտագործվող նմուշը. 1, 2, 3, 4՝ նմուշի հպակներ

նային սանդղակն ստանալու համար, որը ոչ գծային է ջերմադիմադրության՝ ջերմաստիձանից ոչ գծային կախման հետևանքով։

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

- Չափել թաղանթի ρ = Rlb / c տեսակարար դիմադրության կախումը ջերմաստիձանից (l -ը թաղանթի հաստատությունն է)։ Նմուշի ջերմաստիձանի փոփոխման արագությունն ընտրվում է հելիումի կամ ազոտի Դյուարի անոթում նմուշի բռնիչի դիրքով որոշակի մակարդակի վրա։
- 2. Որոշել գերհաղորդիչ վիճակին անցման T_1 ջերմաստիճանը և $\rho \to 0$ անցմանը համապատասխանող T_c ջերմաստիճանը։ Չա-փումները կատարել նմուշում 10 100 մկԱ հոսանքներով։
- Չափել կամրջակի ՎԱԲ-ը T = 77,3 Կ-ում։ Չափումների ժամանակ, նանովոլտաչափի ամենազգայուն սանդղակներում անհրաժեշտ է հաշվի առնել ԷլՇՈւ-ի մեծությունը, որը ծագում է պոտենցիալային հպակներում, երբ I = 0, մտցնելով համապատասխան ուղղում։
- 4. Կառուցել ՎԱԲ-ը գծային՝ E j, կրկնակի լոգարիթմական՝ $\log E \log j$ և կիսալոգարիթմական՝ $\log E j$ մասշտաբներով և որոշել.
 - ա. j_c կրիտիկական հոսանքի խտությունը ($\rho(j_c) = 10^{-9}$ Օմ · սմ),
 - բ. էքսպոտենտի j_1 ցուցիչը (եթե ՎԱԲ-ի այդ հատվածը կա),
 - գ. ՎԱԲ-ի աստիձանային վարքով տեղամասի *ո*ցուցիչը,
 - դ. պինինգի ուժի $UL/k_{\scriptscriptstyle B}T$ պարամետրը։

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ արժեք ունի ρ -ն ՎԱԲ-ի դիմադրության սկզբնական տեղամասում։ Համեմատեք այն ρ (100 Կ)-ի, ρ (300 Կ)-ի և T = 77 Կ-ում պղնձի տեսակարար դիմադրության հետ։

- 2. j_c / j_1 մեծության չափման արժեքի միջոցով գնահատենք թաղանթի հաստությունը, որի համար սպասելի է, որ T = 77 Կ-ում $j_c \rightarrow 0$:
- 3. Համարելով թույլ կապերի բաժինը 0,9 կարգի, այսինքն՝ $\alpha = 10$, գնահատեք պինինգի կենտրոնի *a* երկարությունը։
- Գնահատեք ՎԱԲ-ի «տաքացման» տեղամասն սկսելուն համապատասխանող հոսանքի՝ թաղանթի միավոր մակերեսին բաժին ընկնող, թաղանթում անջատված հզորությունը։

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1. В. В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1982.
- 2. М. Тинкхам. Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1980.
- 3. А. А. Абрикосов. Основы теории металлов. М., Наука, 1987.
- Ա. Ա. Կիրակոսյան, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:

Մեծություն	Նշանակում	Թվային արժեք և միավոր (CGSE)
Էլեկտրոնի հանգստի զանգված	т	$9,10956 \cdot 10^{-28} q$
Տարրական լիցք	е	$4,80325 \cdot 10^{-10} \text{CGSE}_{q}$
Պրոտոնի հանգստի զանգված	M_{p}	$1,67261 \cdot 10^{-24} \mathrm{q}$
Լույսի արագություն	С	2,997925·10 ¹⁰ uứ/վ
Պլանկի հաստատուն	$h = h/2\pi$	6,62620·10 ⁻²⁷ էրգ·վ 1,05459·10 ⁻²⁷ էրգ·վ
Ավոգադրոյի թիվ	N_A	$6,02217 \cdot 10^{23} \mathrm{dnl}^{-1}$
Բոլցմանի հաստատուն	k _B	1,3806·10 ⁻¹⁶ էրգ/աստ
Պրոտոնի և էլեկտրոնի զանգ- վածների հարաբերությունը	M_p/m	1836,11
Նուրբ կառուցվածքի հաստատուն	$\alpha = e^2/\hbar c$	7,2973.10 ⁻³
Բորի շառավիղ	$a_B = \hbar^2 / me^2$	0,52918·10 ^{−8} uứ
Ռիդբերգի հաստատուն	$Ry = me^4 / 2\hbar^2$	13,6058 (歨Վ)
Բորի մագնետոն	$\mu = e\hbar/2mc$	0,92741·10 ⁻²⁰ էրգ/Գս
Էլեկտրոնի դասական շառավիղ	$r_e = e^2 / mc^2$	2,81794·10 ⁻¹³ uứ
Էլեկտրոնի քոմփթոնյան ալիքի երկարություն	$\lambda_e = \hbar/mc$	3,86159·10 ⁻¹¹ uứ
1 էլեկտրոն-Վոլտ	1 ԷՎ	1,60219·10 ⁻¹² էрգ 2,41797·10 ¹⁴ Հg 8,06546·10 ³ ut ⁻¹ 1,16048·10 ⁴ К

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ԱՂՅՈՒՍԱԿ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ, Գ. ՎԵՐՄԻՇՅԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ

Մաս I

Համակարգչային աշխատանքները՝ Ա. Թովմասյանի, Կ. Չալաբյանի Շապիկի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի Հրատ. խմբագրումը՝ Վ. Դերձյանի

> Տպագրված է «Գևորգ-Հրայր» ՍՊԸ-ում։ ք. Երևան, Գրիգոր Լուսավորչի 6

Ստորագրված է տպագրության՝ 21.12.2016։ Չափսը՝ 60x84 ¹/ւց։ Տպ. Մամուլը՝ 10.5։ Տպաքանակը՝ 200։

ԵՊՀ հրատարակչություն ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1 www.publishing.ysu.am



YPUSUPU4ƏNHƏƏƏHƏ bPb4UV 2016 publishing.ysu.am