ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ Ֆիզիկայի ֆակուլտետ Ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոն

Ա. Մուրադյան, Ա. Գևորգյան, Հ. Երիցյան, Հ. Բադալյան, L. Գրիգորյան, Մ. Հարությունյան, Ժ. Նինոյան, L. Հովհաննիսյան, Մ. Ստեփանյան

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՅՈՒՅՑ

Օպտիկա և ատումային ֆիզիկա

ԵՐԵՎԱՆ ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ 2019 ሩ\$ኁ 535:539.18(07) ዓሆኁ 22.34+22.36g7 O-609

> Հրատարակության է երաշխավորել ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտական խորհուրդը

O-609 Լաբորատոր պարապմունքների ուղեցույց։ Օպտիկա և ատոմային ֆիզիկա/ Ա. Մուրադյան, Ա. Գևորգյան, Հ. Երիցյան, Հ. Բադալյան, Լ. Գրիգորյան, Մ. Հարությունյան, Ժ. Նինոյան, Լ. Հովհաննիսյան, Մ. Ստեփանյան։ Եր., ԵՊՀ հրատ., 2019, 192 էջ։

Ձեռնարկը երկրաչափական և ալիքային օպտիկայի բոլոր հիմնական բաժինների, ատոմի կառուցվածքի ուսումնասիրության լաբորատոր աշխատանքների ուղեցույց է։ Յուրաքանչյուր աշխատամք որպես կանոն ներառում է հակիրճ տեսական մաս, չափումների կատարման կարգ և ստուգող հարցեր։ Ֆիզիկական օպտիկայի մի քանի թեմաներ՝ տեսողություն, հոլոգրաֆիա և միջուկամագնիսական ռեզոնանս, հավելված են պարտադիր բովանդակությանը։

Նախատեսված է Երևանի պետական համալսարանի բնագիտական ֆակուլտետների ուսանողների համար, կարող է գործածվել նաև այլ բուհերում։

> ረSጉ 535:539.18(07) ዓሆጉ 22.34+22.36g7

ISBN 978-5-8084-2374-9

© ԵՊՀ հրատ., 2019 © Հեղ. խումբ, 2019

1. ԵՐԿՐԱՉԱՓԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱՅԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

Օպտիկական շատ երևույթներում լույսի ալիքային հատկությունները կարելի է հաշվի չառնել և համարել այն լուսային ճառագայթների հավաքածու։ Այստեղից էլ` *երկրաչափական օպտիկա* անվանումը։

Համասեռ միջավայրում լուսային ճառագայթը տարածվում է ուղիղ գծով, իսկ երկու միջավայրերի սահմանին ճառագայթի ընթացքը փոխվում է։ Պարզագույն դեպքում, երբ միջավայրերի բաժանման սահմանը կտրուկ է, իսկ միջավայրերից յուրաքանչյուրը՝ համասեռ, միջավայրերի բաժանման սահմանին ճառագայթն ընդհանուր դեպքում բաժանվում է երկու ճառագայթների՝ անդրադարձողի և բեկվողի։ Առաջինը մնում է ընկնող ճառագայթի միջավայրում, իսկ երկրորդն անցնում է հարակից միջավայր։ Անդրադարձող և բեկվող ճառագայթները, որպես կանոն, գտնվում են ընկնողի և անկման կետում բաժանման մակերևույթին տարված ուղղահայացի հարթության մեջ, որը կոչվում է *անկման հարթություն*։ Անկման, անդրադարձման և բեկման անկյունները հաշվում են անկման կետում կանգնեցված ուղղահայացից (տես Նկ. 1.1)։



Նկ. 1.1։ Երկու միջավայրերի սահմանին ընկնեղ ճառագայթը բաժանվում է անդրադարձող և բեկվող մասերի։

Անդրադարձման օրենք։ Միջավայրերի բաժանման սահմանից ճառագայթի a´ անդրադարձման անկյունը հավասար է a անկման անկյանը:

Բեկման օրենք։ Միջավայրերի բաժանման սահմանին ճառագայթի կամայական α անկման անկյան համար բեկման γ անկյունն այնպիսին է, որ դրանց սինուսների հարաբերությունը մնում է հաստատուն միջավայրերի տվյալ զույգի համար.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n: \tag{1.1}$$

n մեծությունը կոչվում է երկրորդ միջավայրի բեկան ցուցիչ առաջինի նկատմամբ կամ *հարաբերական* բեկման ցուցիչ։ Եթե ճառագայթի անկումը վակուումից է, ապա հաստատունը կոչվում է հարակից միջավայրի *բացարչակ* բեկման ցուցիչ։ Հաճախ ավելի կարճ անվանում են միջավայրի բեկման ցուցիչ։

Համասեռ միջավայրերում լուսային ճառագայթներն օժտված են շրջելիության հատկությամբ, այսինքն, եթե n_1 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրից լուսային ճառագայթն ընկնում է n_2 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրի սահմանին α անկյան տակ և բեկումից հետո ուղղաձիգի նկատմամբ տարածվում γ անկյան տակ, ապա եթե լուսային ճառագայթը n_2 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրի բաժանման սահմանին ընկնի γ անկյան տակ, բեկվելուց հետո n_1 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրում այն կտարածվի α անկյան տակ։ Օգտվելով այս հատկությունից՝ դժվար չէ համոզվել, որ

$$n = \frac{n_2}{n_1}$$
: (1.2)

Բեկված ճառագայթի՝ ընկնողից տարբեր ուղղությամբ տարածվելու ֆիզիկական պատճառը ճառագայթի տարածման արագության տարբեր լինելն է այդ միջավայրերում, այսինքն՝ լույսի արագության կախումը միջավայրի կառուցվածքից։ Եթե տվյալ միջավայրում լույսի տարածման արագությունը v է, իսկ վակուումում` c, ապա այդ միջավայրի բեկման ցուցիչը որոշվում է

$$n = \frac{c}{v} \tag{1.3}$$

բանաձևով։ Այսինքն, տվյալ միջավայրի բեկման ցուցիչը ցույց է տալիս, թե լույսի արագությունը տվյալ միջավայրում քանի անգամ է փոքր վակուումում ունեցած արագությունից։ Նյութի մոլեկուլայինկինետիկ կառուցվածքից և անկման անկյունից է կախված նաև ընկնող ճառագայթը անդրադարձած և բեկված ճառագայթների բաժանման համամասնության հարցը։

Գործնական նպատակներով հաճախ հարկ է լինում ձևավորել լուսային ճառագայթների փնջեր և կառավարել դրանք։ Այս կառավարումն իրականացվում է օպտիկական համակարգերի միջոցով, որոնց տարրերից են հայելիները։

Հայելիներ: Մակերևույթները, որոնք հղկված են այնպես, որ խորդուբորդությունների բնութագրական չափերը փոքր են լուսային ալիքի երկարությունից կոչվում են *հայելիներ*։ Դրանք իրականացնում են լույսի համարյա ամբողջական անդրադարձում։ Առավել կիրառական նշանակաություն ունեն հարթ և սֆերիկ հայելիները։

Հարթ հայելում առարկայի պատկերը ստացվում է կեղծ, ուղիղ, առարկայի չափերի և գտնվում է հայելու հակառակ կողմում նույն հեռավորության վրա, ինչ առարկայի հեռավորությունն է հայելուց։

Այժմ պարզենք, թե ինչպիսին է առարկայի պատկերը սֆերիկ հայելում։ Եթե լույսն անդրադառնում է գնդոլորտի ներքին մակերևույթից, ապա հայելին անվանում են *գոգավոր* կամ *հավաքող*, իսկ եթե արտաքին մակերևույթից` *ուռուցիկ* կամ *ցրող* (Եկ. 1.2)։ Տեխնիկայում առավել հաճախ օգտագործվում են գոգավոր հայելիները։ Օրինակ, Արե-



Նկ. 1.2

գակի էներգիան կենտրոնացնում են արևով տաքացվող սարքավորումներում և որպես անդրադարձիչներ օգտագործում են հեռադիտակներում, լուսարձակներում, լապտերներում, ջեռուցիչներում։ Ուռուցիկ հայելիները կիրառվում են, օրինակ, տրանսպորտում՝ հետևի տեսադաշտը դիտելու համար։

Հայելու A միջնակետը կոչվում է *բևեռ* (Նկ. 1.3)։ Գնդոլորտի O կենտրոնը կոչվում է հայելու *օպտիկական կենտրոն*։ Օպտիկական կենտրոնով և A բևեռով անցնող ուղիղը կոչվում է *գլխավոր օպտիկական առանցը*։ O կետով անցնող կամայական այլ ուղիղ կոչվում է *երկրորդային օպտիկական առանցը*։ Գլխավոր օպտիկական առանցքին մոտ ճառագայքները կոչվում են մերձառանցքային։

Օպտիկական համակարգերում պատկեր կառուցելիս նպատակահարմար է օգտվել հետևյալ կանոնից։ Առարկայի ցանկացած կետից պետք է տանել ընդամենը երկու ճառագայթ՝ որոնց ընթացքը տվյալ համակարգով անցնելիս հայտնի է, և շարունակել այդ ճառագայթներն իրենց ընթացքի ուղղությամբ՝ մինչև նրանց հատվելը։ Հատման կետում կստացվի այդ կետի իրական պատկերը։ Եթե այդ ճառագայթները իրենց ընթացքի ուղղությամբ շարունակելիս չեն հատվի, պետք է շարունակել հակառակ ուղղությամբ։ Դրանց հատման կետում կստացվի կետի կեղծ պատկերը։

Դիցուք, գոգավոր հայելու *B* կետում ընկնում է գլխավոր օպտիկական առանցքին զուգահեռ ճառագայթ: R = OB-ն շառավիղ է ուղղահայաց մակերևույթին: Կառուցելով անկման անկյանը հավասար անդրադարձման անկյունը *B* կետում՝ կստանանք անդրադարձած *BF* ճառագայթը: *BFO* եռանկյունը հավասարասրուն է և *BF* = *FO*:



Մերձառանցքային ճառագայքների համար կարելի է ընդունել AF = BF: Այդ դեպքում կատանանք AF = FO, այսինքն՝ F կետը բոլոր մերձառանցքային ճառագայքների համար գտնվում է AO շառավղի մեջտեղում։ Այն կոչվում է հայելու *գլխավոր կիզակեպ* (ֆոկուս):

Այսպիսով, գոգավոր հայելու գլխավոր օպտիկական առանցքին զուգահեռ ճառագայթները հայելուց անդրադառնալով հավաքվում են *F* գլխավոր կիզակետում:

Համանման դատողություններով և կառուցումներով կհանգենք ուռուցիկ հայելու կեղծ կիզակետի գաղափարին (Նկ. 1.3 բ), որը գլխավոր օպտիկական առանցքին զուգահեռ ընկնող ճառագայթների անդրադարձումից առաջացած ճառագայթների շարունակությունների հատման կետն է։

Հայելու բևեռից մինչև գլխավոր կիզակետ հեռավորությունը կոչվում է *կիզակեւրային հեռավորություն*։ Այն նշանակում են *F* տառով և $F = \frac{R}{2}$: Оպտիկական ճառագայթների շրջելիության համաձայն` գլխավոր կիզակետով անցած ճառագայթը հայելուց անդրադառնալուց հետո կգնա գլխավոր օպտիկական առանցքին զուգահեռ։ Վերջապես, օպտիկական *O* կենտրոնով անցնող ճառագայթը կանդրադառնա նույն ուղղով (այն ուղղահայաց է անդրադարձնող մակերևույթին)։ Իմանալով այս երեք ճառագայթների ընթացքը՝ հեշտությամբ կարելի է կառուցել առարկայի պատկերը սֆերիկ հայելում։

Առարկայի պատկերը գոգավոր հայելում կարող է լինել կեղծ կամ իրական՝ կախված նրա դիրքից, մինչդեռ ուռուցիկ հայելում առարկայի պատկերը ցանկացած դիրքում ստացվում է կեղծ։

Մինչև առարկայի պատկերի կառուցումը ստանանք սֆերիկ հայելու բանաձևը։ Նկ. 4-ում կառուցումից երևում է, որ *S* լուսավոր կետի պատկերը *S'*-ն է։ Նշանակենք *S* կետի հեռավորությունը հայելուց *d*ով, *S'*- պատկերի հեռավորությունը՝ *f*-ով։ Նկարից երևում է, որ $\gamma = \varphi + \alpha$ և $\varphi = \vartheta + \alpha$, որտեղից հետևում է, որ $\alpha = \gamma - \varphi$, $\alpha = \varphi \vartheta$ ։ Ուստի $\gamma - \varphi = \varphi - \vartheta$ կամ



Նկ. 1.4

$$9 + \gamma = 2\varphi: \tag{1.4}$$

Եթե ճառագայթները մերձառանցքային են, ապա $\vartheta, \gamma \ b \varphi$ -ն կլինեն շատ փոքր և նրանց համար

$$\vartheta = tg\vartheta = \frac{h}{d}, \gamma = \frac{h}{f}, \varphi = \frac{h}{R}$$

Տեղադրելով այս արդյունքները (1.4)-ի մեջ և հաշվի առնելով, որ $F = \frac{R}{2}$ կստանանք սֆերիկ հայելու բանաձևը

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \, \text{yuu} \, f = \frac{dF}{d-F} \tag{1.5}$$

տեսքով։

Քննարկենք հետևյալ դեպքերը։

1) Երբ d < F (առարկան գտնվում է գլխավոր կիզակետի և գոգավոր հայելու միջև), ապա f < 0, այսինքն՝ պատկերը կեղծ է և (1.5) բանաձևը հարմար է գրել $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{|f|}$ տեսքով: 2) Երբ d = F, ապա $f \to \infty$, այսինքն՝ պատկերը ստացվում է հայելուց անվերջ հեռու (պատկեր չի ստացվում):

3) Երբ $d \to \infty$, ապա f = F, այսինքն՝ առարկայի պատկերը ստացվում է հայելու գլխավոր կիզակետում:

4) Եрр d = 2F, шպш f = 2F:

Նկ. 1.5-ում բերված է առարկայի պատկերների կառուցումը գոգավոր հայելում ա) d < F-ից և բ) d > F-ից դեպքերում։



Նկ. 1.5

Պատկերի և առարկայի գծային չափերի հարաբերությունը կոչվում է գծային խոշորացում՝ $\Gamma = \frac{A_1B_1}{AB}$ ։ Կարելի է ցույց տալ, որ

$$\Gamma = \frac{f}{d}: \tag{1.6}$$

Երբ առարկան գտնվում է գոգավոր հայելու կիզակետի և հայելու միջև, պատկերը ստացվում է ուղիղ, կեղծ, մեծացված ($\Gamma > 1$) (Եկ. 1.5ա): Երբ d = 2F, ապա f = 2F, պատկերը ստացվում է իրական, грջված և նույն չափերի, ինչ-որ առարկան է ($\Gamma = 1$): Երբ առարկան գտնվում է կիզակետի և կրկնակի կիզակետի միջև (F < d < 2F), պատկերը ստացվում է իրական, гրջված, մեծացված ($\Gamma > 1$): Եվ վերջապես, երբ առարկան գտնվում է կրկնակի կիզակետից դուրս՝ d > 2F, պատկերը ստացվում է իրական, гրջված և փոքրացած ($\Gamma < 1$): Նման օրինաչափություններով կառուցելով առարկայի պատկերը ուռուցիկ սֆերիկ հայելում՝ կարող ենք համոզվել, որ ուռուցիկ հայելում պատկերը միշտ կեղծ է՝ անկախ առարկայի դիրքից։ Այս դեպքում, քանի որ կիզակետը նույնպես կեղծ է, հարմար է հայելու (1.5) բանաձևը գրել հետևյալ տեսքով՝

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{|f|}$$

Ոսպնյակներ։ Ոսպնյակը թափանցիկ մարմին է, սահմանափակված երկու կանոնավոր (սովորաբար սֆերիկ) մակերևույթներով:

Ոսպնյակի սֆերիկ մակերևույթների գագաթներով անցնող ուղիղը կոչվում է գլխավոր օպտիկական առանցք։ Վերջինիս երկայնքով սֆերիկ մակերևույթների միջև հեռավորությունը կոչվում է ոսպնյակի հաստություն։ Ոսպնյակը կոչվում է բարակ, երբ նրա հաստությունը շատ ավելի փոքր է սահմանափակող մակերևույթների կորության շառավիղներից։ Ուռուցիկ ոսպնյակները հավաքող են, գոգավորները՝ ցրող (Նկ. 1.6):



Նկ. 1.6

Բարակ հավաքող ոսպնյակի վրա զուգահեռ ընկնող ճառագայթների փունջը բեկվում և հավաքվում է մեկ կետում, որը կոչվում է *ֆոկուս* (կիզակետ) (Նկ. 1.6 ա)։ Բարակ ցրող ոսպնյակի դեպքում մեկ կետում հավաքվում են ճառագայթների ընթացքների շարունակությունները (Նկ. 1.6 բ)։ Գլխավոր առանցքին ուղղահայաց ընդհատ գծիկներով պատկերված են *ֆոկուսների կետերի* հարթությունները։

Գլխավոր օպտիկական առանցքին զուգահեռ լուսային ճառագայքների զուգամիտման կետը կոչվում է գլխավոր ֆոկուս։ Եթե թյուրիմացություն չի կարող առաջանալ, ապա գլխավոր ֆոկուսը կարճ անվանում են ֆոկուս։ Մտցվում է նաև ֆոկուսային հեռավորություն (F) բնութագրիչ, որը գլխավոր ֆոկուսից մինչև ոսպնյակի կենտրոն հեռավորությունն է։ Հակադարձ՝ D=1/F, մեծությունը կոչվում է ոսպնյակի օպտիկական ուժ 1/մ (դիոպտրիա) չափման միավորներով։

Կետը և դրա հիման վրա առարկայի պատկերի կառուցման պարզ օրինաչափությունները, որոնք բերվեցին հայելիների դեպքում, կան նաև ոսպնյակների համար։ Դրանք սխեմատիկորեն ներկայացված են Նկ. 1.7-ում, համապատասխանաբար հավաքող (a) և ցրող (b) ոսպնյակների դեպքերում։



Ֆոկուսային հեռավորության, ոսպնյակի նկատմամբ առարկայի և նրա պատկերի դիրքերի միջև կապը ներկայացնում է

$$D = \frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}$$
(1.7)

բարակ ոսպնյակի բանաձևը, որտեղ $R_{1,2}$ -ը ոսպնյակի սֆերիկ մակերևույթների կորության շառավիղներն են, դրական՝ ուռուցիկ և բացասական՝ գոգավոր մակերևույթների համար, իսկ n-ով նշանակված է ոսպնյակի նյութի բեկման ցուցիչը։

Չափումներ

Անհրաժեշտ պարագաները – օպտիկական սեղան, գոգավոր և ուռուցիկ հայելիներ՝ իրենց պատվանդաններով, էլեկտրական լամպ՝ իր պատյանով, էկրան, հավաքող ոսպնյակ, երկար քանոն։

Աշխատանք 1. Գոգավոր և ուռուցիկ հայելիների կիզակետային հեռավորության չափումը

Գոգավոր հայելին ուղղում ենք դեպի առարկան և այն շարժելով նրա համար այնպիսի դիրք գտնում, որ առարկայի իրական պատկե-

րը ստացվի հենց իր վրա: Առարկայի և նրա պատկերի համատեղումը հնարավոր է միայն այն դեպpnıú, երբ առարկան գտնվի հայելու մակերևույթի կորության կենտրոնում, որի շնորհիվ ճառագայթները կրնկնեն մակերևույթին հայելու ուղղահայաց և, հետևա-



Նկ. 1.8

բար, կանդրադառնան ուղղահայաց ուղղությամբ։ Ուստի հայելուց մինչև առարկան եղած հեռավորությունը հավասար կլինի հայելու կորության շառավղին կամ կիզակետային հեռավորության կրկնապատիկին։

Եթե առարկայի հեռավորությունը հայելուց ավելի մեծ է, քան 2F-ը, ապա առարկայի պատկերը կստացվի հայելու կիզակետի և նրա մակերևույթի կորության կենտրոնի միջև (Եկ. 1.8): Հայելու գլխավոր օպտիկական առանցքին ուղղահայաց դնում են E էկրանը և նրա վրա ստանում առարկայի հստակ պատկերը։ Այդ դեպքում հայելու և E էկրանի հեռավորությունը կլինի f-ը, իսկ հայելու և առարկայի հեռավորությունը՝ d-ն: Չափելով այս հեռավորությունները և տեղադրելով (1.5) բանաձևի մեջ, որոշում են F-ը:



Նկ. 1.9

 Ω ւռուցիկ հայելու վրա ընկած ճառագայթները տարամիտում են, և առարկայի իրական պատկեր չի ստացվում։ Այդ պատճառով ուռուցիկ հայելու կիզակետային հեռավորությունն անմիջականորեն չափել հնարավոր չէ։ Այն կարելի է չափել հետևյալ կերպ։ S առարկայի (անցքի) դիմաց (Նկ. 1.9) տեղավորում են L հավաքող ոսպնյակը և E էկրանի վրա ստանում նրա հստակ O պատկերը, որից հետո, ոսպնյակն ու էկրանը թողնելով անշարժ, նրանց միջև տեղավորում են H ուռուցիկ հայելին: Լույսի ճառագայթները ոսպնյակից ընկնելով հայելու վրա և նրանից անդրադառնալով, նորից անցնում են ոսպնյակով, և անցքի մոտ ստացվում է հենց այդ անցքի պատկերը: Hհայելին շարժելով օպտիկական սեղանի երկայնքով՝ կարելի է նրա համար գտնել մի այնպիսի դիրք, որ ստացված պատկերը լինի ամենահստակը։ Այդ դեպքում անդրադարձած ճառագայթների ուղղությունը կհամընկնի ընկնող ճառագայթների հակառակ ուղղության htm: Ω_{u} using the provided the provide ռագայթներն ուղղահայաց են նրա մակերևույթին։ Հետևաբար, նրանց շարունակությունները կիատվեն հայելու մակերևույթի կորության կենտրոնում։ Այսինքն՝ էկրանի վրա ստացված պատկերը կգտնվի հայելու կորության կենտրոնում, PO հեռավորությունը կլինի հայելու մակերևույթի կորության շառավիդը, իսկ նրա կեսը՝ հայելու կիզակետային հեռավորության մեծությունը։ Կիզակետային հեռավորությունը կլինի բացասական (կեղծ կիզակետ), քանի որ ճառագայթներն իրենք չեն հատվում։

Ստուգման հարցեր

- 1. Ի՞նչն է կոչվում հարթ հայելի:
- 2. Ինչո՞ւ են հարթ հայելում պատկերն անվանում կեղծ։
- 3. Ո՞ր սֆերիկ հայելին է կոչվում ա) հավաքող, բ) ցրող։
- Ի՞նչն են անվանում սֆերիկ հայելու ա) բևեռ, բ) օպտիկական կենտրոն, գ) գլխավոր օպտիկական առանցք, դ) երկրորդային օպտիկական առանցք, ե) գլխավոր կիզակետ:
- 5. Ստացե՜ք սֆերիկ հայելու բանաձևը և պարզաբանե՛ք բանաձևի մեջ մտնող մեծությունների նշանները:
- 6. Կառուցե՛ք առարկայի պատկերը գոգավոր և ուռուցիկ հայելիներում և պարզե՛ք, թե ինչպիսին է նրա պատկերը (իրական թե կեղծ, ուղիղ թե շրջված, խոշորացված թե փոքրացված) հետևյալ դեպքերում՝ ա) d > 2F, բ) d = 2F, գ) F < d < 2F, դ) d = F, ե) d < F:

Աշխատանք 2. Հավաքող և ցրող ոսպնյակների կիզակետային հեռավորությունների չափումը

Չափումները կատարվում են օպտիկական սեղանի վրա, որի երկայնքով կարող են տեղաշարժվել ոսպյակներն իրենց պահող ձողերով և էկրանը։ Չափումներ կատարելուց առաջ անհրաժեշտ է բոլոր ոսպնյակների կենտրոնները տեղադրել միևնույն բարձրության վրա, միևնույն գծի երկայնքով։

Հավաքող ոսպնյակի ֆոկուսային հեռավորության որոշման համար օպտիկական սեղանի վրա տեղադրվում է լույսի աղբյուրը, դրա դիմաց` առարկայական դիաֆրագման, և ապա էկրանը, միմյանցից մոտավորապես 100-150 սմ հեռավորության վրա: Առարկայի և էկրանի միջև տեղադրվում է հավաքող (ուռուցիկ) ոսպնյակը: Ապա, պահելով էկրանի և առարկայի հարաբերական դիրքն անփոփոխ, ոսպնյակի տեղաշարժմամբ էկրանի վրա երկու անգամ, ստանալ առարկայի հստակ պատկերը` մի անգամ խոշորացված, իսկ մյուս անգամ` փոքրացված: Կատարել անհրաժեշտ չափումները և օգտվելով բարակ ոսպնյակի բանաձևից` հաշվել օգտագործված ոսպնյակի կիզակետային հեռավորության համար երկու արժեքներ:

• Հաշվել դրանց *F* միջին արժեքը։

• Բազմակի անգամ կրկնելով փորձը, ներառյալ էկրան-առարկա տարբեր հեռավորությունները, կատարել արդյունքների ստատիստիկական մշակում:

Յրող ոսպնյակի ֆոկուսային հեռավորության որոշումը բարդանում է նրանով, որ այն առանձին վերցրած իրական պատկեր չի առաջացնում։ Այս դժվարությունը հաղթահարվում է՝ սխեման օժանդակ հավաքող ոսպնյակով լրացնելով։



• Առաջին քայլով, Π_c հավաքող ոսպնյակով էկրանի վրա, ստանալ լույսի կետային աղբյուրի իրական պատկերը։ Նկարի վրա պատկերել հիմնական ճառագայթների ընթացքը, որոնց միջոցով ստացվել է աղբյուրի S_1 պատկերը։

 Հաջորդ քայլով հավաքող ոսպնյակից հետո տեղադրել *Л_p* ցրող ոսպնյակը։ Էկրանի վրա պատկերը կդառնա մշուշոտ։ Աստիճանաբար հեռացնելով էկրանը՝ ստանալ հստակ պատկեր։ Նկարում այն նշանակված է *S*₂.

 Նկարի վրա ավելացնել հիմնական ճառագայթները, որոնք դուրս գալով հավաքող ոսպնյակից, էկրանի վրա տալիս են S₂ պատկերը: Համոզվել, որ S₁ պատկերն ընդունելով որպես կեղծ առարկա, S₂-ը կդառնա դրա իրական պատկերն էկրանի վրա:

 Օգտվելով ցրող ոսպնյակի համար բարակ ոսպնյակի բանաձևից, կատարված չափումների հիման վրա հաշվել ցրող ոսպնյակի *F_p* կիզակետային հեռավորությունը, լրացնելով այդ նպատակի համար կառուցված աղյուսակը:

Ստուգող հարցեր

- 1. Ո՞ր ոսպնյակներն են կոչվում բարակ։
- Նո՞ւյն, թե՞ տարբեր նշաններ ունեն հավաքող և ցրող ոսպնյակների ֆոկուսային հեռավորությունները, պատկերների հեռավորությունները, առարկաների հեռավորությունները:
- Կարելի[°] է հավաքող ոսպնյակի միջոցով ստանալ ուղիղ խոշորացված պատկեր:
- Կարելի[°] է ցրող ոսպնյակի միջոցով ստանալ իրական պատկեր:
- Ինչպե՞ս երկու ոսպնյակների միջոցով հասնել նրան, որ առաջին ոսպնյակի վրա ընկնող զուգահեռ ճառագայթների փունջը՝ անցնելով երկրորդ ոսպնյակը, մնա զուգահեռ:
- Նկարագրեք այս աշխատանքում ոսպնյակների ֆոկուսային հետավորությունների որոշման մեթոդները:
- Դնչո՞ւ է բարակ ոսպնյակի միջոցով կետային աղբյուրի ստացված պատկերը լինում գունավորված:

Աշխատանք 3. Օպտիկական սարքերի մոդելավորումը և դրանց խոշորացման որոշումը։

Այս աշխատանքում ուսումնասիրվում է դիտակների (աստղագիտական և երկրային) կամ միկրոսկոպի պարզեցված մոդելները։ Օպտիկական այս սարքերից յուրաքանչյուրը բաղկացած է երկու հիմնական մասերից` օբյեկտիվ-ոսպնյակից, որի ուղղվում է դեպի օբյեկտը և օկուլյար-ոսպնյակից` ուղղված դեպի դիտորդը։ Օբյեկտիվը, որը միշտ հավաքող ոսպնյակ է, ստեղծում է առարկայի իրական պատկերը։ Այդ պատկերն աչքը դիտում է օկուլյարի միջով։

Դիտակներն օգտագործվում են հեռու առարկաների դիտման համար, և օբյեկտիվի կառուցած պատկերը գործնականում գտնվում է իր ֆոկուսային հարթության վրա։ Մանրադիտակներում հակառակն է՝ առարկան տեղադրվում է օբյեկտիվի ֆոկուսային հարթությանը մոտ և օբյեկտիվից դուրս եկող շառագայթներն օկուլյարի բացակայության դեպքում իրական պատկեր կձևավորեին օբյեկտիվից մեծ հեռավորությունների վրա։ Հիմնական ճառագայթների ընթացքը աստղագիտական և երկրային դիտակներում պատկերված են համապատասխանաբար Նկ. 1.11 և Նկ. 1.12-ում, իսկ միկրոսկոպում` Նկ. 1.13-ում:







Նկ. 1.12



Նկ. 1.13

Քանի որ երեք դեպքերում էլ դիտումը կատարվում է աչքով, ապա օկուլյարից դուրս են գալիս տարամիտող ճառագայթներ, աչքում առաջացնելով կեղծ պատկեր, օկուլյարից որո $_2$ d հեռավորության վրա: Բռնակը պտտելով պատկերը հստակեզնելիս դիտողը d-ն բերում է այնպիսի արժեքի, ինչը հարմար է այքի ակոմոդացիայի համար: Այքն օժտված է ակոմողացիայի զգայի տիրույթով, այնպես որ *d*-ն անգամ միևնույն դիտողի համար կարող է փորձից փորձ զգալի փոխվել: Դիտակներում պատկերի հստակեցման հասնում ենք օկուլյարի տեղաշարժմամբ, իսկ մանրադիտակում` ամբողջ օպտիկական համակարգի տեղափոխմամբ դիտվող առարկայի նկատմամբ։ Տեսական դատողություններում d-ի բնութագրական անորոշությունները բաց թողնելու նպատակով համարվում է, որ դիտողի աչքն ակոմողազված է անվերջության, այսինքն աչքի գանգաթաղանթի վրա հստակ պատկեր առաջանում է աչքի ոսպնյակի վրա գուգահեռ ճառագայթների փունջ ընկնելիս։ Վերջինս իր հերթին նշանակում է, որ ոսպնյակի կողմից կառուցված A միջանկյալ պատկերը պետք է գտնվի օկուլյարի ֆոկուսային հարթությունում:

Դիտակի կամ միկրոսկոպի միջոցով առարկան դիտելիս պատկերի անկյունային չափերն էապես մեծ են ստացվում նույն առարկան նույն հեռավորությունից անզեն աչքով դիտելու համեմատ։ Այդ անկյունների տանգենսների հարաբերությունն անվանում են օպտիկական սարքի խոշորացում։

Աստղագիտական դիտակի խոշորացումը։ Ինչպես նշվեց քիչ վերևում, տեսական դատողություներում հարկ է համարել, որ օբյեկտիվի հետևի ֆոկուսի կետը համընկնում է օկուլյարի առջևի ֆոկուսի կետի հետ։ Միևնույն ժամանակ կարելի է համարել, որ դիտվող առարկան գտնվում է դիտակից այնքան մեծ հեռավորության վրա, որ նրանից դիտակ մտնող ճառագայթները միմյանց զուգահեռ են։ Արդյունքում դիտակից դուրս եկող ճառագայթների փունջը ևս կլինի զուգահեռ, ինչպես դա մեկնաբանված է Նկ. 1.14-ում։



Դիտվող առարկայի որևէ կետից դուրս եկող ճառագայթները (համարյա) զուգահեռ փնջի տեսքով ընկնում են դիտակի օբյեկտիվի վրա` գլխավոր առանցքի հետ կազմելով φ_1 անկյուն։ Օկուլյարից դուրս եկող զուգահեռ ճառագայթների փունջն առանցքի հետ կազմում է այլ` φ_2 անկյուն։ Դիտակի խոշորացումը սահմանման համաձայն հավասար է

$$\Gamma = \frac{\mathrm{tg}\varphi_2}{\mathrm{tg}\varphi_1}:\tag{1.8}$$

Նկ. 1.14-ի համապատասխան եռանկյունների նմանությունից նախ հետևում է, որ

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2}, \ \frac{tg\varphi_2}{tg\varphi_1} = \frac{h/b}{h/(f_1 + f_2)} = \frac{f_1 + f_2}{b}:$$
(1.9)

Բարակ ոսպնյակի բանաձևը կիրառելով օկուլյարի նկատմամբ, և որպես առարկա դիտելով ոսպնյակի ներքևի ծայրակետը, կարող ենք գրել

$$\frac{1}{f_1 + f_2} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_2},$$

որտեղից (1.9) առնչությունների աջակողմյան հարաբերության համար ստանում ենք

$$\frac{f_1 + f_2}{b} = \frac{f_1}{f_2}$$
:

Միավորելով վերջինս (1.9) հավասարումների հետ` խոշորոցման համար ստանում ենք

$$\Gamma = \frac{\mathrm{tg}\varphi_2}{\mathrm{tg}\varphi_1} = \frac{\mathrm{f}_1}{\mathrm{f}_2} = \frac{\mathrm{D}_1}{\mathrm{D}_2}:$$
(1.10)

Այն ցույց է տալիս, որ դիտակի խոշորացումը կարելի է որոշել հետևյալ երեք մեթոդներով` չափելով անկյունները, ինչի տակ երևում է առարկան անզեն աչքով և դիտակի միջոցով, չափելով օբյեկտիվի և օկուլյարում դրա պատկերի տրամագծերը և վերջինը` չափելով օբյեկտիվի և օկուլյարի ֆոկուսային հեռավորությունները:

Առանց ապացույցի ասենք, որ (1.10) առնչությունները ճիշտ են նաև երկրային դիտակի համար:

Միկրոսկոպի խոշորացումը։ Առարկայի ծայրակետից դուրս եկող հիմնական ճառագայթների ընթացքը պատկերված է Նկ. 1.15ում։



Նկ. 1.15

Պատկերը երևալու φ_2 անկյան տանգենսի համար մեծ ճշտությամբ կարող ենք գրել

$$\mathsf{tg}\varphi_2 = \frac{l'}{\mathsf{f}_2},\tag{1.11}$$

իսկ համապատասխան եռանկյունների նմանությունից` որ

$$\frac{l'}{l} = \frac{b}{a}: \tag{1.12}$$

Առարկան անզեն աչքով լավագույն $\,{\rm D}\approx 25\,$ սմ հեռավորության վրա դիտման $\,\varphi_1\,$ անկյան տանգենսի համար ունենք

$$tg\,\varphi_1 = \frac{l}{D}:\tag{1.13}$$

Առնչությունների միավորման արդյունքում միկրոսկոպի խոշորացման համար ստանում ենք հետևյալ բանաձևը՝

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1} = \frac{\mathrm{b}}{\mathrm{a}} \frac{\mathrm{D}}{\mathrm{f}_2} : \qquad (1.14)$$

Գործնական կիրառության տեսանկյունից նպատակահարմար է, այնուամենայնիվ, ազատվել b/a հարաբերությունից, արտահայտելով այն սարքի հաստատուններով։ Օբյեկտիվի համար բարակ ոսպնյակի բանաձևից և ակնհայտ b = L - f₂ առնչությունից դժվար չէ տեսնել, որ 1/a = $(L - f_2 - f_1)/bf_1$: Արդյունքում

$$\Gamma = \frac{D(L - f_1 - f_2)}{f_1 f_2}:$$
(1.15)

Միկրոսկոպի մողելի խոշորացման չափումը։ Ոսպնյակների հավաքածուից ընտրեք երկու ուռուցիկ ոսպնյակ որպես օբյեկտիվ և օկուլյար։ Ընտրելով հավաքվող միկրոսկոպի համար հնգակի խոշորացում՝ (1.15) բանաձևից որոշե՛ք L -ը։ Օբյեկտիվը և օկուլյարը տեղակայեք օպտիկական սեղանին համապատասխան հեռավորության վրա։ Մոդելի խոշորացումը չափելու համար վերցրե՛ք հայտնի պարբերականությամբ ցանց, տեղադրե՛ք օբյեկտիվի ֆոկուսային հարթությանը մոտ որևէ դիրքում և տեղաշարժելով հասե՛ք նրան, որ օկուլյարի վրա առաջանա ցանցի հստակ պատկերը։ Վերջինիս պարբերության հարաբերությունը առարկա-ցանցի պարբերությանը կտա միկրոսկոպի խոշորացումը։

Աշխատանք 4. Նյութի բեկման ցուցչի որոշումը Աբբեի ռեֆրակտամետրի միջոցով

Աբբեի ռեֆրակտամետրը օպտիկական սարք է, նախատեսված հեղուկ և պինդ մարմինների բեկման ցուցիչների չափման համար։ Նրա աշխատանքը հենվում է լրիվ ներքին անդրադարձման անկյան չափման վրա հետազոտվող անթափանց մարմինների դեպքում և բեկման առավելագույն անկյան չափման վրա հետազոտվող թափանցիկ մարմանի դեպքում` իրականացնելով անցում n_1 բեկման ցուցչով հետազոտվող թափանցիկ մարմնից $n_2 > n_1$ բեկման ցուցչով հարակից միջավար։ Երկու դեպքերում էլ օգտագործվում է լույսի

 $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

բեկման օրենքը, որտեղ i₁ և i₂ -ը համապատասխանաբար անկման և անդրադարձման անկյուններն են։

Աբբեի ռեֆրակտամետրի հիմնական տեղամասը երկու ապակյա ուղղանկյուն պրիզմաներն են, որոնց *ներքնաչիգային* նիստերը զուգահեռ և շատ մոտ են տեղակայվում (մոտ 0.1 մմ), իրենց մեջ ունենալով հետազոտվող 5 նյութը (Եկ. 1.16):



Նկ. 1.16

Ռեֆրակտամետրի օպտիկական սխեման: 1-լուսավորման հայելի, 2- օժանդակ շարժական պրիզմա, 3-հիմնական չափիչ պրիզմա, 4-շարժական պրիզմայի անփայլ նիստը, 5-հետազոտվող հեղուկ, 6-կոմպենսատոր, 7-դիտախողովակի օբյեկտիվը, 8-պտտական պրիզմա, 9-դիտախողովակի օկուլյարը: Մեծ բեկման ցուցչով ($n_2 = 1.7$) ներքևի 3 չափիչ պրիզման ամրացված է, իսկ ներքնաձիգային նիստը լավ հարթեցված և փայլեցված։ Վերին հարակից 2 պրիզման շարժական է և ունի հետազոտվող միջավայրին հարող անփայլ (матовый, шероховатый) ներքնաձիգային նիստ (4), ինչն իր վրա լուսային աղբյուրից եկող և պրիզմայով անցնելով ընկնող լուսային ճառագայթները ցրում է բոլոր հնարավոր անկյունների տակ (Նկ. 1.17): Հեռագայում նկատի կունենանք հետազոտվող հեղուկ նյութի դեպքը, որի բեկման ցուցչի n_x արժեքը սպասվում է n_1 և n_2 -ի միջակայքում. $n_1 < n_x < n_2$: Լույսը միջավայրերի սահմանին ուղղվում է օժանդակ պրիզմանի փոքր էջ նիստի միջով: Ուղիղ դիտման երկու դիսպերսիոն պրիզմաներից բաղկացած կոմպենսատորը թույլ է տալիս պրիզմաների հակառակ ուղղություններով պտտման միջոցով կոմպենսացնել չափիչ և օժանդակ պրիզմաների դիսպերսիաները և սպիտակ լույսի աղբյուր օգտագործելով չափել n_2 -ը:



Նկ. 1.17

Միջավայրի վերին մակերևույթին հարող անփայլ մակերևույթից լույսը ցրվելով բոլոր ուղղություններով, անցնում է միջավայրով և չափիչ պրիզմայի հետ բաժանման սահմանին ընկնում բոլոր անկյունների տակ։ Քանի որ տեղի է ունենում օպտիկապես նոսր միջավայրից օպտիկապես խիտ միջավայր անցում, ապա 0-ից մինչև 90 աստիճանի տակ ընկնող բոլոր ճառագայթները կանցնեն ներքևի չափիչ uphqմա: Ուշադրությունը կենտրոնացնենք ճառագայթներին, որոնք դուրս կգան արիզմայի կարճ էջի միջով, ինչպես պատկերված է Նկ. 1.17-ում: Ամենամեծ բեկման անկյունը, որի տակ ճառագայթները կարող են մտնել չափիչ պրիզմա, համապատասխանում են անկման մոտ 90 աստիճանին և որոշվում է n_{glass} sin i_{max} = n_{medium} հավասարությունից: Եզրային այդ ճառագայթներն ընկնում են պրիզմայի կարճ կողի վրա $\measuredangle B - i_{max}$ անկյան տակ և դուրս գալիս օդ (n_{air} = 1) φ անկյան տակ, ինչը նորից որոշվում է լույսի բեկման օրենքից`

$$\frac{\sin(\ll B - i_{\max})}{\sin \varphi} = \frac{1}{n_{\text{glass}}}:$$

Unվորաբար փորձում չափում են պրիզմայից դուրս գալու սահմանային φ անկյունը։ Թափանցիկ միջավայրի բեկման ցուցիչն այս պայմաններում որոշվում է վերջին երկու հավասարումներից արտաքսելով i_{max} -ը,

$$n_{\text{medium}} = \sin(\blacktriangleleft B) \sqrt{n_{\text{glass}}^2 - \sin^2 \varphi} - \cos(\blacktriangleleft B) \sin \varphi:$$

Իրականում, ռեֆրակտամետրով չափումներ կատարելիս, կարիք չի լինում միջավայրի բեկման ցուցչի արժեքը հաշվելու համար դիմելու այս արտահայտությանը, քանի որ վերջինս մտցված է ռեֆրակամետրի անկյունաչափի հաշվարկային սանդղակում։

Աբբեի ռեֆրակտամետրի աշխատանքը բերում է հետևյալին: Оժանդակ և չափիչ պրիզմաների բլոկից տարբեր գույների ճառագայթները դուրս են գալիս տարբեր անկյունների տակ՝ կախված հետազոտվող թափանցիկ նյութի և պրիզմայի ապակու բեկման ցուցիչների հարաբերակցությունից: Այսինքն, Աբբեի պրիզմաների բլոկն օժտված է որոշակի $d\varphi/d\lambda$ անկյունային դիսպերսիայով: ճառագայթների հետագա ճանապարհին դրվում է պրիզմաների նոր բլոկ, որի անկյունային դիսպերսիան, ինչը կախված է պրիզմաների միջև պտտման անկյունից, մեծությամբ հավասար և նշանով հակառակ լինի $d\varphi/d\lambda$ դիսպերսիային: Երկու բլոկների արդյունարար դիսպերսիան հավասար է լինում զրոյի և ճառագայթների փունջը հավաքվում է սպիտակ ճառագայթի մեջ, ինչպիսին ընկնող ճառագայթն էր։ Ելքային ճառագայթի տարածման անկյունը համապատասխանում է սպիտակ լույսի սպեկտրի միջին` դեղին գույնին: Չափիչ պրիզմայից ելքային ճառագայթների համար սահմանային անկյան առկայությունը դիտախողովակում (դրա օկուլյարի ֆոկուսային հարթությունում) բերում է լուսավոր և մութ մասերի միջև կտրուկ սահմանի ձևավորման, ինչը համապատասխանում է դեղին գույնին: Այսպիսով, Աբբեի ռեֆրակտամետրը սպիտակ լույս օգտագործելիս չափում է հետազոտվող միջավայրի բեկման ցուցիչը դեղին գույնին համապատասխանող ալիքի երկարության համար։

Չափումներ

• Լույսի աղբյուրը և 1 հայելին (Նկ. 1.16) դասավորե՛ք այնպես, որ լույսի ճառահայթներն ընկնեն 2 պրիզմայի նիստին ուղղահայաց:

 Երկու պրիզմաների արանքում կաթոցիկով լցրե՛ք 1-2 կաթիլ հետազոտվող հեղուկից, ինչի համար նախապես բարձրացրե՛ք վերին պրիզման, ապա նորից իջեցրե՛ք։

• Դիտախողովակի օկուլյարի հարմարեցմամբ դիտողական խողովակում ստացե՛ք դիտոցի, լույս-խավար սահմանի և սանդղակի հստակ պատկերները:

• Կոմպենսատորում պրիզմաների դիրքի փոփոխությամբ ստացե՜ք լույս-խավար սահմանի անգույն, հստակ պատկերը:

• Դիտոցը համընկնեցրեք լույս-խավար սահմանի հետ։ Ռեֆրակտամետրի ճիշտ աշխատանքի դեպքում թորած ջրի համար սանդղակի ցուցմունքը պետք է լինի 1.333 (եթե լաբորատորիայում ջերմաստիճանը 20^{0} C է):

Ստուգող հարցեր

- Ձևակերպե՛ք բեկման օրենքը և մեկնաբանե՛ք հարաբերական և բացարձակ բեկման ցուցիչների ֆիզիկական իմաստը:
- Ի՞նչն է կոչվում ներքին լրիվ անդրադարձում և դրա սահմանային անկյուն:
- 3. Ստացե՛ք n_{medium} -ի համար տեքստում բերված բանաձևը։
- 4. Ի՞նչ է կոմպենսատորը, ի՞նչպես է այն գործում:
- 5. Ի՞նչ դեր ունի ռեֆրակտամետրում դիտողական խողովակը։
- Ինչպիսի[°] փոփոխությունների հարկ կլիներ կատարելու սխեմայում ռեֆրակտամետրում սպիտակ լույսի փոխարեն մոնոքրոմատիկ լույս օգտագործելիս:

2. ԼՈՒՅՍԻ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ԲՆՈՒՅԹԸ։ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱ ԵՎ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱ

Լույսը որպես էլեկտրամագնիսական ալիք։ Լույսի բնույթի վերաբերյալ եղել են տարբեր կարծիքներ։ Այդ կարծիքներից հիշարժան են երկուսը, որոնք առաջ քաշվեցին համարյա միաժամանակ, XVII դարում։ Առաջին տեսակետը առաջ է քաշել Նյուտոնը։ Դա լույսի մասնիկային տեսությունն էր, ըստ որի լույսն աղբյուրից բոլոր ուղղություններով տարածվող փոքրագույն մասնիկների հոսք է։ Երկրորդ տեսակետը Հյուգենսինն է։ Ըստ Հյուգենսի լույսն այնպիսի ալիքների հոսք է, որոնք տարածվում են հատուկ հիպոթեթիկ միջավայրում, եթերում, որը լցնում է ամբողջ տարածությունը։ Լույսի այս երկակի բնույթով հնարավոր եղավ բացատրել օպտիկական շատ երևույթներ։

XIX դարի սկզբին Յունգի և Ֆրենելի կողմից լույսի ինտերֆերենցի և դիֆրակցիայի երևույթների փորձնական հայտնաբերումը հաստատեցին լույսի ալիքային բնույթը։ Այդ համոզումն առանձնապես ամրապնդվեց այն բանից հետո, երբ XIX դարի երկրորդ կեսին Մաքսվելը ցույց տվեց, որ լույսն էլեկտրամագնիսական ալիքների մասնավոր դեպք է։ Էլեկտրամագնիսական ալիքում տատանվում են (փոխվում են) երկու վեկտորներ՝ էլեկտրական դաշտի և մագնիսական դաշտի լարվածությունների վեկտորները։ X առանցքի ուղղությամբ տարածվող հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքը նկարագրվում է հետևյալ հավասարումներով՝

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \alpha)$$
 $\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \alpha)$:

Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, լույսի ֆիզիոլոգիական, ֆոտոքիմիական, ֆոտոէլեկտրական և այլ ազդեցություններն առաջանում են էլեկտրական վեկտորի ազդեցությամբ։ Էլեկտրական վեկտորի մաթեմատիկական տեսքը կարող ենք գրել

$$E \cos(\omega t - kx + \alpha)$$

տեսքով, որտեղ E-ն ալիքի լայնույթն է, ω -ն շրջանային հաճախությունն է, իսկ $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ –ն` ալիքային թիվը:

Յանկացած ալիք, հետևաբար նաև էլեկտրամագնիսական ալիքը, տարածվելիս իր հետ տեղափոխում է էներգիա։ Էլեկտրամագնիսական ալիքի տեղափոխած էներգիայի հոսքի խտությունը որոշվում է Պոյնտինգի վեկտորով՝

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$
:

Մագնիսական դաշտի համար

$$H \sim n E$$

(որտեղ ո-ը միջավայրի բեկման ցուցիչն է)։

Պոյնտինգի վեկտորի մոդուլի միջին արժեքը, ըստ ժամանակի, համեմատական է *E H* արտադրյալին, հետևաբար՝

$$S \sim n E^2$$

իսկ լույսի ինտենսիվությունը օպտիկապես համասեռ միջավայրում (n=const)՝

$$I \sim E^2$$
:

Տատանումների ինտերֆերենցը

Ալիքը տատանումների տարածումն է միջավայրում։ Եթե տարածության որևէ կետ միաժամանակ հասնում են երկու ալիքներ, ապա տվյալ կետը տատանվում է այդ երկու ալիքների ստեղծած տատանումների ազդեցության տակ։

Դիցուք, միևնույն հաճախությամբ երկու ալիքներ որևէ կետում գրգռում են նույն ուղղության ներդաշնակ տատանումներ՝

$$S_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \operatorname{ls} S_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2):$$

Այս երկու տատանումների վերադրումից ստացվում է նույն հաճախության ներդաշնակ տատանում`

$$S = S_1 + S_2 = A \cos(\omega t + \alpha),$$

որի Α լայնույթը և α փուլը որոշվում են հետևյալ առնչություններով`

$$A^{2} = a_{1}^{2} + a_{2}^{2} + 2a_{1}a_{2}\cos(\varphi_{1} - \varphi_{2})$$

և

$$tg\alpha = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}:$$

Արդյունարար տատանման լայնույթի քառակուսին ընդհանուր դեպքում հավասար չէ գումարվող տատանումների լայնույթների քառակուսիների գումարին, այսինքն, արդյունարար տատանման էներգիան ($I \sim A^2$) հավասար չէ գումարվող տատանումների էներգիաների գումարին: Արդյունքը կախված է գումարվող տատանումների սկզբնական փուլերի $\varphi_1 - \varphi_2$ տարբերություններից:

Սովորաբար մենք գործ ենք ունենում ոչ խիստ ներդաշնակ տատանումների (φ=const) հետ, որի դեպքում արդյունարար տատանման լայնույթը նույնպես ժամանակի ընթացքում փոխվում է։ Գոյություն ունեցող գրանցող սարքերը հնարավորություն չունեն հետևելու ինտենսիվության այդ արագ փոփոխություններին (օրինակ, մարդու աչքի տեսողական ընկալման իներցիան 0,1վ կարգի է, իսկ ատոմի ինքնակամ ճառագայթման տևողությունը կազմում է 10⁻⁸ -10⁻⁹ վ): Գրանցվում է ինտենսիվության արժեք, որը միջինացված է գրանցման որոշակի τ ժամանակի ընթացքում.

$$I \sim = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} A^2 dt = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt$$

կամ

$$I = I_1 + I_2 + 2a_1a_2 \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt:$$

Ինչպես երևում է արդյունարար տատանման ինտենսիվության համար ստացված արտահայտությունից, եթե միջինացման τ ժամանակի ընթացքում փուլերի ($\varphi_1 - \varphi_2$) տարբերությունը անկանոն կերպով և արագ փոփոխվում է, ապա $\int_0^{\tau} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt$ -ն ձգտում է զրոյի։ Հետևաբար տեղի է ունենեւմ ինտենսիվությունների պարզ գումարում՝ $I = I_1 + I_2$:

Իսկ եթե գրանցման au ժամանակամիջոցում փուլերի $\varphi_1-\varphi_2$ տարբերությունը մնում է հաստատուն, ապա

$$\frac{1}{\tau}\int_{0}^{t}\cos(\varphi_{1}-\varphi_{2})dt=\cos(\varphi_{1}-\varphi_{2})$$

և

 $I = I_1 + I_2 + 2a_1a_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2):$

Կախված փուլերի տարբերությունից կարող է լինել $I>I_1+I_2$ կա
մ $I< I_1+I_2$:

Եթե տատանումների վերադրման ժամանակ տեղի չունի ինտենսիվությունների պարզ գումարում, ապա ասում ենք, որ առկա է տատանումների ինտերֆերենց։ Եթե տատանումների փուլերի տարբերությունը ժամանակի ընթացքում չի փոխվում, ապա դրանք կոչվում են փոխադարձ կոհերենտ։ Փոխադարձ կոհերենտ տատանումները միշտ ինտերֆերենցում են։

Ալիքների ինտերֆերենցը

Ալիքների դեպքում կոհերենտության ապահովելու պայմաններն ավելի են բարդանում, քանի որ ժամանակային խնդիրներին (պահանջներին) ավելանում են նաև տարածական խնդիրները (պահանջները)։ Արդյունքում լուսային ալիքների ինտերֆերենց սովորական պայմաններում չի դիտվում կամ շատ դժվար է դիտվում։ Կոհերենտությունը բացակայում է լույսի տարբեր ջերմային աղբյուրներից առաքված ալիքների և նույնիսկ լույսի նույն աղբյուրի տարածական տարբեր տիրույթներից առաքված լուսային ալիքների միջև։

Երկու կոհերենտ լուսային ալիքներ ստանալու ամենապարզ միջոցը կետային աղբյուրների օգտագործումն է։ Ներկայումս լավ մշակված են երկարաժամկետ կոհերենտությունների հասնելու նաև այլ միջոցներ, օրինակ լազերային ճառագայթների գեներացիան, սակայն դրանց առաջացման մեխանիզմների և պայմանների վրա կանգ չենք առնի։ Ավելացնենք միայն, որ տարբերակվում են ժամանակային և տարածական կոհերենտություններ, որոնք ամբողջությամբ չէ որ իրարից անկախ են:

Այսպիսով, լուսային ալիքների ինտերֆերենց դիտելու համար հարմար է կետային լույսի աղբյուրի ճառագայթումը բաժանել երկու փնջերի, որոնք անցնելով (ոչ շատ մեծ) ճանապարհներ և հանդիպելով իրար կինտերֆերենցեն: Այս միջոցն առաջին անգամ առաջարկվել և իրականացվել է Յունգի կողմից, ինչպես ներկայացվում է Նկ. 2.1-ում:



Նկ. 2.1

S կետային աղբյուրից լուսային ալիքն ընկնում է էկրանի վրա, որի վրա կան երկու նեղ ձեղքեր։ Այդ ձեղքերը աջակողմյան կիսատարածության համար ծառայում են որպես լույսի կետային կոհերենտ աղբյուրներ, որոնց առաքած կոհերենտ ալիքները E էկրանի վրա առաջացնում են ինտերֆերենցիոն պատկեր։ Այս դեպքում ալիքների ինտերֆերենցից ստացված պատկերում ինտենսիվության բաշխումը (մաքսիմումներ և մինիմումներ) կախված կլինի արդեն ոչ միայն այդ վերադրվող ալիքների սկզբնական փուլերի տարբերությունից, այլ նաև այն լրացուցիչ փուլերի տարբերությունից, որ նրանք ձեռք կբերեն աղբյուրներից մինչև վերադրման կետ հասնելը։

 S_1 և S_2 կոհերենտ աղբյուրների հեռավորությունը նշանակենք 2l-ով՝ $S_1S_2 = 2l$, իսկ աղբյուրների հեռավորությունը էկրանից՝ D-ով: S_1 և S_2 կոհերենտ աղբյուրներից առաքված ալիքները էկրանի M կետում կառաջացնեն տատանումներ, որոնք կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքերով՝

 $E_1 = E_0 \cos(\omega t - kr_1) \ \ b \ E_2 = E_0 \cos(\omega t - kr_2):$

Հաշվարկի պարզության համար ընդունել ենք, որ երկու ալիքների լայնույթները M կետում նույնն են՝ E_0 և S_1 ու S_2 աղբյուրները համափուլ են (φ =0)։ Արդյունարար տատանումը կլինի



Նկ. 2.2

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \cos \left(\omega t - k \frac{r_1 + r_2}{2}\right):$$

Ստացված արտահայտությունից հետևում է, որ արդյունարար տատանման լայնույթը M կետում կլինի

$$A = 2E_0 \cos\frac{k(r_2 - r_1)}{2},$$

որտեղ $r_2 - r_1 = \Delta$ և կոչվում է ընթացքների տարբերություն։ Քանի որ տատանման ինտենսիվությունը համեմատական է լայնույթի քառակուսուն, ապա արդյունարար տատանման ինտենսիվությունը կլինի

$$I \sim A^2 = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\kappa \Delta}{2} = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta S$$

Եթե ընթացքների տարբերությունը պարունակում է զույգ թվով կես ալիք՝ $\Delta = 2m\frac{\lambda}{2} = m\lambda$, m = 0, 1, 2, ..., ապա տվյալ կետում ինտեն-սիվությունը կլինի մաքսիմում՝ $I_{max} = 4E_0^2$, իսկ կենտ թվով կես ալիքի դեպքում՝

$$\Delta = \frac{(2m+1)\lambda}{2}, m = 0, 1, 2, ...,$$
 մինիմում` $I_{min} = 0$:

Այսպիսով, էկրանի վրա կդիտվի լուսավոր և խավար շերտերի հաջորդականություն (Նկ. 2.2):



Նկ. 2.3

Եկրանի յուրաքանչյուր կետի լուսավորվածությունը որոշելու համար հարկ է հաշվել այդ կետ հասնող կոհերենտ ալիքների ընթացքների տարբերությունը։ Եկրանի լուսավորվածության բաշխումն արտահայտենք էկրանի տվյալ կետի x կոորդինատով։ Եկրանի կենտրոնում (0 կետում) կստացվի կենտրոնական մաքսիմում (S₁ և S₂ աղբյուրները համափուլ են)։ Նկ. 2.3-ից` $r_1^2 = D^2 + (x - l)^2$ *l* $r_2^2 = D^2 + (x + l)^2$:

Այստեղից

$$r_2^2 - r_1^2 = 4xl:$$

և համապատասխանաբար

$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{4xl}{r_1 + r_2}$$

Ընթացքների տարբերությունը միշտ էապես փոքր է լինում $r_1 -$ ից
 $h_2 -$ ից։ Հետևաբար

$$r_1 + r_2 \approx 2D$$

և կունենանք

$$\Delta = \frac{2l}{D}x:$$

Ստացված այս արժեքը տեղադրելով ինտենսիվության արտահայտության մեջ՝ կունենանք

$$I = 4E_0^2 \cos^2 \pi \frac{2l}{\lambda D} x$$

Էկրանի վրա ինտենսիվության մաքսիմում կդիտվի այն կետերում, որոնց կոորդինատը կլինի

$$X_{max} = \pm m \frac{D\lambda}{2l}$$
 $m = 0, 1, 2, 3...$

Իսկ մինիմում, երբ

$$X_{\min} = \pm m \frac{D\lambda}{2l}$$
 $m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}.$

Այսպիսով, էկրանի վրա կդիտվի լուսավորվածության պարբերական փոփոխություն: Երկու հարևան մաքսիմումների (կամ մինիմումների) հեռավորությունը, որը համապատասխանում է m-ի մեկ միավորով փոխվելուն, կլինի

$$B=\Delta x=\frac{D\lambda}{2l},$$

որը կոչվում է շերտի լայնություն: Այստեղից պարզ երևում է, որ երկու հարևան շերտերն այնքան հեռու կլինեն իրարից, որքան տվյալ D-ի և λ-ի դեպքում փոքր լինի 2*l*-ը,այսինքն ինչքան մոտ լինեն երկու կոհերենտ աղբյուրները։

Անհրաժեշտ է նշել, որ այստեղ չի խախտվում էներգիայի պահպանման օրենքը, այլ միայն տեղի է ունենում էներգիայի վերաբաշխում։

Լույսի դիսպերսիան

Միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության արդյունքներից մեկը լույսի դիսպերսիան է միջավայրում։ Լույսի դիսպերսիա կոչվում է միջավայրի n բեկման ցուցչի կախումը լույսի v հաճախությունից (λ ալիքի երկարությունից)։ Այն դրսևորվում է նաև լուսային ալիքների ֆազային արագության՝ v(λ)-ից կախումով։

Դիսպերսիայի հետևանքներից է սպիտակ լուսային փնջի տարրալուծումը գունավոր սպեկտրի ապակյա պրիզմայի միջով անցնելիս (Նկ. 2.4): Լույսի դիսպերսիայի առաջին էքսպերիմենտալ ուսումնասիրությունը կատարել է Նյուտոնը 1672 թվականին: Նյուտոնը կարծում էր, որ երևույթը կարելի է կապել լուսային կորպուսկուլների տարբեր զանգվածներ ունենալու հետ: Դիտարկենք ճառագայթի լուսային պրիզմայով անցումն ավելի մանրամասն:



Թող պրիզմայի բեկող գագաթում անկյունը $\prec A$ է, իսկ մոնոքրոմատիկ ճառագայթը ձախակողմյան նիստին ընկնում է α_1 անկյան տակ և երկու բեկումներից հետո աջակողմյան նիստից դուրս գալիս α_2 անկյան տակ, արդյունքում սկզբնական ուղղությունից շեղվելով φ անկյունով (ինչպես պատկերված է Նկ. 2.4-ում)։ Համաձայն նկարի՝

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \measuredangle A:$$

Mupq undչnipjniն umuնuini նպաmuhni` ենթադրենք, np ≪A-ն և անկման α₁ անկյniնը փnpp են: Այդ դեպpniմ փnpp կլինեն նաև α₂, β₁, β₂ անկյniնները և բեկման օրենքներniմ անկյniնների սինniuները կարող են փnխարինվել այդ անկյniնների արժեքներnd: Հետևաբար, ձախակողմյան նիստի վրա բեկման համար կniնենանք α₁ / β₁ = n, աջակnղմյան նիստի վրա` α₂ / β₂ = n, և քանի np β₁ + β₂ = ≪A, ապա

$$\alpha_2 = \beta_2 \mathbf{n} = \mathbf{n} (\boldsymbol{\triangleleft} \mathbf{A} - \beta_1) = \mathbf{n} (\boldsymbol{\triangleleft} \mathbf{A} - \alpha_1 / \mathbf{n}) = \mathbf{n} \boldsymbol{\triangleleft} \mathbf{A} - \alpha_1:$$

Արդյունքում կունենանք

$$\varphi = \measuredangle A(n-1),$$

ինչը նշանակում է, որ պրիզմայում ճառագայթների բեկման անկյունն այնքան մեծ է, ինչքան մեծ է պրիզմայի բեկող անկյունը։

Բեկման φ անկյունը կախված է նաև **n** բեկման ցուցչից, ինչն իր հերթին կախված է ալիքի երկարությունից։ Այստեղից հետևում է կարևոր օրինաչափություն, որ տարբեր ալիքի երկարություն ունեցող ճառագայթներն անցնելով պրիզմայով բեկվում են տարբեր անկյունների տակ։ Սպիտակ լույսը՝ անցնելով պրիզմայով տարրալուծվում է բաղադրիչ գույների, ինչպես և մեկնաբանել էր Նյուտոնը։ Այսպիսով, լուսային ճառագայթի սպեկտրալ բաղադրությունը կարելի է որոշել անցկացնելով այն թափանցիկ պրիզմայով:

D = d n / d v կամ $D = d n / d \lambda$ դիսպերսիա կոչվող մեծությունը ցույց է տալիս, թե որքան արագ է սպեկտրում փոխվում բեկման ցուցիչը։ Թափանցիկ միջավայրերում բեկման ցուցիչը որպես կանոն մեծանում է հաճախության մեծացմանը զուգընթաց` d n / d v > 0: Այդպիսի դիսպերսիան կոչվում է *նորմալ դիսպերսիա*: Ophնակ, unվորական ապակին թափանցիկ է տեսանելի լույսի համար և հաճա-
խությունների այս տիրույթում ապակում դիտվում է նորմալ դիսպերսիա։ Կարմիր լույսը, օրինակ, ապակե պրիզմայում բեկվում է ավելի քիչ, քան կապույտ լույսը։ Նորմալ դիսպերսիայի երևույթի վրա է հենված լույսի տարրալուծումը բաղադրիչների պրիզմային *մոնոքրոմապորում*։

Կլանման գծերի և կլանման գոտիների մոտակայքում տեղի է ունենում նաև հակառակ օրինաչափությունը՝ բեկման ցուցիչը փոքրանում է հաճախության մեծացմանը զուգընթաց՝ d n /d v < 0 : Այդպիսի դիսպերսիան կոչվում է *անոմալ դիսպերսիա*։ Բեկման ցուցչի կախումը հաճախությունից (ալիքի երկարությունից) սխեմատիկորեն պատկերված է Նկ. 2.6-ում (Նկ. 2.7-ում): Η տեղամասում դիսպերսիան նորմալ է, A տեղամասում՝ անոմալ։ Ապակում սպեկտրի ինֆրակարմիր և ուլտրամանուշակագույն մասերում դիտվում է անոմալ դիսպերսիա:



Դիսպերսիայի երևույթը դրսևորվում է նաև ոսպնյակի աշխատանքում։ Կապույտ գույնի համար ոսպնյակի ֆոկուսային հեռավորությունը փոքր է, հետևաբար օպտիկական ուժը մեծ է, քան կարմիր գույնի համար։ Դա նշանակում է, որ կապույտ ճառագայթներով կազմված առարկայի պատկերն իր տեղով և չափերով չի համընկնում կարմիր ճառագայթներով կազմված պատկերի հետ։ Սպիտակ լույսով ոսպնյակում ձևավորված պատկերի եզրերը գունավորված են

և պակաս հստակ, քան մոնոքրոմատիկ լույսով կառուցված պատկերը։ Այս երևույթը կոչվում է *քրոմատիկ աբերացիա*։

Դիսպերսիայի վառ օրինակ է ծիածանը։ Ծիածանը դիտվում է, եթե արևը գտնվում է դիտորդի ետևում։ Կարմիրից մինչև մանուշակագույն ճառագայթները բեկվում են անձրևի կաթիլներում և անդրադառնում ներքին մակերևույթից (Նկ. 2.8)։ Կարմիր ճառագայթներն ամենաքիչն են բեկվում և արդյունքում դիտորդին հասնում հորիզոնի նկատմամբ ամենամեծ անկյան տակ, իսկ մանուշակագույնը` ամենափոքր։ Այդ պատճառով կարմիր գույնը ծիածանում երևում է ամենավերին շերտով, մանուշակագույնը` ամենաստորին։



Նկ. 2.8։ Ծիածանի առաջացումը։

Ծիածանի աղեղնաձև տեսքը բացատրվում է անձրևի կաթիլների գնդաձևությամբ արևի ընկնող ճառագայթների զուգահեռության պայմաններում։ Օգտագործելով լույսի անդրադարձման և բեկման օրինաչափությունները` անկյունների և ինտենսիվությունների համար հնարավոր է լինում պարզել, որ առավել մեծ ինտենսիվություն ունենում են այն ճառագայթները, որոնք արևի ճառագայթների նկատմամբ կազմում են 42° անկյուն (Նկ. 2.9)։ Այդպիսի ճառագայթների երկրաչափական ընթացքը կազմում է շրջանագիծ, որի կենտրոնը գտնվում է 0 կետում։ Շրջանի մի մասը` կեսից ավելին, ծածկված է P դիտորդից հորիզոնի տակ։ Հորիզոնից վեր մասն էլ կազմում է ծիածանը։



Նկ. 2.9։ Ծիածանի դիրքը։

Անձրևի կաթիլներում հնարավոր է նաև ճառագայթների կրկնակի անդրադարձում, որոնք բերում են ծիածանի առաջացման, իհարկե ավելի փոքր ինտենսիվությամբ։ Տեսությունն այս երկրորդ կարգի ծիածանի համար տալիս է 51° անկյուն, այսինքն, այն դուրս է գտնվում հիմնական ծիածանից։ Գույների հաջորդականությունը հակառակն է՝ արտաքին աղեղը մանուշակագույն է, ներքինը՝ կարմիր։ Երրորդ և ավելի բարձր կարգերի ծիածաններ հազվադեպ են դիտվում։

Դիսպերսիայի տարրական տեսությունը։ Միջավարի բեկման ցուցչի առաջացումը և դրա կախումը տարրածվող էլեկտրամագնիսական ալիքի երկարությունից (հաճախությունից) բացատրվում է ստիպողական տատանումների տեսության հիման վրա։ Հիմնական դերն այստեղ կատարում են փոքր զանգված ունեցող մասնիկները՝ էլեկտրոնները։ Խիստ հետևողական լինելիս պետք էր ելնել նրանից, որ էլեկտրոնների շարժումներն ատոմներում և մոլեկուլներում ընթանում են քվանտային տեսության օրինաչափություններով։ Սական օպտիկական հիմնական երևույթները կարելի է հասկանալ սահմանափակվելով մեզ ծանոթ և ավելի պարզ գաղափարների վրա հենվող դասական ֆիզիկայով։ Վերջինիս սահմաններում էլեկտրոնը կարելի է պատկերացնել ատոմում (մոլեկուլում) կապված առաձգական ուժերով։ Էլեկտրամագնիսական ալիքի կողմից ազդող ուժի ազդեցության տակ էլեկտրոնները շեղվում են հավասարակշռության դիրքերից և սկտում են տատանվել՝ իրենց շուրջը ստեղծելով ալիքի հաճալտությամբ տատանվող և տարածվող նոր էլեկտրամագնիսական դաշտ։ Այն վերադրվում է ընկնող ալիքի դաշտին։ Միջավայրում ձևավորվում է գումարային էլեկտրամագնիսական դաշտ, ինչը տարբերվում է միջավայրի վրա ընկնեղ ալիքի դաշտից ինչպես ինտենսիվությամբ, այնպես էլ ընդհանուր դեպքում տարածման ուղղությամբ։ Մաթեմատիկական ձևակերպմամբ դա ներկայանում է միջավայրի համար բեկման ցուցչի հասկացությամբ։ Պատկերավոր ասած, միջավայրն արձագանքում է դաշտի ազդեցությանը նմանատիպ դաշտի գեներացմամբ, դրանով իսկ միջավայրում ձևափոխելով դաշտն ընկնող (վակուումային) դաշտի համեմատ։

Այս պատկերացումները թույ են տալիս հեշտությամբ հասկանալու նաև դիսպերսիայի գոյությունը։ Բանն այն է, որ էլեկտրամագնիսական ալիքի հաճախությունը (ալիքի երկարությունը) փոխվելիս փոխվում է էլեկտրոնների տատանումների ոչ միայն հաճախությունը, այլև ամպլիտուդը։ Հետևաբար՝ նաև էլեկտրոնների տատանումների գեներացրած դաշտի և արդյունքում՝ արդյունարար դաշտի ամպլիտուդը։ Դա էլ նշանակում է միջավայրի բեկման ցուցչի կախում նրանում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքի հաճախությունից (ալիքի երկարությունից)։ Նկատենք, որ բեկման ցուցչի սահմանումը ենթադրում է վակուումը ևս ներառել միջավայրերի դասում, նրան վերագրելով մեկ բեկման ցուցիչ՝ բնականաբար դիսպերսիայի բացակայությամբ։

Վերոհիշյալ մոդելի սահամններում կատարված հաշվարկները միջավայրի բեկման ցուցչի քառակուսու համար (ինչն առավել հաճախ անվանում ենք միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիություն և նշանակում հունական այբուբենի ε տառով) բերում են

$$\mathbf{n}^{2}(\omega) = 1 + \frac{N}{\varepsilon_{0}} \sum_{k} \frac{e_{k}^{2} f_{k}}{m_{k} (\omega_{0k}^{2} - \omega^{2})}$$

արտահայտության, ուր N -ը համասեռ միջավայրի ատոմների կոնցենտրացիան է, ε_0 -ն` էլեկտրական հաստատունը (միավորների միջազգային համակարգում), e_k -ն, m_k -ն, ω_{0k} -ն և f_k -ն` k-րդ օսցիլյատորի համապատասխանաբար լիցքի մեծությունը, զանգվածը, սեփական տատանումների հաճախությունը և օսցիլյատորի ուժ կոչվող պարամետրերն են, ω -ն էլեկտրամագնիսական ալիքի շրջանային հաճախությունն է:

 $ω_{0k}$ սեփական հաճախություններից յուրաքանչյուրի մոտ $\mathbf{n}(\omega)$ դիսպերսիոն կախումը տարամիտում խզվում է: Դիսպերսիոն կախման այսպիսի վարքը պայմանավարված է օսցիլյատոր-էլեկտրոնների տատանողական շարժումներում մարման (ռելաքսացման) պրոցեսների բացթողմամբ։ Միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության բնութագրական վարքը ռելաքսացման պրոցեսների հաշվառմաբ բերված է Նկ. 2.10-ում։ Գծիկներով պատկերը դիսպերսիոն կորը ներկայացնում է առանց մարումների հաշվառման։ Իրականում կա նաև ռեզոնանսային հաճախությունների թեթևակի շեղում, ինչը նկարում պատկերված չէ։ Ռեզոնանսային $ω_{0k}$ հաճախությունների շրջաններում տեղի է ունենում ալիքի էներգիայի ինտենսիվ կլանում։



Նկ. 2.10: Միջավայրի $\varepsilon = n^2$ դիէլեկտրիկ թափանցելիության կախումը էլեկտրամագնիսական ալիքի հաճախությունից։

Գաղափար խմբային արագության մասին։ Դիսպերսիայի երևույթի հետ սերտորեն կապված է խմբային արագության հասկացությունը։ Նկատելի դիսպերսիայով օժտված միջավայրում իրական՝ վերջավոր տևողության էլեկտրամագնիսական իմպուլսի տարածման ժամանակ տեղի է ունենում իմպուլսի ճապաղում, այն է տարածական սփռման լայնացում և տևողության մեծացում։ Դա կապված է նրա հետ, որ այդպիսի իմպույսները մոնոքրոմատիկ սինուսոիդայ ալիք չեն ներկայացնում, այլ ալիքային փաթեթ կամ տարբեր հաճախությունների ու ամպլիտուդներով հարմոնիկ ալիքների համախումբ, nnnûghq յուրաքանչյուրը միջավայրում տարածվում ţ hp $V(\omega) = c/n(\omega)$ ֆազային արագությամբ։ Եթե ալիքային փաթեթը տարածվեր վակուումում, ինչը զուրկ է դիսպերսիայից՝ $\mathbf{n}(\omega) = 1$, ապա փաթեթի տարածաժամանակային տեսքը կպահպանվեր և փաթեթը կտարածվեր c ֆազային արագությամբ։ Միջավայրում տարածման դեպքում ոչ արագ դեֆորմացվող ալիքային փաթեթների համար մտցվում է մի «միջինացված» բնութագրիչ, փաթեթում առկա հաճախությունների ամպլիտուդների միջին արժեքի տեղափոխման թափը ներկայացնող մեծություն, որի համար ստացվում է հետևյալ բանաձևը`

$$v_{group} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{d(n(\omega)\omega)/d\omega}$$
:

Այն միշտ փոքր է c -ից և ներկայացնում է նաև միջավայրում ալիքի կողմից էներգիայի տեղափոխման արագությունը։

Աշխատանք 1. Լույսի ալիքի երկարության որոշումը Նյուտոնի օղակներով և Ֆրենելի երկպրիզմայով

Նյուպոնի օղակները դիտվում են, երբ լույսն անդրադառնում է իրար հպված հաստ, հարթ զուգահեռ ապակե թիթեղից և կորության մեծ շառավիղ ունեցող հարթ - ուռուցիկ ոսպնյակից: Որպես բարակ թաղանթ, որի մակերևույթներից անդրադառնում են կոհերենտ ալիքները, ծառայում է թիթեղի և ոսպնյակի միջև եղած օդային սեպը (թիթեղի և ոսպնյակի մեծ հաստության պատճառով այլ մակերևույթներից անդրադարձումների հաշվին ինտերֆերենցիայի շերտեր չեն առաջանում)։ Լույսի ուղղահայաց անկման դեպքում հավասար հաստության շերտերն ունեն համակենտրոն շրջանագծերի տեսք։



Նկ. 2.11. Նյուտոնի օղակները։

Նկ. 2.11-ում պատկերված են Նյուտոնի օղակների ստացման և դիտվող ինտերֆերենցիայի գծապատկերները։ Գտնենք Նյուտոնի օղակների շառավիղները լույսի ուղղահայաց անկման դեպքում։ Ինչպես հետևում է Նկ. 2.11-ի կառուցումից, օպտիկական ճանապարհների տարբերությունը հավասար է օդային սեպի (n = 1) կրկնակի հաստությանը՝ $\Delta = 2b$ և

$$R^{2} = (R - b)^{2} + r^{2} \approx R^{2} - 2Rb + r^{2},$$
 (2.1)

որտեղ R-ը ոսպնյակի կորության շառավիղն է, r-ը՝ այն շրջանագծի շառավիղը, որի բոլոր կետերին համապատասխանում է սեպի

նույն հաստությունը։ (2.1) բանաձևից կունենանք` b $\approx r^2/2R$: Թիթեղից անդրադառնալիս, տեղի է ունենում փուլի փոփոխություն, որը հավասար է π -ի։ Այն հաշվի առնելով` Δ -ի արժեքին պետք է ավելացնել $\lambda/2$: Արդյունքում կստացվի`

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} : \qquad (2.2)$$

Цյն կետերում, որոնց համար $\Delta = m\lambda = 2m(\lambda/2)$, կառաջանան ինտենսիվության մաքսիմումներ (լուսավոր օղակներ): Цյն կետերում, որոնց համար տեղի ունի $\Delta = (2m+1)(\lambda/2)$ պայմանը, կառաջանան մինիմումներ (խավար՝ մութ օղակներ): Օգտվելով (2.2) բանաձևից՝ m-րդ մութ օղակի համար կունենանք՝

$$\mathbf{r}_{\rm m} = \sqrt{\mathbf{m}\lambda\mathbf{R}}: \qquad (2.3):$$

Հետևաբար, մութ (խավար) օղակների հաշվարկը սկսվում է m = 0 արժեքից, այսինքն՝ ինտեր. Երենցիայի պատկերի կենտրոնից սկսած։ Լուսավոր օղակների հաշվարկը սկսվում է m = 1 արժեքից և որքան մեծանում է m -ը, այնքան ավելի ու ավելի խիտ են դասավորվում ինտեր. Երենցիայի օղակները։ Չափելով խավար օղակների $\mathbf{r}_{\rm m}$ շառավիղները՝ (2.3) բանաձևով կարելի է որոշել λ -ն, եթե հայտնի է ոսպնյակի R շառավիղը կամ հակառակը՝ որոշել R -ը հայտնի λ -ի դեպքում։

Չափումներ

1. Միացրեք մանրադիտակի լամպը և լուսազտիչի օգնությամբ առանձնացրե՛ք կանաչ գույնի լույսը ($\lambda = 5500 \text{\AA}$):

2. Մանրադիտակը կիզակետե՛ք ապակյա թիթեղի վերին մակերևույթի վրա (առանց ոսպնյակի)։ Ոսպնյակը տեղադրե՛ք այնպես, որ նրա և ապակյա թիթեղի հպման կետը գտնվի մանրադիտակի տեսադաշտի կենտրոնում և դիտվի ինտերֆերենցիայի հստակ օղակ-

ներ։ Եթե օղակները հստակ չեն, ապա չդիպչելով ոսպնյակին, ճշտադրե´ք մանրադիտակի կիզակետումը։ Երբեմն ինտերֆերենցիայի օղակների կենտրոնը, փոշու առկայության պատճառով, ստացվում է լուսավոր։ Այդ դեպքում անհրաժեշտ է ապակյա թիթեղը և ոսպնյակը մաքրել փոշուց։ Չափումների համար ընտրեք կենտրոնից բավականաչափ հեռու` չորսից հինգ հստակ մութ օղակներ (օղակների հստակությունը կենտրոնին մոտ բավականաչափ վատ է)։ Չափե´ք յուրաքանչյուր մութ օղակի տրամագիծը, հաշվե´ք շառավիղի արժեքը և յուրաքանչյուր զույգ չափումների համար (2.3) բանաձևից որոշե´ք ոսպնյակի կորության շառավիղը՝

$$R = \frac{\left(r_p - r_q\right)\left(r_p + r_q\right)}{\lambda\left(p - q\right)},$$

որտեղ r_{p} -ն և r_{q} -ն p-րդ և q-րդ օղակների շառավիղներն են։

Իմանալով ոսպնյակի կորության շառավիղը՝ կարելի է գնահատել լույսի անհայտ ալիքի երկարությունը։

Ֆրենելի երկիպրիզման իրենից ներկայացնում է ապակու մի կտորից պատրաստված և ընդհանուր հիմք ունեցող երկու հատվածակողմեր, որոնց բեկող θ անկյունը փոքր է (Նկ. 2.12): Լույսի աղբյուր է երկհատվածակողմի երկնիստ բութ անկյան նիստերի հատման գծին (բեկող կողին) խիստ զուգահեռ դասավորված, վառ լուսավորման նեղ ճեղքը:



Նկ. 2.12․ ճառագայթների ընթացքը Ֆրենելի երկպրիզմայում։

Հասկանալի է, որ եթե լույսի աղբյուրը երկար ու նեղ ճեղք է, ապա աղբյուրի չափերի սահմանափակումը վերաբերում է զուտ ճեղքի լայնությանը։ ճեղքի երկայնքով դասավորված բոլոր կետերը համարժեք են, և ինտերֆերենցիան դիտվում է ճեղքի դիմաց տեղադրված էկրանի վրա։ Եկրանից մինչև ճեղքը եղած հեռավորությունը կամայական է և ազդում է միայն ինտերֆերենցիայի դիտվող պատկերի լուսավորվածության ու չափերի վրա։

Կարևոր է նշել քննարկվող փորձի հետևյալ բնորոշ հատկանիշները, որոնք ընդհանուր են այդպիսի բոլոր փորձերի համար:

 1) ճառագայթումը կիզակետելու համար ոսպնյակներ կամ այլ օպտիկական սարքեր չեն օգտագործվում: Ինտերֆերենցիայի պատկերն առաջանում է տարածության ցանկացած մասում, որտեղ վերածածկվում են ինտերֆերենցող փնջերը:

2) Ծեղքի լայնության մեծացմանը զուգընթաց աճում է էկրանի լուսավորվածությունը, բայց նվազում է ինտերֆերենցիայի շերտերի հստակությունը, և ճեղքի որոշակի լայնության դեպքում այդ շերտերը բոլորովին վերանում են: Ակներև է, որ այդ պայմաններում լուսային աղբյուրը չի կարելի համարել կետային:

3) Ինտերֆերենցիայի պատկերը հստակ կլինի միագույն լույսով լուսավորելիս։ Կիրառվում են նաև լազերային աղբյուրներ։ Լույսի S աղբյուրից a հեռավորության վրա տեղադրված երկպրիզմայի վրա ճառագայթների անկման անկյունը փոքր է, որի հետևանքով բոլոր ճառագայթները շեղվում են միևնույն անկյունով։ Արդյունքում առաջանում են երկու կոհերենտ ալիքներ, որոնք դուրս են գալիս S-ի հետ նույն հարթության մեջ գտնվող S_1 և S_2 կեղծ աղբյուրներից, որոնց միջև հեռավորությունը 2*l* է:

Ինտերֆերենցիան դիտվում է երկպրիզմայից b հեռավորության վրա տեղադրված էկրանի վրա։ Աղբյուրներից մինչև էկրանը եղած հեռավորությունը՝

$$D = a + b$$
:

Ինտերֆերենցիայի շերտի լայնությունը գտնում ենք հետևյալ բանաձևից`

$$\Delta x = \frac{D \lambda}{2l}:$$

Ինչպես տեսնում ենք, այն հակադարձ համեմատական է աղբյուրների միջև 2*l* հեռավորությանը։

Աշխատանքի ընթացքը

Որպես լույսի աղբյուր է ծառայում շիկացման լամպով լուսավորվող նեղ ճեղքը։

 Երկիատվածակողմը տեղադրե՛ք ճեղքից 2-3 սմ հեռավորության վրա այնպես, որ նրա բեկող կողերը լինեն ուղղածիգ և ճեղքին զուգահեռ։

2. Երկպրիզմայից 30-40 սմ հեռավորության վրա տեղադրե՛ք մանրադիտակ և, տեղաշարժելով երկպրիզման ու մանրադիտակը, ստացե՛ք ինտերֆերենցիայի հստակ պատկեր:

3. Մանրադիտակի պտուտակի օգնությամբ օկուլյարում դիտվող խաչը տեղադրե՛ք ինտերֆերենցիայի պատկերի որևէ լուսավոր (մութ) շերտի վրա:

4. Գրանցեք մանրադիտակի թմբուկի համապատասխան ցուցմունքը։ Այնուհետև չափե՛ք երկու իրարից զգալիորեն հեռացված լուսավոր (մութ) շերտերի միջև եղած հեռավորությունն ու բաժանե՛ք շերտերի թվի վրա:

5. Գնահատե՛ք Δx -ը, որը համապատասխանում է երկու մաքսիմումների կամ մինիմումների միջև եղած հեռավորությանը:

6. Այժմ չափեք երկու կեղծ աղբյուրների 2/ հեռավորությունը։

Այդ նպատակով պրիզմայի և մանրադիտակի արանքում տեղադրե՛ք ոսպնյակ ու էկրանի վրա ստացե՛ք կեղծ աղբյուրների հստակ պատկեր: Հեռացրե՛ք էկրանը, մանրադիտակով դիտե՛ք կեղծ պատկերները և վերը նկարագրված եղանակով չափե՛ք նրանց հեռավորությունը` 2*l'* -ը: Ոսպնյակի խոշորացման բանաձևով որոշեք կեղծ պատկերների 2*l* հեռավորությունը`

$$2l = \frac{a}{b}2l'$$

որտեղ \mathbf{a} -ն ձեղքի և ոսպնյակի, իսկ \mathbf{b} -ն ոսպնյակի և մանրադիտակի միջև եղած հեռավորություններն են, D = a + b:

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{2l}$$

բանաձևի օգնությամբ հաշվե՜ք ալիքի երկարությունը։ Չափումները կրկնե՜ք մի քանի անգամ և միջինացրե՜ք ստացված արդյունքները։

Աշխատանք 2. Պրիզմային մոնոքրոմատոր

Աշխատանքի նպատակը մոնոքրոմատորի ուսումնասիրումն ու աստիճանավորումն է, նրա դիսպերսիայի և լուծողունակության որոշումը։

Գոյություն ունեն լույսի մոնոքրոմատիզացման տարբեր եղանակներ, հենված լույսի բեկման ցուցչի կամ կլանման գործակցի՝ լույսի ալիքի երկարությունից (հաճախությունից) ունեցած կախվածության վրա: Սույն աշխատանքում օգտագործվում է բեկման ցուցչի (ալիքի տարածման արագության) կախումը։ Ի հաշիվ վերջինիս, երկու միջավայրերի բաժանման սահմանին տարբեր ալիքի երկարություններ բեկվում են տարբեր անկյունների տակ և եթե իրականացվի որոշակի ուղղության ալիքների առանձնացում, ապա կատարված կլինի մոնոքրոմատիզացում։ Պրիզմային մոնոքրոմատորն աշխատում է հետևյալ սկզբունքով։

Մոնոքրոմատորի սկզբունքային սխեման ներկայացված է Նկ. 2.13-ում։ Ճառագայքման 1 աղբյուրից լույսը 2 և 3 ոսպնյակների օգնությամբ ֆոկուսացվում է մոնոքրոմատորի S_1 ճեղքի վրա, ինչը գտնվում է 4 օբյեկտիվի ֆոկուսային հարթությունում. և զուգահեռ փնջով ընկնում է մոնոքրոմատորի դիսպերսող էլեմենտի՝ 5 պրիզմայի վրա։ Պրիզման տարրալուծում է լույսը մոնոքրոմատիկ բաղադրիչների։ Ելքային 6 օբյեկտիվը մոնոքրոմատիկ փնջերը հավաքում է իր 7 ֆոկուսային հարթության տարբեր կետերում, ուր էլ տեղակայ- ված է S_2 ելքային ճեղքը։



Նկ. 2.13

Ֆոկուսային հարթությունում տարբեր գույների հավաքածուն ներկայացնում է աղբյուրի ճառագայթման սպեկտրը։ Տեղաշարժելով սպեկտրը S_2 ճեղքի նկատմամբ պրիզմայի պտույտի օգնությամբ, կարելի է ստանալ ելքային տարբեր սպեկտրալ բաղադրիչներ։

Մոնոքրոմատորի հիմնական բնութագրիչները *դիսպերսիան* և լուծողունակությունն են։

Մոնոքրոմատորի D_{φ} *անկյունային դիսպերսիա* է կոչվում ալիքի $\delta\lambda$ չափով երկարությամբ տարբերվող ալիքների միջև պրիզմայի կողմից առաջացվող $\delta\varphi$ անկյունային շեղման հարաբերակցությունը՝ $D_{\varphi} = \delta\varphi / \delta\lambda$ ։ Վերջինիս համար կարելի է դուրս բերել

$$D_{\varphi} = \frac{2\sin(\measuredangle A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\measuredangle A/2)}} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$$
(2.4)

բանաձևը, որտեղ ∢A -ն և n -ը համապատասխանաբար պրիզմայի բեկող անկյունը և նյութի (ապակու) բեկման ցուցիչն են:

Մտցվում է նաև *գծային դիսպերսիա* բնութագրիչ $D_l = f_2 D_{\varphi}$ բնական սահմանմամբ, որտեղ f_2 -ը 6 օբյեկտիվի ֆուկուսային հեռավորությունն է։ Մոնոքրոմատորի *R լուծիչ ուժը* (լուծողունակությունը) որոշում է սարքի ունակությունը տարանջատելու երկու մոտ գտնվող λ_1 և λ_2 ալիքի երկարություններ, այսինքն այն ամենափոքր $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ հեռավորությունը, որի վրա գտնվող երկու սպեկտրալ գծեր կարող են, համաձայն Ռելեի կրիտերիայի, տարան-չատվել իրարից։ Այն հաշվում ենք օգտվելով

$$R = B \frac{2\sin\beta}{\cos\alpha} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} = L \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$$
(2.5)

բանաձևերից, որտեղ B-ն մուտքային օբյեկտիվի տրամագիծն է, α -ն և β -ն՝ անկման և բեկման անկյունները պրիզմայի անկման նիստի վրա, L-ը՝ պրիզմայի հիմքի երկարությունը:

Սարքի օպտիկամեխանիկական սխեման պատկերված է Նկ. 2.14-ում։ Մուտքային ճեղքի պատկերը հետազոտվող ամբողջ սպեկտրի երկայնքով ելքային ճեղքի հարթությունում ֆոկուսացնելու համար 17 մուտքային օբյեկտիվը տեղաշարժում են 16 սանդղակին ամրացված 15 պտուտակի օգնությամբ։ Հետազոտվող սպեկտրը 9 ելքային օբյեկտիվի օգնությամբ պրոյեկտվում է 10 ելքային ճեղքի վրա, ինչը դիտվում է 11 միկրոսկոպով։



Նկ. 2.14

1) լույսի աղբյուր (օրինակ՝ սնդիկային լամպ), 2) լույսի աղբյուրի պատկերը 3) մուտքային ձեղքի վրա ֆոկուսացնող ոսպնյակ, 4) վարագույր, որը 5 բռնակի պտույտի միջոցով կարող է փակել լույսի մուրքը սարք, 6) մոնոխրոմատորի «ակտիվ» մասը 7 դիսպերսիվ պրիզմայով՝ տեղակայված 8 սեղանիկի վրա, ինչը պտտվում է 12 լծակով 14 թմբուկի օգնությամբ։ Թմբուկի վրա տարված են գծիկ-բաժանումներ (13) մոնոքրոմատորն ըստ սպեկտրի աստիճանավորելու համար։

Չափումներ

1. Ծանոթացե՛ք ուսումնասիրվող մոնոքրոմատորի կազմությանը: 4 վարագույրը դրեք «բաց» դիրքում: Միացրե՛ք սպեկտրալ լույսի աղբյուրը, նաև 13 և 16 սանդղակների լուսավորությունները: 13 թմբուկի վրա ընտրե՛ք 14 բաժանմունքը, ինչը համապատասխանում է հնարավոր միջակայքում միջին դիրքին: Բացե՛ք մոնոքրոմատորի ձեղքերը մինչև 1.5 մմ ձեղքերի վերևներում տեղակայված պտուտակների միջոցով: 17 օբյեկտիվի տեղաշարժման 16 սանդղակի վրա ընտրե՛ք «10» բաժանմունքը:

2. Ստուգե՛ք մոնոքրոմատորի մուտքային ճեղքի լուսավորվածությունը։ Լուսավորման լամբպը պետք է տեղակայված լինի ճեղքի դիմաց և հավասարաչափ լուսավորի ճեղքը կամ աղբյուրի պատկերը պետք է հստակ ֆոկուսացվի 2 ոսպնյակով ճեղքի վրա։

3. 11 միկրոսկոպը հեռացրե՛ք ելքային ձեղքի մոտից և մոտ 25 սմ-ից նայելով ձեղքին` 14 թմբուկի պտույտով այնտեղ տեղափոխե՛ք սպեկտրի կարմիր տեղամասը։

4. 11 միկրոսկոպը վերադարձրե՛ք ելքային ճեղքի մոտ և տեղակայե՛ք այնպես, որ ֆոկուսացված լինի ելքային ճեղքի եզրերի վրա (հստակ գծագրված լինեն սև եզրերը) և օկուլյարի սանդղակի ուղղաձիգ գիծը գտնվի ճեղքի կենտրոնում:

5. Դիտելով մոնոքրոմատորի ելքային ճեղքը, 14 թմբուկի պտտման միջոցով ճեղքի վրա հանե՛ք սպեկտրի դեղին տեղամասը։ Մուտքային ճեղքն աստիճանաբար նեղացրե՛ք այնքան, մինչև որ միկրոսկոպի դիտաղաշտում դիտվեն երկու մոտիկ գտնվող դեղին գծեր՝ սնիկի գոլորշիների ճառագայթման սպեկտրի դեղին դուբլետը։

6. Դանդաղ պտտելով աստիճանավորված 14 թմբուկը, դիտե՛ք սնդիկի գոլորշիների տեսանելի սպեկտրը։ Համադրեք այն առկա ստանդարտի հետ (Նկ. 2.15)։

51



Նկ. 2.15։ Սնդիկի գոլորշիների ստանդարտ սպեկտրը։

7. Պտտելով 14 թմբուկը իր ընթացքի ամբողջ երկայնքով, նշեք 13 սանդղակի վրա ցուցմունքները, որոնք համապատասխանում են ստանդարտ սպեկտրում ինտենսիվ գծերին: Աստիճանավորումն անցկացնելու համար յուրաքանչյուր սպեկտրալ գիծ համընկնեցրեք, ինչպես նշվել է վերևում, սպեկտրոսկոպի օկուլյարի սանդղակի ուղղաձիգ գծիկի հետ: Սպեկտրալ գծերի հաջորդականությունը ճեղքի կենտրոն հարկ է բերել մեկ կողմից, թմբուկի խաղացքից (люфт) խուսափելու համար: Սպեկտրի մանուշակագույն և կարմիր մասերում գծերի աղոտ տեսանելիության համար ֆոկուսացումն իրականացրե՛ք 15 պտուտակով:

8. Ստանդարտ սպեկտրում չափե՛ք քառակուսային փակագծերով պատկերված սպեկտրալ գծերի միջև հեռավորությունը։ Դրա համար թմբուկի միջոցով հետազոտվող գծերը բերե՛ք միկրոսկոպի տեսադաշտ, այնպես որ դրանք տեղակայված լինեն օկուլյարի ուղղաձիգ գծիկի նկատմամբ սիմետրիկ։ Դրանից հետո փոքրացրե՛ք ելքային ճեղքի լայնությունը մինչև ճեղքի եզրերի հպումը սպեկտրալ գծերին։ Այդ դեպքում ճեղքի թմբուկի ցուցմունքը կհամապատասխանի սպեկտրալ գծերի միջև գծային հեռավորությանը։ Յուրաքանչյուր չափում իրականացրե՛ք ոչ պակաս երեք անգամ։

9. Տվյալները և արդյունքները հարմար է ներկայացնել միասնական աղյուսակի միջոցով:

Աշխատանք 3. Ինտերֆերոմետր։ Լուծույթի կոնցենտրացիայի և բեկման ցուցչի որոշումը Ռելեյի ինտերֆերոմետրով

Ինտերֆերոմետրն օպտիկական սարք է, որը գործում է օպտիկական ալիքների ինտերֆերենցիայի երևույթի հիման վրա։ Ինտերֆերոմետրերն առավել տարածում ստացել են սպեկտրալ գծերի ալիքի երկարությունների և կազմության, թափանցիկ նյութերի բեկման ցուցիչների, տարբեր օբյեկտների հարաբերական և բացարձակ արագությունների, աստղերի անկյունային չափերի, օպտիկական դետալների մակերևույթի միկրոռելեֆի և ռեֆորմացիաների և այլ, չափումների համար։

Ինտերֆերոմետրի աշխատանքի սկզբունքը հենված է լուսային փունջը երկու կամ ավելի կոհերենտ մասերի տարածապես բաժանելու վրա, որոնք անցնում են տարբեր օպտիկական ճանապարհներ, իսկ հետո վերամիավորվելով, ստեղծում ինտերֆերենցիոն պատկեր:

Ռելեյի ինտերֆերոմետրի աշխատանքային սխեման պատկերված է Նկ. 2.16-ում։



Նկ. 2.16։ Ռելեյի ինտերֆերոմետրի կառուցվածքը։

Սարքը կազմված է կոլիմատորից (S ճեղքից և O_1 օբյեկտիվից), D կրկնակի ճեղքից և դեպի կոլիմատոր ուղղված դիտափողից (O_2 օբյեկտիվ և որպես օկուլյար ծառայող միկրոսկոպ)։ Կոլիմատորի S ճեղքը լուսավորվում է Π շիկացման լամպով К կոլիմատորի օգնությամբ։ Այդ ճեղքը գտնվում է O_1 օբյեկտիվի ֆոկուսային հարթության մեջ։ Նրանով անցած լույսն ընկնում է կրկնակի ճեղքի վրա զուգահեռ ճառագայթների փնջով (հարթ ալիք): O_2 օբյեկտիվի F ֆոկուսային հարթությունում ստացվող ինտերֆերենցիոն պատկերը դիտվում է M միկրոսկոպի միջոցով: Կոլիմատորի և դիտափողի օգտագործումը համարժեք է լույսի աղբյուրի և դիտման հարթության հեռացմանը, ինչն ապահովում է Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիայի պայամնների ապահովումը սարքի ոչ մեծ չափերի դեպքում:

Դիֆրակցիայի ամեն մի φ անկյան *F* ֆոկուսային հարթության վրա համապատասխանում է ճեղքերին զուգահեռ գիծ, որը շեղված է գլխավոր օպտիկական առանցքից որոշակի *y* չափով։ Փոքր անկյունների դեպքում

$$y = f \varphi$$
,

որտեղ f-ը O_2 օբյեկտիվի ֆոկուսային հեռավորությունն է։ Դա նշանակում է, որ առկա մոտավորությամբ պատկերում ինտերֆերենցիոն շերտերի միջև հեռավորությունը հաստատուն է և որոշվում է

$$\delta y = f \, \delta \varphi = f \, \frac{\lambda}{a}$$

բանաձևով, որտեղ λ -ն լույսի ալիքի երկարությունն է, a -ն՝ ձեղքերի զույգի միջև հեռավորությունը։ Սարքի սովորական պարամետրերի դեպքում $a \approx 0.5$ սմ, $f \approx 50$ սմ, $\lambda \approx 0.5$ մկմ և համապատասխանաբար δy -ը դառնում է $5 \cdot 10^{-3}$ սմ կարգի մեծություն։ Այդպիսի լսիտ ինտերֆերենցիոն շերտերի դիտման համար անհրաժեշտ է մեծ լսոշորացում, ինչի համար էլ օգտագործվում է միկրոսկոպը։

Ռելեյի ինտերֆերոմետրը կարող է օգտագործվել հեղուկների և գազերի բեկման ցուցիչների և կոնցենտրացիաների ոչ մեծ փոփոխությունների չափման համար։ Սարքի զգայնությունը կարող է հասցվել մինչև ստորակետից հետո յոթերորդ և անգամ ութերորդ նշանի։ Փոփոխությունները կարող են պայմանավորված լինել, մասնավորապես, խառնուրդային նյութերի առկայությամբ։

Ինտերֆերոմետրի օկուլյարում տեսանելի է լինում ոչ թե մեկ, այլ միանգամից երկու ինտերֆերենցիոն շերտերի համակարգեր՝ ներքևի և վերևի։ Ներքևինը (հենքայինը) առաջանում է, օրինակ, հայտնի բեկման ցուցիչով նյութ լցված փորձանոթով և փորձանոթներից դուրս տարածվող ճառագայթների ինտերֆերենցիայի արդյունքում և փորձի ընթացքում մնում է անշարժ։ Ներքևի շերտն առաջանում է անհայտ բեկման ցուցիչով (խառնուրդային նյութերով) լցված փորձանոթով և նորից փորձանոթներից դուրս տարածվող ճառագայթների ինտերֆերենցիայի արդյունքում։ Երկու ինտերֆերենցիոն շերտերը մասնակի չվերածածկված տեսնելու համար օկուլյարում օգտագործվում է ոչ թե սֆերիկ, այլ՝ գլանային օպտիկա։ Գլանային ոսպնյակի առանցքը տեղակայված է ուղղաձիգ։ Այն հորիզոնական հարթության մեջ ապահովում է ֆոկուսացում՝ առանց ուղղաձիգ ուղղությամբ որևէ ֆոկուսացման։

Երկու փորձանոթներում բեկման ցուցիչների Δn տարբերության հաշվին երկու ինտերֆերենցիոն պատկերների միջև առաջանում է օպտիկական երկարությունների $\Delta n \cdot l$ (փուլերի $2\pi \Delta n \cdot l / \lambda$) տարբերություն, որտեղ l-ը փորձանոթի երկարությունն է, λ -ն լույսի ալիքի երկարությունը վակուումում։ Ընթացքների տարբերությունը բերում է վերին դիֆրակցիոն պատկերի շեղման ներքևի հենքայինի նկատմամբ։ Ինտերֆերենցիոն մեկ շերտիկով շեղումը համապատասխանում է օպտիկական երկարությունների λ չափով տարբերությանը։ Հետևաբար, օպտիկական երկարությունների ընդհանուր $\Delta n \cdot l$ տարբերությանը կհամապատասխանի ինտերֆերենցիոն պատկերների հորիզոնական շեղում $N = \Delta n \cdot l / \lambda$ թվով շերտիկների չափով։ Այնպես որ, փորձում չափելով N-ը, որոշվում է երկու փորձանոթներում առկա նյութերի բեկման ցուցիչների տարբերությունը՝

$$\Delta n = N \frac{\lambda}{l} : \tag{2.6}$$

Ինտերֆերենցիոն շերտերի միջև N շեղման անմիջական չափումը բարդանում է այն հանգամանքով, որ ինտերֆերենցիոն պատկերները բաղկացած են հավասարահեռ և համարյա նույն ինտենսիվության շերտիկներից։ Այստեղ օգնում է այն, որ բացի զրոյականից մնացած բոլոր շերտիկները գունավորված են լինում լույսի աղբյուրի սպեկտրալ կազմություն ունենալու և սարքի օպտիկական էլեմենտների դիսպերսիայի հետևանքով։ Միայն զրոյականում է, որ սպեկտրալ բաղադրիչները ամբողջությամբ են վերածածկվում, առաջացնելով աղբյուրի (սպիտակ) գույնը։ Այնպես որ, N-ը որոշվում է զրոյական, աղբյուրի նկատմամբ չգունավորված շերտիկների շեղման չափով։

(2.6) բանաձևը ցույց է տալիս, որ սարքի զգայնությունը որոշվում է λ / l հարաբերությամբ ($N \approx 1/4$) և ստանդարտ $\lambda \approx 0.5$ մկմ և $l \approx 15$ սմ պայմաններում կազմում է $(\Delta n)_{\min} \approx 10^{-6}$:

Եթե ինտերֆերենցիոն շերտերի շեղումը շատ մեծ է, ապա զրոյական շերտիկը կարող է դուրս գալ կենտրոնական դիֆրակցիոն մաքսիմումի սահմաններից: Այդ դեպքում չափումների իրականացումը դառնում է անհնարին: $(\Delta n)_{\rm max}$ -ի գնահատման համար որպես հնարավոր շեղման առավելագույն արժեք ընդունվում է կենտրոնական դիֆրակցիոն մաքսիմումի կիսալայնությունը, ինչից հետում է $N_{\rm max} \approx a \,/ b$, որտեղ b-ն ճեղքերից յուրաքանչյուրի լայնությունն է: $b \approx 0.05$ սմ և մյուսների՝ վերևում ընտրված բնութագրական արժեքների համար ստանում ենք $(\Delta n)_{\rm max} \approx 3 \cdot 10^{-5}$:

Ինչպես տեսնում ենք, մեթոդի կիրառելիության իրական հնարավորությունները բավականին սահմանափակ են:

Խառնուրդների կոնցենտրացիայի որոշումը ելնում է այն օրինաչափությունից, որ փոքր կոնցենտրացիաների դեպքում բեկման ցուցիչի Δn փոփոխությունը համեմատական է խառնուրդի *c* կոնցեմտրացիային՝ $\Delta n = \alpha c$: Եթե հայտնի չէ համեմատականության α գործակիցը, ապա փորձը կրկնվում է մի քանի կոնցենտրացիաների համար, կառուցվում է համապատասխան գրաֆիկը Δn -ի և *c* -ի միջև, և այն միջինում ընդունվում է գծային և որոշվում է անհայտ α -ն:

Ստուգող հարցեր

- Գրե՛ք ինտենսիվության մաքսիմումի և մինիմումի պայմանները երկու ճեղքից ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի դեպքում:
- Ինչո՞վ է գործնականում որոշվում դիտվող մաքսիմումների թիվը երկու ճեղքերի դեպքում:
- Ինչո՞վ է որոշվում օպտիկական ճանապարհների տարբերությունը:
- Նկարագրե´ք սարքի աշխատանքի հիմնական էտապները։ Ի՞նչ մեծություններ կարելի է չափել այս սարքով։
- Ինչպե՞ս է իրականացվում դիֆրակցիոն պատկերի դիտումը սույն աշխատանքում։ Ո՞րն է գլանաձև օկուլյարի նշանակությունը:

Աշխատանք 4. Օպտիկական ապակու դիսպերսիայի որոշումը գոնիոմետրի միջոցով

Աշխատանքի նպատակը ալիքի տարբեր երկարությունների համար օպտիկական ապակու բեկման ցուցիչի որոշումն է և դիսպերսիայի կորի կառուցումը։

Lnıjuh nhuպեpuhuâ, hâչպես արդեն ասվել է, բեկման ցուցիչի կախումն է լnıjuh ալhph երկարությունից կամ hաճախությունից։ Երևույթը բացատրվում է միջավայրում տարբեր երկարության ալhpների տարածման տարբեր ֆազային արագություններով, իսկ բեկման ցուցիչը վակուումում տարածման *c* արագության և միջավայրում տարածման v արագության հարաբերությունն է՝ $n = \frac{v}{c}$, ընդ որում, լnıjuh արագությունը միայն միջավայրում է կախված ալhph երկարությունից (hաճախությունից)։ Միջավայրի դիսպերսիա անվանում են $dn / d\lambda$ ածանցյալը, որտեղ λ -ն ալhph երկարությունն է վակուումում։ Ամեն մի մեթոդ, որն օգտագործվում է բեկման ցուցիչի որոշման համար (բեկում պրիզմայում, լրիվ ներքին անդրադարձում, ինտերֆերենցիոն մեթոդներ) կարող են ծառայել դիսպերսիայի երևույթի հայտնաբերման համար:

Սույն աշխատանքում բեկման ցուցիչի չափումը կատարվում է պրիզմայի տեսք ունեցող (օրգանական) ապակու համար։ Պրիզմայով անցնելիս սպիտակ լույսի տարրալուծումը գունային սպեկտրի առաջ է գալիս դիսպեր-



Նկ. 2.17

սիայի երևույթի շնորհիվ: Քանի որ $n = f(\lambda)$, ապա լույսի տարբեր ալիքների երկարության (գույնի) բաղադրիչները տարբեր չափով են բեկվում պրիզմայով անցնելիս: Համաձայն այս օրինաչափության` կապ գոյություն ունի ճառագայթի սկզբնական ուղղությունից շեղման, անկման ուղղության, ապակու բեկման ցուցիչի և պրիզմայի բեկող անկյան միջև: Օգտվելով այդ կապից` կարելի է որոշել ապակու (պրիզմայի նյութի) բեկման ցուցիչը: Սույն աշխատանքում գործածվում է այս մեթոդը:

Պրիզմայի վրա ճառագայթի անկման որոշակի անկյան դեպքում շեղման δ անկյունը ընդունում է մինիմալ արժեք։ Այդ դեպքում անկման α անկյունը և պրիզմայից ելքի անկյունը լինում են իրար հավասար (Եկ. 2.17) և ճառագայթը պրիզմայում գնում է հիմքին զուգահեռ։ Դուրս բերենք վերոհիշյալ կապը *n* -ի, *ՎA* -ի և δ_{\min} -ի միջև։

Գրենք լույսի բեկման օրենքը պրիզմայի մուտքային նիստի վրա՝ $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$: Նկ. 2.17-ից երևում է, որ $\beta = \measuredangle A/2$, $\delta_{\min} =$ 180° − γ, γ = 360° − 2α − (180° − $\blacktriangleleft A$) NKCM punnuüųjniūnig: $\delta_{min} = 180° - γ = 2α - \measuredangle A$. Ujuntųhg` α = ($\delta_{min} + \measuredangle A$)/2: Stųuųptįnų δ -h t α -h updtpūtų ptųuu optūpnių` unuūnių tūp sin ($\delta_{-+} + \lt A$)/2

$$n = \frac{\sin\left(\delta_{\min} + \langle A \rangle/2\right)}{\sin\langle A \rangle/2}:$$

Բանաձևից երևում է, որ պետք է չափվեն $\blacktriangleleft A$ և δ_{\min} անկյունները տարբեր ալիքի երկարությունների համար և ապա հաշվվեն բեկման ցուցիչի արժեքները:

Lաբորատոր սարքի նկարագրությունը։ Անկյունների չափումը կատարվում է հատուկ օպտիկական սարքի միջոցով, որը կոչվում է գոնիոմետր։ Նրա հիմնական մասերն են K կոլիմատորական խողովակը (Նկ. 2.18), N դիտափողը, R շրջանային լիմբը՝ նոնիուսով և Tչափիչ սեղանիկը, որի վրա տեղակայվում է պրիզման։



Նկ. 2.18

K կոլիմապորի մի ծայրում առկա է S ուղղաձիգ ճեղք ղեկավարվող լայնությամբ և O_I օբյեկտիվ։ ճեղքը տեղադրված է կոլիմապորի օբյեկտիվի ֆոկուսային հարթությունում, որի համար լուսավորման կոլիմատորը տալիս է զուգահեռ ճառագայթների փունջ, ինչն ուղղվում է պրիզմայի վրա: N դիտափողը կարող է պտտվել գոնիոմետրի առանցքի շուրջ` միշտ մնալով R շրջանային լիմբի շառավղով: Դիտափողի օկուլյատորում կա ուղղաձիգ հաշվարկային թելիկ, որը պետք է հստակ երևա:

Լիմբի սանդղակի երկայնքով դիտափողի հետ միասին շարժվում է նաև *L* նոնիուսը, որն ունի 30 բաժանմունք։ Նոնիուսի ճշտությունը 1 րոպե է։ Շարժելով դիտափողը՝ պետք է հասնել դիտափողի թելիկի համընկնելուն սպեկտրալ գծի առանցքի հետ և ստանալ դիտափողի (և դրանով` տվյալ սպեկտրալ գծի) անկյունային կոորդինատը նոնիուսի սանդղակում և նոնիուսում, 1 րոպե ճշտությամբ։ Ամբողջ թվով աստիճանների և կիսաաստիճանների հաշվարկը կատարվում է ըստ լիմբի սանդղակի։ Դրան ավելացվում է րոպեների քանակը, որը դուրս է բերվում նոնիուսի սանդղակից։

Կոլիմատորի *Տ* մուտքային ճեղքը լուսավորվում է սնդիկային գազապարպման լամպի լույսով, որի գծային սպեկտրն էլ դիտվում է *N* դիտափողի օկուլյարում։

Չափումներ

1. Միացրե՛ք լույսի աղբյուրը, լուսավորե՛ք կոլիմատորի մուտքային ճեղքը և շրջեք դիտափողն այնպես, որ նրա օպտիկական առանցքը համընկնի կոլիմատորի առանցքի հետ։ Դիտափողի տեսադաշտում կերևա մուտքային ճեղքի պատկերը։ Տեղաշարժելով դիտափողի օկուլյարը ֆոկուսացման պտուտակով, հասե՛ք ճեղքի պատկերի կտրուկության։ Պտտելով կոլիմատորի ճեղքի դիրքը շրջանակի միջոցով, ճեղքի դիրքը հաստատե՛ք դիտափողի հաշվարկային թելիկին զուգահեռ։

2. Որոշե՛ք պրիզմային *«*Հ բեկող անկյունը։ Գոնիոմետրի սեղանիկի վրա դրեք պրիզման այնպես, որ բեկող անկյան կիսորդը մոտավորապես համընկնի լուսավորման կոլիմատորի առանցքի հետ (Նկ. 2.19):



3. Պրիզմшյի կողшյին նիստերն шյդ դիրքում шշխшտում են прպես հшյելիներ: Սկզբում шնզեն шչքով, шպш դիտшփողով բռնեք լուսшվորող կոլիմшտորի ձեղքի պшտկերը՝ ըստ պրիզմшյի կողшյին նիստերից шնդրшդшրձшծ ճառшգшյթների: Տեսшփողը պտտելիս օկուլյшրի թելիկը հшմшտեղեք ճեղքի պшտկերի հետ սկզբում 1, шպш 2 դիրքում՝ հшնելով հшմшպшտшսխшն N_1 և N_2 ցուցմունքները՝ ըստ սшնդղшկի և լիմբի: Հեշտ է ցույց տшլ, որ պրիզմшյի шյդ դիրքում փնտրվող «A-ն հшվшишր է $D = N_1 - N_2$ шնկյшն կեսին՝ « $A = (N_1 - N_2)/2$: Եթե 1 դիրքից 2 դիրք տեղшշшրժվելիս դիտшփողն шնցնում է լիմբшյի զրո դիրքի վրшյով, шպш « $A = (360^0 - (N_1 - N_2))/2$: Պրիզմшյի բեկող шնկյունը չшփեք ոչ պակшս երեք шնգшմ:

4. Ամենափոքր շեղման անկյունը չափեք սնդիկի սպեկտրի տարբեր ալիքի երկարությունների համար՝ դեղին 578, կանաչ 546, երկնագույն 491.6, կապույտ 435.8, մանուշակագույն 407.8 և մանուշակագույն 404.7 նմ:

Նախ և առաջ, անհրաժեշտ է դիտափողում տեսնել սնդիկի գոլորշիների գծային սպեկտրը: Դրա համար սարքավորման տարրերը

դասավորե՛ք Նկ. 2.17–ին համապատասխան։ Թեթևակի պտտելով պրիզմայով սեղանիկը և դիտափողը, նկարում պատկերված դիրքերի շուրջ, հասե՛ք սպեկտրալ գծերի հստակ պատկերի: Հետո պրիզմայով սեղանիկը պտտե՛ք մեկ ուղղությամբ և հետևե՛ք սպեկտրալ գծի շարժմանը։ Նկատե՛ք, որ պրիզմայի վրա ճառագայթի անկման որոշակի անկյան դեպքում դիտվող սպեկտրալ գիծը կանգ է առնում դիտափողի դիտման դաշտում և ապա սկսում շարժվել մինչ կանգ առնելը, շարժման ուղղությանը հակառակ։ Սպեկտրալ գծի կանգ առնելու դիրքը համապատասխանում է ճառագայթի բեկման δ_{\min} ամենափոքր անկյանը։ Համընկնեցրեք դիտափողի օկուլյարի հաշվարկային թելիկը սպեկտրի գծի հետ մինիմալ շեղման դիրքում։ Ապա թեթևակի պտտելով սեղանիկը ստուգեք ևս մեկ անգամ որ գծի փոփոխման ուղղությունը տեղի է ունենում ճիշտ թելիկի վրա։ Դուրս գրեք $\,N_2\,$ ցուցմունքն ըստ լինբայի և դիտափողի նոնիուսի։ Այս չափումներն անալոգ կերպով կատարեք սպեկտրի բոլոր գծերի համար ոչ պակաս քան երեք անգամ։

Uտանալով պրիզմայի բեկման անկյունային կոորդինատը՝ ստացե՛ք նաև անկման անկյան համար։ Դրա համար գոնիոմետրի սեղանիկի վրայից հանե՛ք պրիզման և դիտափողը պտտե՛ք այնպես, որ տեսնեք կոլիմատորի ճեղքի սպիտակ պատկերը։ Համընկնեցնելով հաշվարկային թելիկը ճեղքի սպիտակ պատկերի հետ՝ դուրս գրե՛ք N_4 հաշվարկը։ Այդ դեպքում փնտրվող δ_{\min} անկյունը կլինի $\delta_{\min} = N_3 - N_4$ (տես Նկ. 2.16):

4. Ըստ փորձում չափված $\prec A$ և δ_{\min} մեծությունների՝ հաշվե՛ք պրիզմայի օպտիկական ապակու բեկման ցուցիչը ալիքի վեց երկարությունների համար։ Բեկման ցուցիչը հաշվե՛ք մինչև հազարերորդական մասերը։

5. Կառուցե´ք պրիզմայի օպտիկական ապակու բեկման ցուցիչի կախումը ալիքի երկարությունից պատկերող $n = n(\lambda)$ գրաֆիկը։ 6. Հաշվե՛ք սնդիկի գոլորշիների $\lambda = 546$ նմ կանաչ գույնի համար բեկման ցուցիչի հաշվարկի հարաբերական և բացարձակ սիսալները:

Ստուգող հարցեր

- 1. Ի՞նչ է դիսպերսիան:
- Որակապես պատկերե՛ք նորմալ և անոմալ դիսպերսիաների գրաֆիկները գազի կլանման ալիքի երկարության շրջակայքում։
- Որակապես պատկերե՛ք պրիզմայով բեկման անկյան՝ պրիզմայի վրա անկման անկյունից կախումը:

3. ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ

Լույսի դիֆրակցիան լույսի ուղղագիծ տարածումից շեղումն է, որը չի կարող բացատրվել անդրադարձմամբ, բեկմամբ կամ անընդհատ բեկման ցուցիչով միջավայրերում լուսային ճառագայթների կորացմամբ։ Դիֆրակցիան պայմանավորված է ալիքային հատկություններով, ինչի շնորհիվ լույսը կարող է շրջանցել ալիքի երկարության կարգի խոչնդոտները և թափանցել երկրաչափական ստվերի տիրույթը։

Ինտերֆերենցի և դիֆրակցիայի միջև էական ֆիզիկական տարբերություններ չկան։ Դրանք առավել պատմական պատճառներ ունեն։ Օրինակ, երկու և ավելի աղբյուրների կողմից գրգռված ալիքների վերադրմամբ պայմանավորված ինտենսիվության վերաբաշխմանն անվանում ենք ինտերֆերենցիա, իսկ ինտենսիվության այն վերաբաշխումը, որը առաջանում է մեկ` անընդիատ բաշխված կոհերենտ աղբյուրից գրգռված ալիքների վերադրմամբ՝ դիֆրակցիա։ Խոսում ենք երկու նեղ ճեղքերից ստացվող ինտերֆերենցիոն պատկերի մասին և մեկ ճեղքից ստացվող դիֆրակցիոն պատկերի մասին:

Դիֆրակցիայի խնդիրներն ընդհանուր դեպքում շատ բարդ են և անալիտիկ լուծումները ստացվում են միայն պարզագույն իդեալականացված դեպքերում։ Գործնականում կարևոր դեր են կատարում խնդիրների լուծման այն մեթոդները, որոնք հիմնված են Հյուգենսի սկզբունքի վրա (Ֆրենելի կամ Կիրխհոֆի ընդհանրացումներով)։

Հյուգենսի սկզբունքը։ Հյուգենսը ձևակերպեց իր սկզբունքը՝ հիմնվելով հետևյալ դատողությունների վրա։ Եթե քարը ընկնում է ջրի մեջ, ապա քարի անկման կետից որպես կենտրոնից, ջրի մակերևույթով կվազեն շրջանային այիքներ կամ գրգիռներ։ Այս երևույթը շարունակվում էր նաև այն ժամանակ, երբ քարը հասել է ջրի հատակին, այսինքն, անհետացել է սկզբնական գրգռում առաջացնող պատճառը: Ալստեղից հետևում է, որ տարածվող ալիքային երևույթի պատճառը n_{2} թե քարն է, այլ նրա ստեղծած սկզբնական գրգռումը: Նմանատիպ դատողությունների հիման վրա Հյուգենսը հանգեց այն գաղափարին, որ ալիքային գրգռման ամեն մի կետ բոլոր կողմերը տարածվող սֆերիկ (գնդաձև) ալիքների աղբյուր է։ Այդ ալիքները ստացան Հյուգենսի երկրորդական կամ տարրական այիքներ անվանումը։ Արդյունարար ալիքային գրգռումը ստացվում է այդ երկրորդական ալիքների վերադրումից, իսկ ալիքի ճակատի դիրքը ժամանակի կամայական $t+\Delta t$ պահին որոշվում է ժամանակի t պահին ալիքային ճակատի ամեն մի կետից, որպես կենտրոնից առաքված $c\Delta t$ շառավորվ երկրորդական այիքների պարուրիչով (Եկ. 3.1):



Նկ. 3.1: Երկրորդական ալիքներ և ալիքի ճակատի տեղափոխությունը։

Այն հնարավորություն է տալիս որոշել ալիքային գրգռումը ամբողջ տարածության մեջ, եթե հայտնի են ժամանակի ավելի վաղ պահի առաջացած բոլոր երկրորդական ալիքները։ Այս սկզբունքով բացատրվում է երկու միջավայրերի բաժանման սահմանում լույսի անդրադարձման և բեկման օրենքները (Նկ. 3.2 և Նկ. 3.3):



Հյուգենսի սկզբունքը թույլ է տալիս բացատրել նաև երկրաչափական ստվերի տիրույթ լույսի թափանցման երևույթը (Նկ. 3.4)։ AB ձեղքի առկայությունը բերում է ձեղքի վրա ընկնող հարթ ալիքի ձակատի (երկրորդական ալիքների պարուրիչի) կորացմանը և լույսի թափանցմանը երկրաչափական ստվերի տիրույթ։



Նկ. 3.4: Լույսի թափանցումը AB ճեղքով P անթափանց էկրանի երկրաչափական ստվերի տիրույթը։

Հյուգենսի սկզբունքը, այնուամենայնիվ, ուղղակի կերպով չէ, որ ներկայացնում է քանակական հաշվարկների կատարման համար մոտեցում ստանալու համար ալիքի ինտենսիվության տարածական բաշխումը ժամանակի որևէ պահին: **Հյուգենսի-Ֆրենելի սկզբունքը։** Հյուգենսի երկրորդական ալիքների և դրանց պարուրիչի մասին գաղափարը Ֆրենելը հավելեց ֆիզիկական դրույթով, համաձայն որի երկրորդական ալիքները կոհերենտ ալիքներ են և իրար հետ վերադրվելով ինտերֆերենց են առաջացնում։ Տարածության այն կետերում, որտեղ վերադրվող երկրորդական ալիքները միմյանց ուժեղացնում են (կոնստրուկտիվ ինտերֆերենցիա) կդիտվի լույս, իսկ այն կետերում, որտեղ իրար մարում են (դեստրուկտիվ ինտերֆերենցիա) մութ կլինի։ Մեկնաբանություն ստացավ նաև պարուրիչի հարցը։ Պարուրիչն այն մակերևույթն է, որտեղ երկրորդական ալիքները հասնում են միևնույն փուլով և կոնստրուկտիվ ինտերֆերենցիայի արդյունքում ստեղծում են լույսի մեծ ինտենսիվություն։

Հյուգենսի-Ֆրենելի սկզբունքի համաձայն` S ալիքային մակերևույթի յուրաքանչյուր տարրի (Եկ. 3.5) գրգռած երկրորդային ալիքի լայնույթը համեմատական է այդ տարրի dS մակերեսին: Սֆերիկ ալիքի լայնույթը աղբյուրից ունեցած r հեռավորությունից կախված նվազում է 1/r օրենքով: Հետևաբար, ընդհանուր դեպքում յուրաքանչյուր dS տարրից այդ մակերևույթի դիմացը գտնվող P կետ կհասնի

$$dE = K(\varphi) \frac{A \, dS}{r} \cos\left(\omega t - k \, r + \alpha\right) \tag{3.1}$$

տատանումը։ Երկրորդային ալիքը բոլոր ուղղություններով տարածվում է նույն ω/k արագությամբ, α -ն տատանման փուլն է *S* ալիքային մակերևույթի վրա ժամանակի սկզբնապահին, *k*-ն ալիքային թիվն է, իսկ *r*-ը *dS* տարի հեռավորությունն է *P* կետից։ *A* արտադրիչը տատանման լայնույթն է *dS* տարրի գտնվելու կետում։ Անկյունային կախվածություն հնարավոր է ալիքի լայնույթի համար և տրվում է $K(\varphi)$ գործակցով, կախված **n** նորմալի և *dS* տարրը *P* կետին միացնող ուղղի միջև կազմված φ -անկյունից։ $\varphi=0$ դեպքում այս գործակիցը առավելագունն է, և մոնոտոն նվազում է φ անկյան մեծացմանը զուգընթաց, իսկ $\varphi=\pi/r$ դեպքում ընդունում է իր նվազագույն $K(\pi/2) = 0$ արժեքը։



Նկ. 3.5: *Տ* ալիքային մակերևույթը և *P* կետում գրգռվող տատանման լայնույթը։

P կետում արդյունարար տատանումը (3.1) տարրական տատանումների գումարն է ըստ ամբողջ *S* մակերևույթի`

$$E = \int_{S} K(\varphi) \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha) dS: \qquad (3.2)$$

Այս բանաձևը Հյուգենսի-Ֆրենելի սկզբունքի անալիտիկ արտահայտությունն է:

Ֆրենելի գոտիները։ Դաշտի հաշվարկը (3.2) բանաձևի օգնությամբ ընդհանուր դեպքում բարդ խնդիր է, սակայն մի շարք խնդիրներում, որոնք առանձնանում են որոշակի համաչափությամբ, արդյունարար տատանման լայնույթը կարող է որոշվել պարզ հանրահաշվական կամ երկրաչափական գումարմամբ։

Մեթոդի էությունը հասկանալու համար քննարկենք այդպիսի իսնդիրներից մեկը։ Որոշենք S կետային աղբյուրից համասեռ իզոտրոպ միջավայրում տարածվող սֆերիկ ալիքի ստեղծած արդյունարար լուսային տատանման լայնույթը P կետում (Նկ. 3.6)։ Այդպիսի ալիքի ալիքային ճակատները սիմետրիկ են SP ուղղի նկատմամբ։ Oգտվելով այս հանգամանքից՝ բաժանենք Նկ. 3.6-ում պատկերված ալիքային ճակատը օղակաձև գոտիների, ընդ որում, այնպես, որ հարևան գոտիների եզրերից մինչև P կետը եղած հեռավորությունները իրարից տարբերվեն $\lambda/2$ -ով (λ -ն ալիքի երկարությունն է այն միջավայրում, որում տարածվում է ալիքը)։ Այսպիսի հատկություններով օժտված գոտիները անվանում են Ֆրենելի գոտիներ։



Նկ. 3.6։ Սֆերիկ ալիքային ճակատի տրոհումը Ֆրենելի գոտիների։

Նկ. 3.6-ից երևում է, որ, օրինակ, *m*-րդ գոտու եզրից մինչև *P* կետը եղած b_m հեռավորությունը հավասար կլինի՝

$$b_m = b + m\frac{\lambda}{2},\tag{3.3}$$

որտեղ *b*-ն ալիքային ճակատի *O* կետից մինչև *P* կետը եղած հեռավորությունն է։

Երկու հարևան գոտիների նույնատիպ կետերից (այսինքն, օրինակ, հարևան գոտիների մեջտեղներից կամ եզրերից և այլն) P կետը հասած տատանումները հակափուլ են: Այդ պատճառով երկու հարևան գոտիների ստեղծած արդյունարար տատանումների փուլերը P կետում իրարից կտարբերվեն π -ով:

Հաշվենք գոտիների մակերեսները։ *m*-րդ գոտու արտաքին սահմանը ալիքային մակերևույթի վրա կառանձնացնի *h*_m բարձրությամբ սֆերիկ սեգմենտ (Նկ. 3.7):



Նկ. 3.7։ Ֆրենելի գոտիների մակերեսների հաշվումը։

Այս սեգմենտի մակերեսը նշանակենք S_m -ով։ Այդ դեպքում m-րդ գոտու մակերեսը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1},$$

որտեղ S_{m-1} -ը այն սֆերիկ սեգմենտի մակերեսն է, որը ալիքային մակերևույթի վրա առանձնացնում է m-1-րդ գոտու արտաքին սահմանը։ Նկ. 3.7-ից հետևում է, որ

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_m)^2,$$

որտեղ a -ն ալիքային մակերևույթի շառավիղն է, իսկ r_m -ը m-րդ գոտու արտաքին սահմանի շառավիղն է։ Կատարելով պարզեցումներ կստանանք՝

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2$$
: (3.4)

Այստեղից h_m -ի համար կստանանք՝

$$h_m = \frac{bm\lambda + m\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}:$$
(3.5)

Սահմանափակվելով ոչ մեծ *m*-ներով և հաշվի առնելով λ-ի փոքր լինելը, (3.5) հավասարման աջ մասի համարիչում երկրորդ գումարելին կարող ենք անտեսել առաջինի նկատմամբ։ Այս մոտավորությամբ կունենանք

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}:$$
(3.6)

Ինչպես հայտնի է, սֆերիկ սեգմենտի մակերեսը հավասար է՝ $S = 2\pi Rh$, որտեղ *R*-ը սֆերայի շառավիղն է, իսկ *h*-ը սեգմենտի բարձրությունն է: Հետևաբար՝

$$S_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b}{a+b} m\lambda,$$

իսկ *m*-րդ գոտու մակերեսը կլինի

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}:$$

Ստացած այս արտահայտությունից հետևում է, որ ոչ մեծ *m*-ների դեպքում Ֆրենելի գոտիների մակերեսները մոտավորապես իրար հավասար են:

(3.4) հավասարումից կարելի է որոշել գոտիների շառավիղները։ Ոչ մեծ *m*-երի դեպքում, համաձայն (3.6)-ի` $h_m << a$ (որովհետև $\lambda << a, b$) և (3.4)-ից, կստանանք որ $r_m^2 = 2ah_m$ ։ Տեղադրելով այստեղ h_m -ի արժեքը (3.6)-ից` *m*-րդ գոտու արտաքին սահմանի r_m շառավղի համար կստանանք

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}m\lambda} : \qquad (3.7)$$

Oրինակ, եթե a=b=1 մ, ապա $\lambda=500$ նմ ալիքի երկարության համար կենտրոնական գոտու շառավղի համար ստացվում է $r_1=0.5$ մմ արժեքը։ Հաջորդական գոտիների շառավիղները աճում են \sqrt{m} օրենքով։

Այսպիսով, Ֆրենելի գոտիների մակերեսները մոտավորապես իրար հավասար են: *m*-րդ գոտու b_m հեռավորությունը *P* կետից գծայնորեն աճում է գոտու *m*-ի աճմանը զուգընթաց, իսկ յուրաքանչյուր գոտու *dS* մակերեսով տարրի \vec{n} նորմալի և այդ տարրը *P* կետին միացնող ուղղի կազմած φ անկյունը աճում է *m*-ի աճմանը զուգընթաց (տես Նկ. 3.5-ը): Այս բոլորից հետևում է, որ *m*-րդ գոտու գրգռած տատանումների լայնույթը *P* կետում մոնոտոն նվազում է *m*-ի աճմանը զուգընթաց (տես (3.1)-ը): Նույնիսկ շատ մեծ *m*-երի դեպքում, երբ գոտու մակերեսը, ինչպես երևում է (3.5)-ից, սկսում է աճել *m*-ի աճմանը զուգընթաց, *K*(φ) արտադրիչի նվազումը գերակշռում է ΔS_m -ի աճը, այնպես որ *A_m*-ը շարունակում է նվազել: Այսպիսով, *P* կետում Ֆրենելի գոտիների գրգռած տատանումների լայնույթները կազմում են մոնոտոն նվազող հաջորդականություն՝

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$
(3.8)

Քանի որ հարևան գոտիների գրգռած տատանումների փուլերը տարբերվում են π-ով, այդ պատճառով *P* կետում արդյունարար տատանման լայնույթը կարող է ներկայացվել հետևյալ տեսքով՝

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$
(3.9)

Այս արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots : \quad (3.10)$$

Քանի որ A_m –երը մոնոտոն նվազում են, ապա յուրաքանչյուր A_m մոտավորապես կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$A_{m} = \left(\frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}\right):$$
(3.11)

Այդ դեպքում (3.10)-ի աջ մասում փակագծերի միջի արտահայտությունները կլինեն մոտավորապես զրո, այն էապես կպարզվի և կընդունի

$$A = \frac{A_1}{2} \tag{3.12}$$

տեսքը: Իսկ սա նշանակում է, որ P կետում ամբողջ սֆերիկ ալիքային մակերևույթի ստեղծած արդյունարար տատանման լայնույթը հավասար է միայն կենտրոնական գոտու ստեղծած լայնույթի կեսին: Առաջին գոտու շառավղի համար վերը բերված գնահատականի համաձայն այն միլիմետրի մասերի կարգի է: Հետևաբար, լույսը S կետից P կետն է տարածվում կարծես թե շատ նեղ, ուղիղ խողովակի միջով, այսինքն` գործնականորեն ուղիղ գծով: Եթե ալիքի ճանապարհին դնենք անթափանց էկրան, որն ունի միայն Ֆրենելի կենտրոնական գոտին բաց պահող անցք, ապա լայնույթը հավասար կլինի A_1 –ի, այսինքն երկու անգամ կգերազանցի (3.12) լայնույթին: Համապատասխանաբար այդ դեպքում լույսի ինտենսիվությունը P կետում չորս անգամ ավելի մեծ կլինի, քան եթե այդ կլոր անցքով անթափանց էկրանը չլիներ:

Ֆրենելի զույգ և կենտ գոտիներից տատանումները գտնվում են հակափուլում և, հետևաբար, փոխադարձաբար թուլացնում են իրար։ Եթե լուսային ալիքի ճանապարհին դնենք այնպիսի թիթեղ, որ ծածկի բոլոր զույգ կամ կենտ գոտիները, ապա *P* կետում տատանման լայնույթը էապես կաճի։ Այդպիսի թիթեղը կոչվում է գոտիական, մի քանի անգամ մեծացնում է լույսի ինտենսիվությունը *P* կետում և գործում է հավաքող ոսպնյակի նման։ Նկ. 8-ում պատկերված է զույգ գոտիները ծածկող գոտիական թիթեղ:


Նկ. 3.8

էլ ավելի մեծ արդյունք կարելի է ստանալ, եթե զույգ (կամ կենտ) գոտիները փակելու փոխարեն նրանց տատանման փույր փոխվի π -nd: Ujnuhuh phptnn unsunit t unijujhu-anuhuuuu u uju uujhu է ինտենսիվության լրացուցիչ մեծացում (չորս անգամ):

Աշխատանք 1. Ֆրենելի դիֆրակցիան կլոր անցքից և կլոր սկավառակից

Դիֆրակցիան կլոր անցքից։ Ենթադրենք սֆերիկ լուսային ալիքի ճանապարհին առկա է ոչ թափանցիկ էկրան, որի վրա բացված է R γ unnudnud hinn mügp, nün nnnıŭ, mjümtu, nn inijuh S mupjiniphg էկրանին իջեցրած ուղղահայացն անցնի անցքի կենտրոնով (Եկ. 3.9): Այդ ուղղահայացի շարունակության վրա վերցնենք P կետր: Եթե անցքի R շառավիղը զգալիորեն փոքր է Նկ. 3.9-ում ցույց տրված aև b երկարություններից, ապա a-ն կարելի է համարել S աղբյուրից մինչև արգելքը եղած հեռավորությունը, իսկ b-ն արգելքից մինչև Pկետը եղած հեռավորությունը։ Եթե a և b երկարությունները բավարարում են

$$R = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda \tag{3.13}$$

պայմանին, որտեղ *m*–ը ամբողջ թիվ է, ապա ճեղքը բաց կթողնի Ֆրենելի առաջին *m* գոտիները։ Հետևաբար, Ֆրենելի բաց գոտիների թվի համար կստանանք



$$m = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right): \tag{3.14}$$

Նկ. 3.9։

Համաձայն (3.9)-ի՝ լայնույթը P կետում հավասար կլինի

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m:$$
(3.15)

(3.15)-ը ներկայացնելով (3.10)-ին նման տեսքով և փակագծերի արտահայտությունները հավասարեցնելով զրոյի, կստանանք՝

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$$
, tpt *m*-р կtûm t,
 $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m$, tpt *m*-р qnıjq t:

Հարևան գոտիների ստեղծած լայնույթները մոտավորապես հավասար են, այդ պատճառով $\frac{A_{m-1}}{2} - A_m$ -ը կարելի է փոխարինել $-\frac{A_m}{2}$ -ով։ Արդյունքում կստանանք

$$A = \frac{A_1}{2} - \left(-1\right)^m \frac{A_m}{2} \tag{3.16}$$

ընդհանուր արտահայտությունը։ Փոքր *m*–երի դեպքում A_m -ը քիչ է տարբերվում A_1 -ից, այդ պատճառով կենտ *m*-երի դեպքում *P* կետում լայնույթը մոտավորապես կլինի A_1 , իսկ զույգ *m*-երի դեպքում` զրո։

Եթե էկրանը հանենք, ապա լայնույթը P կետում, ինչպես արդեն հայտնի է, ստացվում է $\frac{A_1}{2}$ (տես (3.12) բանաձևը)։ Այսպիսով, անցք ունեցող անթափանց էկրանը, որը բաց է թողնում ոչ մեծ թվով կենտ Ֆրենելի գոտիներ, ոչ միայն չի թուլացնում լուսավորվածությունը Pկետում, այլ, ընդհակառակը, մեծացնում է լայնույթը համարյա երկու անգամ, իսկ ինտենսիվությունը՝ համարյա չորս անգամ։

Այժմ *P* կետում տեղադրենք արգելքի հարթությանը զուգահեռ հարթ էկրան և ուսումնասիրենք նրա վրա ստացվող դիֆրակցիոն պատկերի առանձնահատկությունները (Նկ. 3.10):



Նկ. 3.10։

Այս դեպքում լույսի ինտենսիվության բաշխումը կարելի է հասկանալ, եթե հաշվի առնենք Ֆրենելի գոտիների կառուցման առանձնահատկությունները *SP* առանցքի վրա չգտնվող *P*΄ կետի համար (Նկ. 3.11): Այս դեպքում տեղի է ունենում ալիքային ճակատին համապատասխանող սֆերայի *O*΄ գագաթի տեղափոխություն անցքի կենտրոնից:



Նկ. 3.11։ Ալիքի ձակատի բաժանումը Ֆրենելի գոտիների *SP* առանցքի վրա չգտնվող *P*´ կետի համար։

Ակնհայտորեն, ինչպես նախորդ դեպքում, որոշ գոտիներ կինեն ամբողջությամբ բաց, իսկ մյուսները բաց կլինեն միայն մասամբ։ Նկ. 3.11-ում առաջին և երկրորդ գոտիները բաց են ամբողջությամբ, իսկ երրորդից հինգերորդ՝ մասնակի։ Արդյունքում առաջանում են ոչ առանցքային մաքսիմումներ և մինիմումներ (օղակներ), որոնցով կարելի է որոշել ամբողջությամբ բաց Ֆրենելի գոտրների m թիվը տրված հարթության համար։ Նկ. 3.12-ում պատկերված է լույսի ին-սենսիվության փոփոխությունը լայնական հարթությունում, m=2 (ա) և (m=3) դեպքերում։



Նկ. 3.12: Լույսի ինտենսիվության փոփոխությունը լայնական հարթությունում, m=2 (ձախից) և m=3 (աջից) դեպքերում:

Այսպիսով, կլոր անցքից ստացվող դիֆրակցիոն պատկերը իրար հաջորդող լուսավոր և մութ համակենտրոն օղակներ են։ Պատկերի կենտրոնում կլինի կամ լուսավոր (*m*-ը կենտ է) կամ մութ (*m* -ը զույգ է) (Նկ. 3.13):



Գիֆրակցիան կլոր սկավառակից։ Թող լույսի S կետային աղբյուրի և P դիտակետի միջև տեղադրված է R շառավղով ոչ թափանցիկ կլոր սկավառակ (Եկ. 3.14) այնպես, որ այն փակի Ֆրենելի առաջին m գոտիները։ Այդ դեպքում լուսային ալիքի A լայնույթը P կետում կլինի

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2}\right) + \dots$$



Նկ. 3.14

Քանի որ փակագծերի միջի արտահայտությունները կարելի է ընդունել զրոյին հավասար, ստանում ենք

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}:$$
 (3.18)

Պարզենք, թե ինչպիսի դիֆրակցիոն պատկեր է ստացվում P կետում SP գծին ուղղահայաց տեղավորված էկրանի վրա։ Ակնհայտ է, որ լույսի ինտենսիվությունը կարող է կախում ունենալ պատկերի P կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից։ Եթե փակված գոտիների թիվը քիչ է, ապա A_{m+1} -ը քիչ կտարբերվի A_1 -ից։ Այդ պատճառով P կետում ինտենսիվությունը կլինի համարյա այնպիսին, ինչպիսին էր արգելք չլինելու դեպքում (տես (3.12) բանաձևը)։ P կետի նկատմամբ շառավղով շեղված P կետի համար սկավառակը կփակի m+1-րդ գոտու մի մասը, միաժամանակ բացելով m -րդ գոտու մի մասը։ Դա քու-լացնում է ինտենսիվությունը P կետում։ Շառավղով P կետից հեռանալով, որևէ կետում ինտենսիվությունը կհավասարվի զրոյի։ Եթե շարունակենք հեռանալ P կետից ապա սկավառակը լրացուցիչ կփակի m+2-րդ գոտու մի մասը, միաժամանակ բացելով m-1-րդ գոտու մի մասը։ Արդյունքում ինտենսիվությունը կաճի և որևէ P″ կետում այն կիասնի մաքսիմումի։ Այսպիսով, անթափանց կլոր սկավառակի դեպքում դիֆրակցիոն պատկերն ունենում է հաջորդող լուսավոր և մութ օղակների տեսք։ Պատկերի կենտրոնում ցանկացած *m*-ի դեպքում (ինչպես զույգ, այնպես էլ կենտ) ստացվում է լուսավոր կետ։ Լույսի *I* ինտենսիվության կախումը պատկերի կենտրոնից ունեցած *r* հեռավորությունից պատկերված է Նկ. 3.15-ում։



Նկ. 3.15։

Եթե անթափանց սկավառակը փակում է Ֆրենելի շատ գոտիներ, ապա լուսավոր և մութ օղակների հերթագայությունը նկատվում է միայն երկրաչափական ստվերի սահմանի մոտակայքի նեղ տիրույթում։ Եվ, ընդհակառակը, եթե սկավառակը փակում է միայն Ֆրենելի առաջին գոտու մի փոքր մասը, ապա այն բոլորովին ստվեր չի գցում։

Չափումներ

Անհրաժեշտ պարագաներ՝ օպտիկական սեղան, լույսի աղբյուր, կոնդենսոր, լուսաֆիլտրեր, կլոր անցքով էկրան, դիտակ:



Φηράh օպտիկական սխեման բերված է Նկ. 3.16-ում: S աղբյուphg լույսն անցնելով K կոնդենսորով և F լուսաֆիլտրով՝ ընկնում է Dփոքր անցքի վրա, որը կատարում է լույսի կետային աղբյուրի դեր: Նրանից դուրս եկած մոնոքրոմատիկ (մեներանգ) լուսային ալիքները տարրամետ փնջով ընկնում են E էկրանի բացված կլոր անցքի վրա: O օկուլյարի միջոցով անցքի ետևի մասում տարբեր հեռավորությունների վրա դիտվում են դիֆրակցիոն պատկերներ: Լույսի S աղբյուրը, F լուսաֆիլտրը, D անցքի կենտրոնը, K կոնդենսորի և O օկուլյարի առանցքնեը գտնվում են միևնույն ուղղի վրա: Աշխատանքում ուսումնասիրվում է այդ ուղղի վրա գտնվող տարբեր կետերի լուսավորվածությունը՝ կախված b հեռավորությունը: a հեռավորությունը, dտրամագիծը և λ լուսային ալիքի երկարությունը մնում են հաստատուն (a=300 մմ, d= $2r_m$ = 0.4 մմ, λ -ի արժեքը տարբեր լուսաֆիլտրեph համար տարբեր է, այն տրվում է):

Չափումները կատարում ենք հետևյալ կարգով։ Տեղաշարժելով դիտափողը ընտրում ենք այնպիսի դիրք, որի դեպքում դիֆրակցիոն պատկերի կենտրոնում ստացվում է լուսավոր կետ (այսինքն կլոր անցքը բաց է թողնում *m* գոտի և *m* –ը կենտ է)։ Նշվում է նրա b_1 դիրքը մաշտաբաքանոնի վրա, որն ամրացված է օպտիկական սեղանին։ Այնուհետև, զգուշությամբ փոքրացնում ենք *b*-ն, որպեսզի բացվի հաջորդ *m* +1 գոտին։ *b*-ի այդ արժեքը նշանակենք b_2 -ով։ Այդ դեպքում հավասարումների

$$m = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b_1} \right), \quad m+1 = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b_2} \right)$$

համակարգից որոշում ենք կլոր անցքի R շառավիղը՝

$$R = \frac{b_1 b_2 \lambda}{b_1 - b_2}:$$

Աշխատանք 2. Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիան ուղղանկյուն երկար Ճեղքից

Ֆրաունhnֆերի դիֆրակցիայի սկզբունքային սխեման ներկայացված է Նկ. 3.17 –ում: L_1 ոսպնյակի կիզակետում տեղադրված Sկետային աղբյուրից առաքված ճառագայթումը անցնելով այդ ոսպնյակով` վերածվում է հարթ ալիքի: (L_1 ոսպնյակը պետք չի լինի, եթե լույսի աղբյուրը լազեր է, քանի որ լազերը տալիս է լույսի հարթ զուգահեռ ճառագայթների փունջ)։ Դիֆրակցիան առաջանում է ճառագայթների ճանապարհին դրված AB նեղ երկար ճեղքի վրա (գործնականում բավարար է, որ ճեղքի երկարությունը շատ անգամ մեծ լինի նրա լայնությունից), իսկ դիֆրակցիոն պատկերը դիտվում է L_2 հավաքող ոսպնյակի կիզակետային հարթության մեջ։



Նկ. 3.17

ճեղքին հասած ալիքային մակերևույթի բազ մասը տրոհենք δtaph taptahն anawhta dx μηματιθημάς μαμημήμα anuhatah (Նկ. 3.18)։ Ալիքային մակերևույթի բաց մասից բոլոր ուղղություններով կառաքվեն երկրորդական այիքներ։ Ոսպնյակի օպտիկական առանցքի նկատմամբ որոշակի φ անկյան տակ առաքված բոլոր երկրորոական այիքները կիավաքվեն P կետում։ Յուրաքանչյուր տարրական գոտի P կետում կստեղծի dE տատանում (տես (3.1) բանաձևր)։ Ոսպնյակի կիզակետային հարթության մեջ հավաքվում են hupp ($\ln n$) pt uhphh) uppftp, upp upundunnd dE –h hudup գրված (3.1) արտահայտության մեջ 1/r արտադրիչը Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիայի դեպքում կբացակայի։ Սահմանափակվելով ոչ շատ մեծ անկյունների դիտարկումով՝ կարելի է (3.1) արտահայտության $K(\phi)$ գործակիցը համարել մոտավորապես հաստատուն։ Այդ ղեպքում էկրանի զանկազած կետում գոտու գրգռած տատանման լայնույթը կախում կունենա միայն գոտու մակերեսից։ Մակերեսը համեմատական է գոտու dx լայնությանը, հետևաբար, էկրանի ցանμωσμιδ μέμπιι dx μωματιρμωύρ απωπι αραριμό dE μωμημιδιώμα dAյալնույթը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$dA = Cdx$$

որտեղ *C*-ն անկյունից կախում չունեցող համեմատականության գործակիցն է:



Նկ. 3.18։

Ethnuch như them trun being the second term of term of

Այժմ որոշենք առանձին dE տատանումների միջև փուլային առնչությունները: Համադրենք այն տատանումների փուլերը, որոնք առաջանում են P կետում 0 և x կոորդինատներ ունեցող տարրական գոտիներից (Եկ. 3.18): Դիտարկվող տատանումների փուլերի տարբերությունը առաջանում է $\Delta = x \sin \varphi$ օպտիկական ճանապարհների տարբերության պատճառով: Այդ պատճառով, եթե ճեղքի ձախ եզրին կից գոտու փուլը P կետում ընդունենք *ot*-ին հավասար, ապա xկոորդինատն ունեցող գոտու գրգռած տատանման փուլը կինի

$$\omega t - 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi , \qquad (3.20)$$

որտեղ λ -ն ալիքի երկարությունն է տվյալ միջավայրում: Այսպիսով, xկոորդինատն ունեցող գոտու գրգոած տատանումը φ անկյունով որոշվող *P* կետում կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով`

$$dE = \frac{A_0}{b} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\varphi\right) dx: \qquad (3.21)$$

Արդյունարար տատանումը, որն առաջանում է P կետում ալիքային մակերևույթի ամբողջ բաց մասով, կգտնենք dE-ն ձեղքի ամբողջ լայնությամբ ինտեգրելով՝

$$E = \int_{0}^{b} \frac{A_{0}}{b} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\varphi\right) dx = \frac{A_{0}}{b} \left(-\frac{\lambda}{2\pi \sin\varphi}\right) \left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin\varphi\right) - \sin(\omega t)\right] = (3.22)$$
$$= \left[A_{0} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin\varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin\varphi}\right] \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin\varphi\right):$$

(այստեղ մենք օգտվեցինք

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \sin \left(\frac{\alpha - \beta}{2} \right) \cos \left(\frac{\alpha + \beta}{2} \right)$$
 pulludupg):

Ուղղանկյուն փակագծերի միջի արտահայտության մոդուլը տալիս է P կետում (որի դիրքը որոշվում է φ անկյունով) արդյունարար տատանման A_{φ} լայնույթը՝

$$A_{\varphi} = A_0 \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}b\sin\varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda}b\sin\varphi} \right|:$$
(3.23)

Ոսպնյակի կենտրոնի դիմաց գտնվող կետի համար $\varphi=0$: Цյն տեղադրելով (3.23)-ի մեջ և հաշվի առնելով, որ $\lim_{x\to 0} \left(\frac{\sin x}{x}\right) = 1$ ` կստանանք $A_{\varphi} = A_0$: Цյи արդյունքը կարելի է ստանալ ավելի պարզ եղանակով: Եթե $\varphi=0$, ապա բոլոր տարրական գոտիներից տատանումները *P* կետ են գալիս միևնույն փուլով: Ուստի արդյունարար տատանման լայնույթը հավասը կլինի գումարվող տատանումների

լայնույթների հանրահաշվական գումարին:

$$\frac{\pi}{\lambda}b\sin\varphi = \pm k\pi$$
 պայմանի դեպքում, կամ որ նույնն է $b\sin\varphi = \pm k\lambda$ (k=1,2,3,....), (3.24)

պայմանի դեպքում A_{φ} լայնույթը դառնում է զրո։ Այսպիսով, (3.24) պայմանը որոշում է ինտենսիվության մինիմումների դիրքերը։

 A_{a} լայնույթի մաքսիմումները մոտավորապես կորոշվեն

$$b\sin\phi = \pm (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$
 (k=1,2,3,....) (3.25)

պայմանով:

(3.24) պայմանը կարելի է հիմնավորել հետևյալ դատողությունների օգնությամբ։ Եթե ճեղքի եզրերից տրված անկյան տակ առաքված ճառագայթների ընթացքների \varDelta տարբերությունը հավասար է $\pm k\lambda$, ապա ալիքային մակերևույթի բաց մասը կարելի է բաժանել 2kհատ հավասար լայնությամբ գոտիների, ընդ որում, յուրաքանչյուր եզրից տրված անկյան տակ առաքված ճառագայթների ընթացքների տարբերությունը հավասար կլինի $\lambda/2$ (տես Նկ. 3.19-ը, որն արված է k=2-ի համար)։ Դեպի P կետը առաքված այն տատանումները, որոնք առաջանում են հարևան գոտիների համապատասխան տեղամասերից կլինեն հակափուկում։ Այդ պատճառով հարևան գոտիների յուրաքնչյուր զույգից առաքվող տատանումները փոխադարձաբար

զրոյի։ Երբ $\Delta = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda$, ապա գոտիների թիվը կլինի կենտ,

նրանցից մեկի ազդեցությունը կստացվի չչեզոքացված, այնպես որ այս դեպքում կստացվի ինտենսիվության մաքսիմում։



Նկ. 3.19։

Լույսի ինտենսիվությունը համեմատական է լայնույթի քառակուսուն, հետևաբար՝

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2},$$
(3.26)

որտեղ I_0 -ն լույսի ինտենսիվությունն է դիֆրակցիոն պատկերի մեջտեղում (ոսպնյակի կենտրոնի դիմաց), I_{φ} -ն` ինտենսիվությունն է φ անկյունով որոշվող *P* կետում:

(3.26) բանաձևից հետևում է, որ $I_{-\varphi} = I_{\varphi}$: Դա նշանակում է, որ դիֆրակցիոն պատկերը համաչափ է ոսպնյակի կենտրոնի նկատմամբ։ (3.26) ֆունկցիայի գրաֆիկը պատկերված է Նկ. 3.20-ում։ Աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրված են sin φ -ի արժեքները, օրդինատների առանցքի վրա՝ I_{φ} ինտենսիվությունը։ Ինտենսիվության մինիմումների թիվը որոշվում է ճեղքի *b* լայնության և ալիքի λ երկարության հարաբերությամբ։ Իսկապես, (6) պայմանից sin $\varphi = \pm \frac{k}{b} \lambda$:



Նկ. 3.20։

Կենտրոնական մաքսիմումի եզրերին համապատասխանող φ անկյան արժեքները բավարարում են $b\sin\varphi = \pm \lambda$ պայմանին, որտեղից $\varphi = \pm \arcsin(\lambda/b)$ ։ Հետևաբար, կենտրոնական մաքսիմումի անկյունային լայնության համար կունենանք՝

$$\delta \varphi = 2 \arcsin\left(\frac{\lambda}{b}\right)$$
: (3.27)

Մասնավորապես, եթե $b >> \lambda$, ապա $\sin(\lambda/b)$ -ն կարելի է ընդունել λ/b -ին հավասար, և, հետևաբար կենտրոնական մաքսիմումի անկյունային լայնության համար կունենանք

$$\delta \varphi = \frac{2\lambda}{b}: \tag{3.28}$$

Եթե ձեղքի *b* լայնությունը զգալիորեն փոքր է ձեղքից մինչև էկրանը եղած *l* հեռավորությունից, ապա Ֆրաունգհոֆերի դիֆրակցիան կդիտվի նաև ձեղքի և էկրանի միջև ոսպնյակ չլինելու դեպքում (այս դեպքում ընկնող ալիքը պետք է լինի հարթ)։ Այս պարագայում ձեղքի եզրերից դեպի P կետը գնացող ձառագայթները գործնականում կլինեն իրար զուգահեռ, այնպես որ վերը ստացված բոլոր արդյունքները մնում են ճիշտ:

Չափումներ

Անհրաժեշտ պարագաներ՝ լույսի լազերային աղբյուր, ճեղք պարունակող էկրան, էկրան, լույսի ինտենսիվության գրանցման սարք:

Փորձի սխեման պատկերված է Նկ. 3.21-ում: Q լույսի լազերային աղբյուրից մեներանգ ճառագայթների զուգահեռ փունջն ընկնում է D ճեղքի վրա: E էկրանի վրա ստացվում է ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիոն պատկերը, որի ինտենսիվության բաշխումը գրանցվում է Φ_e ֆոտոէլեմենտի էլեկտրական շղթայով` ֆոտոէլեմենտը տեղաշարժելով էկրանի երկայնքով։ Նկատենք, որ ֆոտոէլեմենտի շղթայով անցնող i հոսանքի ուժը ուղղիղ համեմատական է Φ_e ֆո-տոէլեմենտի վրա ընկնող լույսի I ինտենսիվությանը (i=kI):



Նկ. 3.21։

Աշխատանքում չափվում են *max*-ների ոչ թե բացարձակ, այլ հարաբերական ինտենսիվությունները։ Հետևաբար (3.26)-ում ինտենսիվությունների հարաբերության փոխարեն կարելի է վերցնել լուսատարի շղթայով անցնող հոսանքի ուժերի հարաբերությունը։

1. Օպտիկական սեղանի մի ծայրին տեղադրե՛ք Q լազերը, նրանից մոտ 200 մմ հեռավորության վրա D ճեղքը, այնուհետև E էկրանն ու Φ_e ֆոտոէլեմենտը։ Վերջինիս հենարանն այնպիսին է, որ հնարավորություն է տալիս այն տեղաշարժել էկրանի լայնքով։

2. Աշխատանքի ղեկավարի թույլտվությամբ միացրե՛ք լազերը և կարգավորելով ձեղքի դիրքը էկրանի վրա ստացե՛ք հստակ դիֆրակցիոն պատկեր: Դրա համար անհրաժեշտ է ձեղքը օպտիկական սեղանի երկայնքին ուղղահայաց տեղաշարժել այնպես, որ լազերից եկող լույսի փունջը ձեղքը ծածկի հավասարաչափ և թեքելով ձեղքի հարթությունը հասնել նրան, որ լույսի փունջը նրա վրա ընկնի ուղղահայաց: Այդ դեպքում անդրադարձած փունջը տարածականորեն կիամընկնի ընկնող փնջի հետ:

3. Համոզվե՛ք, որ Φ_e ֆոտոէլեմենտը տեղադրված է դիֆրակցիոն պատկերի բարձրությամբ և զրոյական *max*-ի դիմաց փակե՛ք նրա շղթան և չափե՛ք i_0 հոսանքի ուժը (այսինքն գրանցել *mA* միլիամպերմետրի ցուցմունքը): 4. Տեղաշարժելով ֆոտոէլեմենտը դիֆրակցիոն պատկերի երկայնքով չափեք առաջին երեք *max*-ներին համապատասխանող հոսանքի ուժերը:

5. Չափե՛ք առաջին երեք *min*-ների և *max*-ների x հեռավորուքյունը զրոյական *max*-ից, այն բաժանելով ճեղքից մինչև դիֆրակցիոն պատկերը եղած l հեռավորության վրա ստացե՛ք նրանց համապատասխանող դիֆրակցիոն φ անկյունների տանգենսների արժեքները: Ի նկատի ունենալով, որ փոքր անկյունների դեպքում անկյան սինուսը մոտավորապես հավասար է այդ անկյան տանգենսին, ստացված արժեքները համարեք սինուսների արժեքները:

6. Կառուցե՛ք գրաֆիկ՝ աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրելով այդ սինուսների (տանգենսների) արժեքները, իսկ օրդինատների առանցքի վրա i_k/i_0 արժեքները:

 (3.24) և (3.25) բանաձևերով հաշվել առաջին երեք *min*-ներին և *max*-ներին համապատասխանող անկյունների սինուսները (λ-ի և *b*-ի արժեքները տրվում են աշխատանքի ղեկավարի կողմից):

8. Կառուցե՜ք գրաֆիկներ՝ մի դեպքում (3.26) բանաձևի համաձայն՝ մյուս դեպքում փորձնական տվյալների հիման վրա 6-րդ կետի համաձայն:

9. Համեմատե՛ք տեսական և փորձնական արդյունքները։

Աշխատանք 3. Դիֆրակցիոն ցանց

Դիֆրակցիոն ցանցը կարևորագույն սպեկտրալ սարք է, նախատեսված լույսը սպեկտրի տարրալուծելու և լույսի ալիքի երկարությունը չափելու համար։ Այն ապակյա կամ մետաղյա հարթ մակերևույթ է, որի վրա փորագծված են շատ մեծ թվով (հարյուր հազարի կարգի) ուղղիղ հավասարահեռ գծեր։ Ապակե ցանցերի դեպքում դիֆրակցիոն պատկերը դիտվում է ինչպես անցած, այնպես էլ անդրադարձած լույսում, իսկ մետաղե ցանցերի դեպքում՝ միայն անդրադարձած լույսում։ Սկզբում քննարկենք պարզագույն իդեալական ցանց` կազմված անթափանց էկրանի վրա արված նույնատիպ հավասարահեռ զուգահեռ թափանցիկ ճեղքերից:

Ենթադրենք, կա N զուգահեռ ճեղքերից կազմված կանոնավոր կառուցվածք (Նկ. 3.22)։ Յուրաքանչյուր ճեղքի լայնությունը նշանակենք *b*-ով, իսկ հարևան ճեղքերի միջև հեռավորությունը՝ *d*-ով (այն կոչվում է ցանցի հաստատուն)։ Այդ կառուցվածքի վրա ուղղահայաց ընկնում է հարթ միագույն ալիք։ Պահանջվում է գտնել հարթության (որում գտնվում են բոլոր N ճեղքերը) նորմալի հետ φ անկյուն կազմող ուղղությամբ տարածվող լուսային ճառագայթների I_{φ} ինտենսիվությունը։ Այդ ճառագայթները կհավաքվեն L հավաքող ոսպնյակի կիզակետային հարթությունում գտնվող P կետում։



Նկ. 3.22: *N* ճեղքերից ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի պատկերը դիտվում է *L* հավաքող ոսպնյակի կիզակետային հարթությանում։

Նախորդ պարագրաֆում ստացված արդյունքների համաձայն` որևէ *n* -րդ ճեղքի *dx* տարրից հետազոտվող ուղղությամբ կտարածվի

$$\frac{E_0}{b} dx \exp i \{ \omega t - k [(n-1)d + x] \sin \varphi \}$$
(3.29)

տեսակի ալիք, իսկ ամբողջ *n* -րդ ճեղքը կտա

$$\frac{E_0}{b} \exp i \left[\omega t - k(n-1)d \sin \varphi \right] \int_0^b \exp(-ikx \sin \varphi) dx \quad (3.30)$$

տեսքի ալիքներ։ Բոլոր ճեղքերից առաջացած պատկերները կստացվեն էկրանի միևնույն տեղում (անկախ ճեղքի դիրքից կենտրոնական մաքսիմումը կգտնվի ոսպնյակի կենտրոնի դիմաց)։ Եթե տարբեր ճեղքերից *P* կետ եկող տատանումները լինեին ոչ կոհերենտ, ապա *N* ճեղքերից առաջացող արդյունարար պատկերը մեկ ճեղքի ստեղծած պատկերից կտարբերվեր միայն նրանով, որ բոլոր ինտենսիվությունները կաճեին N անգամ։ Սակայն տարբեր ճեղքերից առաջացող տատանումները կոհերենտ են (այստեղ մենք ենթադրում ենք, որ ընկնող ալիքի տարածական կոհերենտության երկարությունը անհամեմատ մեծ է ցանցի երկարությունից), ուստի արդյունարար ինտենսիվությունը որոշելու համար պետք է գտնել նաև այդ տատանումների միջև փուլային առնչությունները։ Այսպիսով, բոլոր ճեղքերի ազդեցությունները հաշվի առնելու համար պետք է գումարել առաջացած ալիքները։ Դրանք կոհերենտ են, ուրեմն գումարվում են էլեկտրական դաշտի լարվածությունները։

Ինչպես նշվեց, այս դեպքում հաշվի է առնվում ալիքների փուլերը։ Այսպիսով, ունենք՝

$$\frac{E_0}{b}\exp(i\omega t)\sum_{n=1}^N\exp\left[-ik(n-1)d\sin\varphi\right]\int_0^b\exp\left(-ikx\sin\varphi\right)dx, (3.31)$$

որտեղ, ինչպես արդեն ստացել ենք՝

$$\frac{E_0}{b} \int_0^b \exp(-ikx\sin\varphi) dx = E_0 \frac{\sin u}{u},$$
(3.32)

huų $u = \pi b \sin \varphi / \lambda$:

(3.32)-ում գումարի նշանի տակից դուրս բերենք անկախ արտադրիչը և այդ դեպքում արդյունարար տատանման լայնույթը որոշելու համար պետք է միայն գտնել հետևյալ գումարը՝

$$\sum_{n=1}^{N} \exp\left[-ik(n-1)d\sin\varphi\right] = \sum_{n=1}^{N} \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)d\sin\varphi\right] : (3.32)$$

 $\pi d\sin arphi$ / λ -ն նշանակենք δ -ով։ Այդ դեպքում կունենանք՝

$$\sum_{n=1}^{N} \exp\left[-2i\delta(n-1)\right] = 1 + \exp\left(-2i\delta\right) + ... + \exp\left(-2i\delta(N-1)\right)$$

Սա $q = \exp(2i\delta)$ հայտարարով երկրաչափական պրոգրեսիա է,

nph qniump huduum t
$$\frac{1-q^N}{1-q}$$
-h:

tonumpun'
$$\sum_{n=1}^N \exp\left[-2i\delta(n-1)\right] = \frac{1-\exp(-2\delta Ni)}{1-\exp(-2\delta i)}$$

N ճեղքերից կազմված կանոնավոր կառուցվածքի վրա դիֆրակցիայից հետո նորմալի նկատմամբ φ անկյան տակ տարածվող լույսի ինտենսիվության վերջնական արտահայտությունը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$I_{\varphi} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \left(\frac{\sin N\delta}{\sin \delta}\right)^2, \qquad (3.33)$$

npuntη $u = (\pi b / \lambda) \sin \varphi$, $\delta = (\pi d / \lambda) \sin \varphi$:

 $(\sin u / u)^2$ արտադրիչը բնութագրում է յուրաքանչյուր ձեղքի վրա հարթ ալիքի դիֆրակցիայի հետևանքով ինտենսիվության բաշլսումը, իսկ $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$ -ը հաշվի է առնում բոլոր ձեղքերից արձակված փնջերի միջև ինտերֆերենցիան, I_0 -ն որոշում է $\varphi = 0$ ուղղությամբ ճառագայթված լույսի ինտենսիվությունը:

Ստացված արդյունքները վերլուծելիս նախ հետազոտենք $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$

արտադրիչը՝ կախված դիֆրակցիայի φ անկյունից։ Նկ. 3.22-ից երևում է, որ $d\sin\varphi$ մեծությունը հավասար է հարևան ձեղքերի երկու համարժեք կետերից արձակված ալիքների ձանապարհների տարբերությանը։ Եթե այն հավասար է ամբողջ թվով ալիքների,

$$d\sin\varphi = m\lambda, \qquad (3.34)$$

npտեղ *m* -μ դիֆրակցիայի կարգն է *m* = 0,1,2,..., ապա տատանումները կուժեղացնեն միմյանց։ Հետևաբար՝ $\delta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi = m\pi$, այսինքն՝ sin $N\delta = 0$ և sin $\delta = 0$:

 $\operatorname{Pulip} \operatorname{np} \lim_{\sin \delta \to 0} \left| \sin N\delta / \sin \delta \right| = N \operatorname{inump}$

$$\left(I_{\phi}\right)_{\max} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 N^2: \qquad (3.35)$$

Այս շատ կարևոր արդյունքն արժանի է մանրազնին քննարկման: $d \sin \varphi = m \lambda$ պայմանը կատարվելու դեպքում N ճեղքերից բաղկացած համակարգի վրա դիֆրակցված լույսի ինտենսիվությունը յուրաքանչյուր ճեղքից անցած լույսի ինտենսիվության համեմատ կաճի ոչ թե N, այլ N² անգամ։ Դա կանոնավոր կառուցվածքի վրա դիֆրակցված փնջերի ինտերֆերենցիայի ուղղակի արդյունքն է։ Եթե ճեղքերը քառսայնորեն դասավորված լինեին, ապա ինտերֆերենցիայի անդամը հավասար կլիներ զրոյի, իսկ գումար ինտենսիվությունը՝ համեմատական անկանոն կառուցվածքի ճեղքերի թվին:

(3.34) պայմանով որոշվող մաքսիմումները կռչվում են գլխավոր մաքսիմումներ։ Դրանք գոյանում են այն դեպքում, երբ միաժամանակ և՛ sin $N\delta = 0$, և՛ sin $\delta = 0$: Երկու գլխավոր մաքսիմումների միջև պետք է առաջանան (*N*-1) մինիմումներ, որտեղ sin $N\delta = 0$, բայց sin $\delta \neq 0$, այդ մինիմումների միջև պետք է գտնվեն երկրորդային կամ լրացուցիչ մաքսիմումներ։ Որպեսզի կարողանանք ավելի

լավ ըմբռնել, թե ինչպես են գոյանում ինտենսիվության գլխավոր և լրացուցիչ մաքսիմումները, գրենք $N\delta$ -ի արժեքների հետևյալ շարքը, դրանց հաջորդական աճման կարգով՝

$$N \delta = \underbrace{0}_{\mathcal{I}} \underbrace{\pi}_{\mathcal{I}} \underbrace{2\pi}_{\mathcal{I}} \underbrace{\pi}_{\mathcal{I}} \underbrace{(N-1)\pi}_{\mathcal{I}}, \underbrace{N}_{\mathcal{I}} \underbrace{\pi}_{\mathcal{I}} \underbrace{(N+1)\pi}_{\mathcal{I}} \underbrace{\pi}_{\mathcal{I}} \underbrace{2(N-1)\pi}_{\mathcal{I}}, \underbrace{2N}_{\mathcal{I}} \pi \dots$$

Սլաքներով ցույց են տրված գլխավոր մաքսիմումները $(\sin \delta = 0, \sin N\delta = 0)$, իսկ մեծ փակագծերով՝ նվազագույնները $(\sin \delta \neq 0, \sin N\delta = 0)$:

Цյи դեպрում դիտվում է լույսի բազմաթիվ փնջերի ինտերֆերենցիш (բազմաճառագայթային ինտերֆերենցիա): Տվյալ դեպрում ինտենսիվության բաշխումն ինտերֆերենցիոն պատկերում ստացվում է բոլորովին այլ, քան երկու ալիքների ինտերֆերենցիայի դեպքում, որի ժամանակ լուսավորվածությանը բնորոշ է $\cos^2 \delta$ տեսքի կախումը: Նկ. 3.23-ում բերված է $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$ ֆունկցիայի գրաֆիկը m = -1, 0, +1 երեք գլխավոր մաքսիմումների սահմաններում` N = 2 և N = 8 դեպքերի համար: Երկու կորերի ուղղաձիգ մասշտաբները, առավելագույն ինտենսիվությունները N^2 -ուն համեմատական լինելու պատճառով, հարմար է նորմավորել $1/N^2$ արտադրիչով:



Նկ. 3.23: $(\sin N\delta/\sin\delta)^2$ ֆունկցիայի գրաֆիկը *N*=2 (ա) և *N*=8 (բ) դեպքերում։

Դիֆրակցված փնջերի թվի մեծացման դեպքում (նշենք, որ ժամանակակից դիֆրակցիայի ցանցերում *N*-ը հասնում է 20000-ի) գլխավոր մաքսիմումները խիստ են դառնում և բաժանված են լայն հատվածներով, որտեղ լույսի ինտենսիվությունը կարելի է համարել հավասար զրոյի: Այսինքն, դիֆրակցիոն ցանցը հնարավորություն է տալիս կամայական ճառագայթումը վերածելու միագույն ալիքների գումարի:

Հետազոտենք, թե դիսպերսող տարրն ինչպիսի $d\varphi$ անկյամբ միմյանցից կհեռացնի $\lambda_1, \lambda_2 (\lambda_1 - \lambda_2 | = d\lambda)$ ալիքի երկարությամբ լուսային երկու փնջերը։ Այդ ֆունկցիան կբնութագրվի $D = d\varphi / d\lambda$ անկյան ածանցյալով՝ ըստ ալիքի երկարության (անկյունային դիսպերսիա)։ Դիֆրակցիոն ցանցի դիսպերսիան գնահատելիս օգտվենք գլխավոր մաքսիմումների առաջացման $d\sin \varphi = m\lambda$ պայմանից։ Դիֆերենցելով այն՝ կստանանք.

$$d\cos\varphi d\varphi = md\lambda$$
 yuu $D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}$: (3.36)

Դիֆրակցող ցանցի դիսպերսիան այնքան մեծ է, որքան փոքր է երկու հարևան ձեղքերի միջև d հեռավորությունը։ Դրանով է բացատրվում միավոր երկարության վրա մեծ թվով խազեր ունեցող ցանցերի օգտագործումը։ Ի դեպ, դիսպերսիան գնահատելիս, կարևոր է միավոր երկարության վրա ձեղքերի (խազերի՝ N/L) թիվը և ոչ թե դրանց ընդհանուր N թիվը (L –ը ցանցի երկարությունն է)։ Ձեռնտու է աշխատել դիֆրակցիայի ավելի բարձր կարգերում, քանի որ $D \sim m$: Բայց չպետք է մոռանալ, որ տվյալ ցանցի ամենամեծ հնարավոր կարգը որոշվում է հետազոտվող ճառագայթման ալիքի երկարությամբ։ Իրոք, $m = (d / \lambda) \sin \varphi$, և քանի որ $\sin \varphi \le 1$, ապա m-ը չպետք է գերազանցի d/λ -ն։ Օրինակ՝ 1մմ-ի վրա 1200 խազ ունեցող ցանցի համար $d = 8 \cdot 10^{-5}$ ամ-ի և այն կարմիր լույսով $(\lambda = 6,5 \cdot 10^{-5} Å)$ լուսավորելով, դիտումը կարելի է իրագործել միայն առաջին կարգում։ Դիսպերսիան գնահատվում է նաև սպեկտրալ գծերի միջև եղած ds մմ հեռավորությամբ։ Քանի որ $ds = Fd\varphi$, որտեղ F -ը ոսպնյակի կիզակետային հեռավորությունն է, ապա գծային դիսպերսիան կլինի

$$ds / d\lambda = D \cdot F : \tag{3.37}$$

Դիսպերսիայի հասկացությունը լիովին չի բնութագրում ճառագայթումը բաղադրիչների վերածելու սպեկտրային սարքի ունակությունը։ Կարևոր է ոչ միայն ըստ ալիքի երկարության իրար մոտ ճառագայթումները հնարավորին չափ մեծ անկյունով իրարից հեռացնելը, այլև նաև այն, որ յուրաքանչյուր բաղադրիչ բավականաչափ նեղ բաշխում ունենա։ Այսինքն, պետք է որևէ կերպ բնութագրել դիսպերսող տարրի կողմից միագույն ճառագայթման սպեկտրային գծի լայնացումը։ Երկու մոտիկ մաքսիմումներն ընկալվում են առանձնացված այն դեպքում, եթե նրանց մեջտեղում ինտենսիվությունը մաքսիմուների ինտենսիվության 80% -ից մեծ չէ։ Ռելեյի կողմից առաջարկված չափանիշի համաձայն, ինտենսիվության այդպիսի հարաբերակցություն տեղի կունենա, եթե առաջին մաքսիմումի մեջտեղը համընկնում է մյուսի եզրի հետ։ Մաքսիմումների այդպիսի փոխաημρά ημιμη ημιρητιβητιά μπωσητιά $\xi \delta \lambda$ - η πρηγωψη (πημη απρόμβη) համար) արժեքի դեպքում։ Իսկ համապատասխան բնութագիրը կոչψηιά է μπό h_{λ} πισ $R = \lambda / \delta \lambda$, πρωτη $\delta \lambda$ -ά τρψηι αψτψωρωι φότρη այն նվազագույն տարբերությունն է, որի դեպքում այդ գծերը ընկալվում են անջատ:

Հաշվենք դիֆրակցիոն ցանցի լուծող ուժը։ Դիտարկենք N թվով իսազ ունեցող դիֆրակցիոն ցանցով անջատված ճառագայթման երկու մաքսիմումները՝ λ_1 ալիքի երկարության ճառագայթման մաքսիմումին համապատասխանում է $\varphi'_{\rm max}$ դիֆրակցիայի անկյունը, իսկ λ_2 -ին՝ $\varphi'_{\rm max}$ անկյունը։ m-րդ կարգի գլխավոր մաքսիմումների աnuşugdul uujdullatıla ta` $d\sin \varphi'_{\max} = m\lambda_1$, $d\sin \varphi'_{\max} = m\lambda_2$: ζ tzun t ülumıtı, pt hüş ulujula mulu lınınılı ulupıh *m*-nın luunqı uunuşula ühühünide λ_2 ulupı teplunını jula hudun: Qulu qınıdı nu qını d dunuquı jedula tepluri qiluudun duupuldını üleri dişel qınıdınıd ta (N-1) ühühüniden, uuqui unuuşula ühühüniden unuşugdula hudun nılıtı $d\sin \varphi''_{\min} = m\lambda_2 + \lambda_2 / N$: Ninutuqui unuşugdula hulıtı tepli zuuhuuli te temli t

րար ճշտությամբ կարելի է ընդունել $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ հարաբերությանը հավասար։ Հետևաբար՝ դիֆրակցիոն ցանցի լուծիչ ուժի համար ստանում ենք

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN : \qquad (3.38)$$

Կարելի է ընդգծել, որ ի տարբերություն դիսպերսիայի, լուծիչ ուժը պայմանավորված է խազերի ընդհանուր թվով՝ *N* -ով: Որքան խիտ են դիֆրակցող ցանցի խազերը, այնքան մեծ է այն անկյունը, որով տարամիտվում են ճառագայթման երկու՝ ըստ ալիքի երկարության իրար մոտ մաքսիմումները, իսկ որքան մեծ է իազերի ընդհանուր թիվը, այնքան ցայտուն են դրանք։ Լուծիչ ուժի կախումը դիֆրակցող ցանցի L = Nd երկարությունից հեշտությամբ կարելի է ստանալ *m* ի փոխարեն (3.38) բանաձևում տեղադրելով $\frac{d \sin \varphi_{\text{max}}}{\lambda}$ պայմանը, որտեղ *d* -ն ցանցի հաստատունն է։ Կստանանք $\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{L \sin \varphi_{\text{max}}}{\lambda}$ բանաձևը։ Աջ մասում եղած մեծությունը եզրային ճառագայթների միջև ստեղծված ճանապարհների տարբերության վրա տեղավորվող ալիքի երկարությունների թիվն է դիֆրակցիայի առավելագույն անկյան դեպքում: φ_{\max} անկյունը պայմանավորված է ցանցի պատրաստման և գիտափորձի պայմաններից, որը սակայն չի կարող գերազանցել 90⁰-ը:

Դիֆրակցիայի բարձր կարգերում աշխատելիս անխուսափելիորեն առաջանում են փորձարարական դժվարություններ, որոնք կապված են տվյալ կարգը հարևան կարգերից անջատելու անհրաժեշտության հետ: Իրոք, ընտրված անկյան տակ տարածվում են ոչ միայն որոշակի λ_1 ալիքի երկարությամբ ճառագայթումը, այլ նաև՝ ուրիշ ալիքներ, որոնց երկարությունները՝ $\lambda', \lambda'' \dots$ և այլն, որը կարելի է գտնել $d \sin \varphi = m\lambda = m'\lambda' = m''\lambda''$ առնչությունից:

Այսպես օրինակ՝ միևնույն ուղղությամբ կտարածվեն 6000 Å (առաջին կարգ), 3000 Å (երկրորդ կարգ), 2000 Å (երրորդ կարգ) և այլ երկարություններով ալիքներ։ Եվ քանի որ դիֆրակցիայի հարևան կարգերին համապատասխանող ալիքի երկարությունների տարբերությունը փոքր է (բարձր կարգերի դեպքում), նպատակահարմար է հաշվի առնել ազատ դիսպերսիայի տիրույթի գաղափարը՝ որը նվազում է դիֆրակցիայի կարգի նվազման հետ և գնահատում է ալիքի երկարությունների թույլատրելի տիրույթը, որտեղ իրականանում է տվյալ կարգի՝ հարևան կարգից անջատ լինելու հնարավորությունը։

Դիֆրակցիոն ցանցի հաստատունը, դիսպերսիան և լուծիչ ուժը

Այս աշխատանքում Γ –5 գոնիոմետրով որոշվում է դիֆրակցիոն ցանցի հաստատունը, դիսպերսիան և լուծիչ ուժը։ Տարբեր ալիքի երկարությունների համար դիֆրակցիայի անկյունները ճշգրիտ չափելու համար օգտագործվում է Γ –5 գոնիոմետրը (Եկ. 3.24)։ Այն կազմված է մուտքի կոլիմատորից (1), զանգվածեղ հիմնասալից (2), սեղանիկից (3) (որի վրա տեղադրվում է օպտիկական տարրը), դիտախողովակից (4) և անկյունաչափից (5)։ Ձանգվածեղ հիմնասալը կարող է պտտվել հիմքի նկատմամբ։ Նրա փոքր պտույտները սևեռելու և գրանցելու համար կարելի է օգտվել (6) պտուտակների համակարգից։ Մուտքի կոլիմատորը ոսպնյակների համակարգ է, որը ծառայում է լույսի զուգահեռ փնջի ստացմանը, դիտախողովակը ծառայում է սպեկտրների դիտմանը, իսկ անկյունաչափը ծառայում է վայրկյանների ճշտությամբ անկյունների չափման համար։



Նկ. 3.24: Г–5 գոնիոմետրի արտաքին տեսքը։

Գոնիոմետրի նախապատրաստումը աշխատանքի

Ելեկտրական ցանցին միացնել կոլիմատորի (1) ձեղքի առջև տեղադրված լույսի աղբյուրը (սնդիկային լամպը) և անկյունաչափի սանդղակը լուսավորող լամպը։ Կոլիմատորի ձեղքի լայնությունը կարգավորվող է։ Դիտախողովակի մանրադիտակում դիտել ձեղքի հստակ պատկերը։ Սևեռել դիտախողովակը (6) պտուտակով, գրանցել այդ դիրքին համապատասխանող անկյան արժեքը։ Անկյունաչափի տեսադաշտը պատկերված է Նկ. 3.25-ում։ Այն կազմված է երկու պատուհաններից։ Ձախ պատուհանում երևում են հորիզոնական սանդղակներ՝ տրամագծորեն հակառակ դասավորված բաժանմունքներով և N ինդեքս (ուղղահայաց գծիկ)։ Աջ պատուհանում երևում են անկյան րոպեների միավոր արժեքներին և վայրկյաններին համապատասխանող սանդղակներ և E ինդեքսով գիծ։ Դիտախողովակը տեղափոխելիս, տեղաշարժվում են աջ և ձախ պատուհանների սանդղակները՝ դասավորվելով անկյան նոր դիրքին համապատասխանող արժեքով։



Նկ. 3.25։ Գոնիոմետրի անկյունաչափի աշխատանքը պարզաբանող գծագիր։

Չափումներ կատարելու համար սևեռել դիտակի դիրքը (6) պտուտակով։ Միկրոչափիչ (7) պտուտակով համընկեցնել ձախ պատուհանի վերևի և ներքևի բաժանմունքները (տես Նկ. 3.25 բ)։ Անկյան աստիճանի արժեքը ինդեքսի մոտակա ձախ հարևանին համապատասխանող վերևի սանդակի բաժանմունքի թիվն է։ Տրված նկարում այն 13 թիվն է։ Այդ թվի և ներքևի սանդղակում նրանից 180^{0} -ով տարբերվող թվի միջև ընկած միջակայքերի քանակով որոշվում է րոպեների տասնավորները։ Տրված նկարում միջակայքերի քանակը 4-ն է։ Իսկ րոպեների միավորները և վայրկյանները որոշվում են աջ պատուհանի սանդղակներից։ Աջ պատուհանի ձախ սանդղակի թիվը րոպեի արժեքն է, իսկ աջ սանդղակի թիվը՝ վայրկյանի արժեքն է, որը որոշվում է ինդեքսի դիրքով։ Այսպիսով՝ Նկ. 3.25-ին համապատասխանող անկյան արժեքն է 13⁰ 43′ 33″։

Չափումներ

 Գոնիոմետրի սեղանի վրա տեղադրե՛ք դիֆրակցիոն ցանցը այնպես, որ խազերը լինեն լուսավորվող ճեղքին զուգահեռ և ուղղահայաց` ընկնող լույսի փնջին։ Միացրե՛ք սնդիկային լամպը։ Անզեն աչքով դիտե՛ք դիֆրակցիայի պատկերը է։ Այն զրոյական մաքսիմումի նկատմամբ համաչափ դասավորված սնդիկի գծային սպեկտրը։ Այդ պատկերը դիտեք դիտախողովակով և դիտախողովակի խաչը համընկեցրեք կենտրոնական մաքսիմումի դիրքին։ Ամրացրեք սեղանիկը։

2. Դիտե՛ք անկյունաչափի օկուլյարով։ Գրանցե՛ք կենտրոնական սպիտակ գծին (m = 0՝ զրոյական մաքսիմումին) համապատասխանող անկյան ցուցմունքը։ Դիտակը դանդաղ պտտե՛ք ձախ՝ մինչև օկուլյարի խաչը համընկնի առաջին կարգի մաքսիմումի մանուշակագույն գծի հետ։ (6) պտուտակով ամրացրեք այն։ (7) միկրոչափիչ պտուտակով համընկեցրե՛ք խաչը և գրանցե՛ք համապատասիան φ'_{left} ձախ անկյան արժեքը։

 Դիտակը շարունակե՛ք պտտել նույն ուղղությամբ և սնդիկային աղբյուրի կապույտ, կանաչ և դեղին գծերի 1-ին կարգի մաքսիմումների համար գրանցե՛ք համապատասխան անկյունների արժեքները:

4. Նույն ձևով գրանցե՛ք կենտրոնական սպիտակ գծից աջ գտնվող մանուշակագույն, կանաչ և դեղին գծերի 1-ին կարգի մաքսիմումներին համապատասխանող անկյունների արժեքները:

 Նկարագրված եղանակով գրանցե՛ք դիտվող սպեկտրում
 2-րդ, 3-րդ կարգերին համապատասխանող անկյունների արժեքները:

6. Յուրաքանչյուր ալիքի երկարության համար հաշվե´ք զրոյական մաքսիմումից աջ և ձախ կողմերում չափված անկյունների կիսատարբերությունը։ Այդ կիսատարբերությունը կտա (3.26) բանաձևի φ_m անկյունների արժեքները։ Չափումները կատարե´ք մի քանի անգամ։ Հաշվե´ք դրանց միջինը։ Արդյունքները գրանցե´ք աղյուսակում։

7. Օգտվելով աղյուսակից՝ հաշվե՛ք ցանցի հաստատունը սնդիկի կանաչ գծի՝ $\lambda = 5461 \text{Å}$ ալիքի երկարության համար:

8. Գնահատե՛ք ցանցի դիսպերսիան և լուծիչ ուժը (3.36) և (3.38) բանաձևերի օգնությամբ։

4. ԼՈՒՅՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Բնական և բևեռացված լույս։ Մալյուսի օենքը

Լույսը էլեկտրոմագնիսական ալիք է, որը տարածվում է ի հաշիվ E էլեկտրական և H մագնիսական դաշտերի փոխադարձ ինդուկցիայի։ Լուսային ալիքները լայնական են, այսինքն, E ու H դաշտերը ուղղահայաց են լույսի տարածման ուղղությանը և վերջինիս հետ կազմում են աջ կոորդինատային համակարգ (տես Նկ. 4.1-ը)։



Նկ. 4.1

Լույսի ֆոտոքիմիական, մասնավորապես տեսողական, ազդեցություններն առաջանում են էլեկտրական վեկտորի շնորհիվ։ Այդ պատճառով *լուսային դաշտ* ասելով հասկանալու ենք միայն նրա E էլեկտրական դաշտը։ Մասնավորապես, լույսի բևեռացման հարթությունը լինելու է E վեկտորի տատանումների հարթությունը լուսային ալիքի տարածման ընթացքում։

Բնական աղբյուրներից ճառագայթված լույսը որպես կանոն բևեռացված չէ: Բանն այն է, որ լույսի աղբյուրում ճառագայթող ատոմների միջև կորելյացիաների բացակայության պայմաններում տվյալ ուղղությամբ ճառագայթում է մեկ այս, մեկ այն ատոմը: Յուրաքանչյուր ատոմի առաքում ունի տատանումների որոշակի հարթություն, սակայն դրանք ատոմից ատոմ փոխվում են պատահականորեն:

Լույսը, որում E վեկտորի տատանումները տարածմանն ուղղահայաց հարթության մեջ տեղի են ունենում պատահականորեն բոլոր ուղղություններով կոչվում է *բնական լույս*։ Լույսը, որում E վեկտորի տատանումները համակարգված են ինչ որ կերպ կոչվում է *բևեռացված լույս*։



Եթե E վեկտորի տատանումները տեղի են ունենում ճառագայթով անցնող միայն մեկ հարթությունում, ապա լույսը կոչվում է $q \partial m_j h a$ (կամ հարթ) բևեռացված:

Կարգավորվածությունն այն է, որ E վեկտորը պտտվում է ճաոագայթի շուրջն այնպես, որ նրա ծայրակետը գծում է էլիպս։ Այդպիսի լույսը կոչվում է *էլիպտիկ բևեռացված*։ Եթե E-ի ծայրակետը գծում է շրջանագիծ, ապա լույսն անվանում են *շրջանային բևեռացված*։ Ընդհանուր դեպքում հնարավոր է մասնակի բևեռացված լույսի առկայությունը, որոշակի համամասնությամբ բաղկացած բնական և բևեռացված ալիքներից:

Գծային բևեռացված լույս բնական լույսից կարելի է ստանալ, այսպես կոչված, բևեռացուցիչների (поляризатор, polarizer) օգնությամբ։ Դրանք սարքեր են, որոնք ազատ բաց են թողնում E վեկտորի տատանումները, որոնք տեղի են ունենում որոշակի ուղղությամբ (բևեռացուցիչի թողարկման հարթության մեջ) և պահում են դրան ուղղահայաց տեղի ունեցող տատանումները։ Բնական լույսի ճանապարհին դրված բևեռացուցիչը պտտելիս անցած լույսի ինտենսիվությունը մնում է նույնը։ Փոխվում է միայն ելքային ճառագայթի գծային բևեռացման ուղղվածությունը։ Բևեռացուցիչից դուրս եկած բևեռացված լույսի ինտենսիվությունը կազմում է ընկնող բնական լույսի ինտենսիվության ճիշտ կեսը։

Այժմ քննարկենք այնպիսի իրավիճակ, երբ բևեռացուցիչի վրա ընկնում է հարթ բևեռաված լույս: Այն կարող է ստացված լինել բնական լույսը նախապես մեկ այլ բևեռացուցիչով անցկացնելու միջոցով: Տատանումների ամպլիտուդը նշանակենք E_0 և ինտենսիվությունը` I_0 (Եկ. 4.3): E_0 վեկտորի տատանումների հարթությունն բևեռացուցիչի թողարկման ուղղության հետ ընդհանուր դեպքում կազմում է որևէ φ անկյուն: Այդ դեպքում բևեռացուցիչով կանցնի E_0 -ի բաղադրիչը: E_\perp բաղադրիչը կպահվի և չի անցնի բևեռացուցիչի միջով:



Նկ. 4.3

Ալիքի ինտենսիվությունը որոշվում է ալիքի էներգիայով, ինչը համեմատական է լարվածության վեկտորի լայնույթի (ամպլիտուդի) քառակուսուն: Այսինքն, անցած լույսի $I \propto E_{\parallel}^{2}$ ինտենսիվության համար կունենանք

$$I_{\parallel} = I_0 \cdot \cos^2 \varphi : \tag{4.1}$$

(4.1) առնչությունը, որը կրում է Մալյուսի օրենք անվանումը:

Լույսի բևեռացումը անդրադարձման և բեկման ժամանակ

Լուսային ալիքը ընկնելով դիէլեկտրիկի վրա՝ առաջացնում է նյութի ատոմների և մոլեկուլների էլեկտրոնների տատանումներ, ընդ որում, էլեկտրոնների տատանումների ուղղությունը համընկնում է ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածության ուղղության հետ։ Ատոմները և մոլեկուլները իրենք դառնում են երկրորդային ալիքների ճառագայթիչներ:

Դիտարկենք լույսի S աղբյուրից բնական լույսի անկումը D դիելեկտրիկի հարթ մակերևույթի վրա (Եկ. 4.4): Բնական լույսի ճառագայթում առկա են լարվածության E վեկտորի տատանումների ամեն հնարավոր ուղղությունները ճառագայթին ուղղահայաց հարթության մեջ: E -ի բոլոր հնարավոր ուղղություններից ընտրենք երկու փոխադարձ ուղղահայաց ուղղություններ, մեկը անկման հարթության մեջ, մյուսը` ուղղահայաց անկման հարթությանը։ Եկ. 4.4-ում առաջինը պատկերված է գծիկներով, մյուսը՝ կետերով:



0y. 4.4

Անկման հարթությանը ուղղահայաց ուղղությամբ E վեկտորի տատանումները առաջ են բերում դիպոլային տատանումներ դիէլեկտրիկի մակերևույթի վրա: Այդ դիպոլները ճառագայթում են երկրորդային ալիքներ անդրադարձած և բեկված ճառագայթների ուղղություններով: Անկման հարթության մեջ E վեկտորի տատանումներն առաջ են բերում դիպոլների տատանումներ, որոնք առավելապես ճառագայթում են բեկված ճառագայթի ուղղությամբ։ Այդ պատճառներով անդրադարձման ճառագայթում առավել չափով կլինեն տատանումներ, որոնք ուղղահայաց կլինեն անկման հարթությանը։ Անցած (բեկված) ճառագայթում առավելություն կունենան անկման հարթության մեջ տատանումները։ Հետևաբար, անդրադարձած և բեկված ճառագայթները կլինեն մասնակի բևեռացած։

Գրյուստերը պարզել է, որ եթե բնական լույսի ճառագայթը դիէլեկտրիկի վրա ընկնում է այնպիսի i անկյան տակ, որ անդրադարձած և բեկված ճառագայթների կազմած անկյունը 90[°] է, ապա անդրադարձած ճառագայթները լրիվ բևեռացված են անկման հարթությանն ուղղահայաց հարթությունում։ Քեկման անկյունն այդ դեպքում կլինի $r = 90^{°} - i$: Համաձայն բեկման օրենքի`

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(90^{\circ} - i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i = n_{21}:$$

Անկյունը, որի դեպքում դիէլեկտրիկից անդրադարձած ճառագայթը լրիվ բևեռացած է կոչվում է Բրյուստերի անկյուն, իսկ

$$tg i = n_{21} \tag{4.2}$$

հավասարումը Բրյուստերի օրենքի մաթեմատիկական ձևակերպումն է։

Քանի որ բեկված լույսը առաջնային բնական և դիէլեկտրիկի դիպոլների ճառագայթումների վերադրված դաշտ է, ապա այն բոլոր դեպքերում կլինի մասնակի բևեռացված։ Բևեռացված լույսի բևեռացման աստիճանը որոշվում է

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$
(4.3)

արտահայտությամբ, որտեղ I_{\max} և I_{\min} -ը բևեռացման անալիզատորով անցած լույսի համապատասխանաբար մաքսիմալ և մինիմալ

ինտենսիվություններն են։ Չբևեռացած լույսի համար $I_{\min}=I_{\max}$ և p=0, իսկ հարթ բևեռացվածի համար $I_{\min}=0$ և p=1:

Լույսի երկբեկումը

Թափանցիկ բյուրեղային նյութերը, որոնց բյուրեղային ցանցի կառուցվածքը տարբեր է խորանարդայինից, օժտված են երկբեկման հատկությամբ, այսինքն, որ բյուրեղով անցնող ճառագայթը երկփեղկվում է: Առանձնացված ճառագայթները բևեռացված են փոխադարձ ուղղահայաց հարթություններում, ընդ որում, դրանցից մեկը, որ կոչվում է ոչ սովորական կամ անսովոր (\mathbf{e}), չի ենթարկվում բեկման սովորական օրենքին։ Երկրորդ ճառագայթը ենթարկվում է բեկման (Սնելիուսի) օրենքին և կոչվում է սովորական (\mathbf{o})։ Երկբեկող բյուրեղներում գոյություն ունի օպտիկական առանցք կոչվող ուղղություն, որի երկայնքով գցված ճառագայթը չի երկփեղկվում (միառանցք բյուրեղներ)։ Երբեմն լինում են երկու այդպիսի ուղղություններ (երկառանցք բյուրեղներ)։

Անսովոր ճառագայթը բեկվում է անգամ այն ժամանակ, երբ մակերևույթին ընկնում է ուղղահայաց (իհարկե, ոչ օպտիկական առանցքի երկայնքով): Այդպիսի իրավիճակ պատկերված է Նկ. 4.5ում: Կետերը և գծերը պատկերում են E վեկտորի տատանումների ուղղությունները, իսկ 00' գիծը օպտիկական առանցքի ուղղությունն է՝ պատկերված բյուրեղի կենտրոնից: Սովորական ճառագայթն այստեղ ընթանում է ընկնողի ուղղությամբ և բևեռացված է ընկնող ճառագայթով և 00' օպտիկական առանցքով կազմված (բյուրեղի գլխավոր) հարթությանն ուղղահայաց: Բեկված անսովոր ճառագայթը բևեռանում է բյուրեղի գլխավոր հարթությունում։



Օպտոտեխնիկայում բևեռացված լույս ստանալու համար ներկայումս լայնորեն օգտագործվում են պոլյարոիդային թիթեղների մեթոդը (այսպես կոչված պոլյարոիդները)։ Այս բյուրեղները գործնականում ամբողջությամբ կլանում են սովորական ճառագայթը և բաց են թողնում միայն անսովորը (*դիևրոիզմի* երևույթ)։ Այսպիսով, բնական լույսն անցնելով պոլյարոիդով, դառնում է հարթ բևեռացած։

Օպտիկական ակտիվություն։ Ֆարադեյի էֆֆեկտը

Որոշ նյութեր ունեն ունակություն պտտելու իրենց միջով անցնող հարթ բևեռացած լույսի բևեռացման հարթությունը։ Օրինակ` կվարցի բյուրեղը, սկիպիդարը, գինեթթուն, շաքարի ջրային լուծույթը։ Դրանց ընդունված է անվանել օպտիկապես ակտիվ նյութեր։

Փորձը ցույց է տալիս, որ օպտիկապես ակտիվ բյուրեղներում և մաքուր հեղուկներում բևեռացման հարթության պտույտի անկյունը`

$$\varphi = \alpha \, l \,, \tag{4.4a}$$

իսկ լուծույթների համար`

$$\varphi = \alpha' c l, \qquad (4.4b)$$
որտեղ l-ը միջավայրով լույսի անցած հեռավորությունն է, c-ն` լուծույթում օպտիկապես ակտիվ խառնուրդի կոնցենտրացիան, α և α' -ը` համեմատականության գործակիցներ:



Ֆարադեյի էֆֆեկտը այն է, որ մագնիսական դաշտում օպտիկապես ոչ ակտիվ նյութը դառնում է օպտիկապես ակտիվ (արհեստական օպտիկական ակտիվություն)։ Մագնիսական դաշտի ուղղությամբ տարածվելիս լուսային ալիքի բևեռացման հարթությունը պտտվում է։ Ֆարադեյի էֆֆեկտի դիտման սխեման պատկերված է Նկ. 4.6-ում։ l երկարության նմուշը տեղադրվում է սոլենորիդի մեջ։ Մագնիսական դաշտի լարվածությունը սոլենոիդի առանցքի վրա H է։ Մագնիսական դաշտը միացնելիս լույսի բևեռացման հարթությունը պտտվում է մի որոշ ϕ անկյամբ, որը կարելի է որոշել

$$\phi = VHl \tag{4.5}$$

բանաձևով, որտեղ համեմատականության Vգործակիցը կոչվում է Վերդեի հաստատուն։

Ֆարադեյի էֆֆեկտը գտել է մեծաթիվ գիտական և տեխնիկական կիրառություններ։ Օգտագործման առավել հայտնի ոլորտը օպտիկական միջոցներով ինֆորմացիայի գրանցման սարքերն են (աուդիո- և վիդեո ինֆորմացիայի գրանցման լազերային սկավառակներ, համակարգչային օպտիկական սկավառակներ):

Աշխատանք 1. Մալյուսի օրենքի ստուգումը

Չափումներ

Գործիքները՝ լույսի աղբյուր, կվարցի թիթեղներ, պտտվող դիաֆրագմա ու լուսաֆիլտրներ, պոլյարիզատոր, անալիզատոր, օբյեկտիվ, կվարցի թիթեղների ամրան, միլիվոլտմետր, էկրան, ֆոտոէլեմենտ:

1. Միսեմային միացրե՛ք միլիվոլտմետր։

2. Ճեղքը (առանց լուսաֆիլտրի) տեղադրե՛ք ռևոլվերային դիաֆրագման պտտելով:

3. Միացրե՛ք աղբյուրը։



Նկ. 4.7

4. Օբյեկտիվը շարժելով սարքի երկայնքով՝ էկրանի վրա ստացե՛ք հստակ պատկեր։ Ֆոտոէլեմենտի ճեղքը էկրանի վրա պիտի լինի պատկերի կենտրոնում։ Ֆոտոէլեմենտը միացրե՛ք միլիվոլտմետրին։ Ֆոտոէլեմենտի էլշուն համեմատական է էկրանի վրա ընկնող լուսյի ինտենսիվությանը, սրա համար էլ լույսի ինտենսիվությունը համեմատական է («չափվում է») վոլտմետրի ցուցմունքով։

5. Անալիզատորի լիմբի բաժանմունքը դրե՛ք ոիզկի դիմաց։

6. Պոլյարիզատորը պտտելով ստացե՛ք առավելագույն լուսավորվածություն (այսինքն, միլիվոլտմետրի առավելագույն ցուցմունքը)։ Այս դեպքում պոլյարիզատորի ու անալիզատորի գլխավոր հարթությունները զուգահեռ են ու $I_a=I_p$, $\phi=0$:

7. Փոփոխելով φ անկյունը 0° մինչև 180°` ամեն 15°-ը մեկ արտագրե՛ք միլիվոլտմետրի ցուցմունքը:

Ø	0	15	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180
, 1111-	-												
uu-													
տր-													
ճան													
1բա-													
ժան-													
វោរេជ្													

8. Կառուցե՛ք cos ² $\varphi = I/I_0$ -ի էքսպերիմենտային կորը I-ի համար վերցնելով I₀-ի արժեքը, $\varphi = 0^\circ$ դեպքում։ cos ² φ -ի տեսական ու փորձնական կորերի համընկնումը էլ հենց Մալյուսի օրենքի ստուգումն է։

Ստուգող հարցեր

- Ո°ր լուսային փունջն է բնական, բևեռացած, մասնակի բևեռացած:
- 2. Ի՞նչն է կոչվում պոլյարիզատորի գլխավոր հարթություն։
- Դնչպե՞ս են ստանում բևեռացած փնջերը: Ի՞նչ փորձով են պարզում` փունջը բևեռացա՞ծ է, թե՞ ոչ:
- 4. Ո՞րն է երկբեկման երևույթը։
- Ինչպե՞ս է դրսևորվում երկբեկման երևույթը բևեռացված լույսի համար:
- 6. Ստացե՛ք և ձևակերպե՛ք Մալյուսի օրենքը։

Աշխատանք 2. Բրյուստերի օրենքի ստուգումը։

Բրյուստերի օրենքի ստուգման սարքը (Նկ. 4.8) գոնիոմետր է (1), որի վրա տեղակայված են կոլիմացված լույսի աղբյուր (2), անա-

լիզատոր (3) և սև դիէլեկտրիկ հայելի (4), որը կարող է պտտվել ուղղաձիգ առանցքի շուրջ:

Լույսի զուգահեռ ճառագայթների փունջը 2 աղբյուրից ընկնում է դիէլեկտրիկ թիթեղի (դիէլեկտրիկ հայելու) վրա և անդրադառնալով դրանից ընկնում է ֆոտոէլեմենտի վրա, որը գտնվում է 3 անալիզատորում: Այդ նույն անալիզատորում տեղադրված է նաև բևեռացման թաղանթ երկու ֆիքսված դիրքերով. ⊥, որի դեպքում թաղանթի բևեռացման հարթությունը ուղղահայաց է անկման հարթությանը, և ||, երբ թաղանթի բևեռացման հարթությունը զուգահեռ է անկման հարթությանը:



Նկ. 4.8

Տեղակայելով բռնակը ⊥ կամ || դիրքում ֆոտոէլեմենտի միջոցով չափում են բևեռացման տարբեր օրիենտացիաների համար լուսահոսքերը։ Ֆոտոէլեմենտ մտնող լուսահոսքերի փոփոխությունը ֆիքսում են դրան միացված գալվանաչափի միջոցով։

Չափումներ

Գործիքները՝ Քրյուստերի օրենքի ստուգման սարք, լույսի աղբյուր, գալվանաչափ:

1. Միացրե՛ք սնման աղբյուրը շղթային:

2. Սկզբնական անկյունը լույսի աղբյուրի և անալիզատորի միջև դրե՛ք $45^0 - 50^0$:

3. Պոլյարոիդի բևեռացման հարթությունը դրե՛ք || դիրքի վրա։

Դիէլեկտրիկ թիթեղի պտտման միջոցով հասե՛ք գալվանաչափի սլաքի առավելագույն շեղման: Դա տեղի է ունենում անկման և անդրադարձման անկյունների հավասարության դեպքում: Սարքերի ցուցմունքները (գոնիոմետրի և գալվանամետրի) գրանցեք աղյուսակում:

α	n_{\parallel}	n_{\perp}	ρ
50°			
60°			
150°			

4. Չփոխելով անկյունը` պոլյարոիդի բևեռացման հարթությունը տեղակայե՛ք ⊥ դիրքի վրա։ Գալվանամետրի ցուցմունքները մտցրե՛ք աղյուսակ։

5. Փոխե՛ք լույսի աղբյուր և անալիզատորի միջև α անկյունը մինչև $160^{\circ} - 170^{\circ}$ յուրաքանչյուր $5^{\circ} - 10^{\circ}$ -ը մեկ և կատարե՛ք 3 և 4 կետերի գործողությունները։

6. Կառուցե՛ք $p = \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{n_{\parallel} + n_{\perp}}$ բևեռացման աստիճանի լույսի աղ-

բյուրի և անալիզատորի միջև α անկյունից կախման գրաֆիկը՝ $p = f(\alpha)$:

7. Գրաֆիկից որոշե՛ք մաքսիմալ բևեռացման i անկյունը։ Քանի որ α անկյունը հավասար է անկման i և անդրադարձման r = iանկյունների գումարին, ապա $i = \alpha/2$:

8. (4.2) բանաձևով որոշե՛ք դիէլեկտրիկ թիթեղի բեկման ցուցիչը:

Ստուգող հարցեր

- 1. Ո՞րն է լույսի բևեռացումը։
- 2. Ո՞րն է լրիվ և մասնակի բևեռացման երևույթը։

- Ելեկտրամագնիսական ալիքների անդրադարձման և բեկման ի՞նչ օրինաչափություններ են դիտվում մի միջավայրից մյուս անցնելիս:
- Լույսի բևեռացման ի՞նչ փոփոխություններ են դիտվում անդրադառնալիս և բեկվելիս։ Ո՞րն է Քրյուստերի օրենքը:
- Ինչպե՞ս է օգտագործվում Բրյուստերի օրենքը պոլյարոիդային թաղանթների բևեռացման հարթության որոշման համար:

Աշխատանք 3. Լույսի բևեռացման հարթության պտույտը

Աշխատանքի նպատակն է ծանոթացումը լույսի բևեռացման հարթության պտույտի երևույթին և շաքարի կոնցենտրացիայի չափումը նրա ջրային լուծույթում:

Պոլյարիմետրը (բևեռաչափը) բևեռացումային սարք է, ինչը ծառայում է տարբեր միջավայրերում լույսի հարթության պտույտի անկյան չափման համար։ Պոլյարիմետրերը, որոնք օգտագործվում են շաքարի լուծույթների կոնցենտրացիաները չափելու համար շաքարի միջազգային աստիճաններով կոչվում են շաքարաչափեր (եթե հարկ է անցնելու սովորական աստիճանների, շաքարաչափի ցուցմունքները բազմապատկում են 0.3462-ով)։

Պտտման անկյան չափումը սկզբունքորեն կարելի էր կատարել, տեղակայելով հետազոտվող նյութը երկու խաչված բևեռացման սարքերի միջև և չափելով անկյունը, որքանով անալիզատորը հարկ կլիներ պտտել, որպեսզի նորից ստանալ առավելագույն մթնեցումը։ Սակայն մթնեցումների տարբերությունը դժվար է ընկալել աչքով անգամ մի քանի աստիճան պտույտի դեպքում։ Դրա համար պոլյարիմետրերում գործածվում է կիսաստվերային մեթոդը, որը մի շարք դեպքերում թույլ է տալիս չափումների ճշտությունը հասցնելու մի քանի վայրկյանի։ Այդ մեթոդը հենված է այն բանի վրա, որ տեսադաշտում երկու հպվող մասերի լուսավորվածությունների տարբերությունը աչքը նկատում է շատ ավելի ճիշտ։

Կիսաստվերային պոլյարիմետրում լույսը տեսադաշտի երկու հպվող մասեր գալիս է տարբեր պոլյարիզատորներից, որոնց թողարկման ուղղությունները ոչ մեծ անկյամբ պտտված են մեկը մյուսի նկատմամբ։ Կիսատոնային պոլյարիմետրի պարզեցված սխեման պատկերված է Նկ. 9-ում: Π_1 և Π_2 -ը պոլյարիզատորներ են, T-ն հետազոտվող նյութը պարունակող խողովակն է, A -ն` անալիզատորը:



Նկ. 4.9

Նկ. 4.10 ա-ում պատկերված է դեպքը, երբ բևեռացման հարթությունը պատող նյութով խողովակը բացակայում է, իսկ տեսադաշտի մասերի միջև բաժանման գիծը համընկնում է պոլյարիզատորների թողարկման ուղղությունների կազմած անկյան կիսորդի հետ:



Նկ. 4.10

Նկարում N_1 և N_2 -ը պոլյարիզատորների թողարկման ուղղություններն են, N_A -ն` անալիզատորի բացթողման ուղղությունը, E_1 և E_2 -ը` պոլյարիզատորներն անցած լույսի լարվածությունների վեկտորները, E_1' և E_2' -ը` դրանց պրոյեկցիաներն են անալիզատորի թողարկման ուղղության վրա: Ինչպես տեսանելի է նկարից, այս դեպքում $E_1' = E_2'$, և տեսադաշտի մասերը լուսավորված են նույն չափով:

Եթե լույսի ճանապարհին դրվի լույսի բևեռացման հարթությունը պտտող միջավայր, ապա յուրաքանչյուր պոլյարիզատորով անցած լույսի բևեռացման հարթությունները և դրանց անկյան կիսորդը կպտտվեն միևնույն անկյամբ։ Արդյունքում E'_1 և E'_2 -ը չեն լինում իրար հավասար։ Տարբերվում են նաև տեսադաշտում երկու մասերի լուսավորվածությունները (Եկ. 4.10 б)։ Պտտելով անալիզատորը այնքան, որ այն նորից ուղղահայաց լինի անկյան կիսորդին, E'_1 և E'_2 -ը նորից կդառնան իրար հավասար, հավասարեցնելով նաև տե-

E₂ -ը նորից կղառնան իրար հավասար, հավասարեցնելով նաև տեսադաշտի մասերի լուսավորվածությունները (Նկ. 10 բ)։ Անալիզատորի պտտման անկյունն այդ դեպքում հենց կլինի բևեռացման հարթության պտտման անկյունը խողովակի նյութով անցման ժամանակ:

Չափումներ

Կիսաստվերային պոլյարիմետրի (շաքարաչափի) արտաքին տեսքը բերված է Նկ. 4.11-ում։



Նկ. 4.11. 1) պոլյարիզատոր, 2) խցիկ, 3) անալիզատորի գլխիկ, 4) լուսաֆիլտր, 5) օկուլյար, 6) անալիզատորի պտտման բռնակ, 7) նոնիուսի դիտման օկուլյար, 8) լուսավորման աղբյուր, որի լույսը պոլյարիմետրի միջով ուղղորդվում է հայելու միջոցով:

 Պոլյարիմետրից հանե՛ք օպտիկապես ակտիվ նյութը (այն լցված է խողովակի մեջ և տեղադրված է 2 խցիկում)։ Օկուլյարը (5) հարմարեցրեք այնպես, որ պարզ երևա տեսադաշտի երկու կեսերի բաժանման գիծը։ Այնուհետև, անալիզատորը բերե՛ք զրոյի, այսինքն բռնակով (6) պտտել այնպես, որ տեսադաշտի երկու կեսերը լինեն միատեսակ թույլ լուսավորված, և գրանցե՛ք անկյունաչափի ցուցմունքը։

2. Խողովակը լցրեք հայտնի կոնցենտրացիայով շաքարի լուծույթով (c գրամ շաքար 1 սմ³ ջրում) և այն տեղավորե՛ք (2) իցիկում։ Ապա անալիզատորը պտտե՛ք այնքան, որ տեսադաշտի երկու կեսերն էլ լինեն միատեսակ թույլ լուսավորված։ Այնուհետև գտե՛ք զրոյական դիրքից φ պտույտի չափը։ Այդ գործողությունը կրկնե՛ք մի քանի անգամ և վերցրե՛ք φ -ի միջին արժեքը։

3. Ստացված արդյունքներով որոշեք շաքարի α' պտտման տեսակարար հաստատունը։ Լուծույթի շերտի l երկարությունը սովորաբար չափում են դեցիմետրերով, իսկ *c* -ի փոխարեն վերցնում են C, пр
ը նյпւթի զшնգվшծն է 100 иմ ³ ջрп
ւմ (C = 100): Цу
դ դեպ-рпւй (4.4b)-ի փп
ի
шир
են կпւնենшնք

$$\varphi = \alpha' \frac{C}{100} l ,$$

որտեղից $\alpha' = \frac{100}{Cl} \varphi$ ։ Չափելով φ անկյունը, շաքարի լուծույթի շեր-

տի l երկարությունը, հայտնի C կոնցենտրացիայի դեպքում որոշե՛ք α' պտտման տեսակարար հաստատունը։

4. Oqundlind α' -h umugduð undliphg` չափե´p շաքարh iniðnijþh úh pulih ulihujun hnlighlumnughulihnp:

Ստուգման հարցեր

- Ի՞նչ տարբերություն գծային բևեռացված և բնական (ապաբևեռացված) լույսերի միջև:
- Ո°ր հարթությունն են անվանում լույսի բևեռացման հարթություն:
- 3. Ինչպիսի՞ նյութերն են կոչվում օպտիկապես ակտիվ:
- Ինչպե՞ս է տեղի ունենում լուծույթների կոնցենտրացիայի որոշումը պոլյարիմետրական մեթոդով:

5. ՁԵՐՄԱՅԻՆ ԵՎ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ճԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐ

Ջերմային ճառագայթում։ Բացարձակ սև մարմին

Ելեկտրամագնիսական ճառագայթումը, որն առաջանում է ատոմների և մոլեկուլների գրգռման արդյունքում, ի հաշիվ դրանց ջերմային շարժումների, կոչվում է ջերմային ճառագայթում։ Ջերմային ճառագայթման սպեկտրալ բաղադրությունը տարբերվում է ճառագայթման այլ տեսակներից նրանով, որ ձևավորվում է դինամիկ հավասարակշռության պայմաններում։ ճառագայթման մնացած բոլոր տեսակները անհավասարակշիռ են։ Այդ պատճառով մի շարք երևույթներ, կապված տաքացված մարմինների կողմից լույսի կլանման և ճառագայթման հետ, կարելի է քննարկել առանց դիմելու իրենց մեխանիզմին, միայն թերմոդինամիկական հենքի վրա:

էներգիայի լրիվ հոսքը, այսինքն, բոլոր հաճախությունների վրա լուսատու մարմնի միավոր մակերեսից ճառագայթված էլեկտրամագնիսական էներգիան, կոչվում է ինտեգրալ էներգետիկ լուսատվություն: Նշանակենք այն R: Հոսքում էներգիայի $r(\nu)$ բաշխման ֆունկցիան հաճախությունների միավոր միջակայքին բաժին ընկնող լուսատվությունն է և կապված է ինտեգրալ լուսատվության հետ ակնհայտ

$$R=\int_0^\infty r(v)\,dv$$

առնչությամբ։

Մարմնի վրա ընկնող լուսային էներգիայի մի մասը անպայմանորեն կլանվում է նրա կողմից։ Ինչպես ճառագայթմանն էր, այնպես էլ կլանման հատկությունները նույնը չեն բոլոր հաճախությունների համար և բնութագրվում է a(v) բաշխման ֆունկցիայով որպես ընկած էներգիայի կլանված մաս։ Եթե որևէ մարմին v հաճախության որոշ շրջակայքում ամբողջությամբ է կլանում իր վրա ընկած էներգիան, ապա a(v) = 1։ Մնացած բոլոր դեպքերում a(v) < 1։

Մարմնի ճառագայթող և կլանող հատկությունների միջև գոյություն ունի որոշակի կապ՝

$$\frac{r(v)}{a(v)} = f(v,T):$$

Կիրխհոֆը ցույց է տվել, որ այդ ֆունկցիան ունիվերսալ է, այսինքն $f(\nu,T)$ -ն նույնն է բոլոր բնույթի մարմինների համար:

Ենթադրենք կարելի է իրականացնել այնպիսի մարմին, որ կամայական ջերմաստիճանում կլանում է որևէ հաճախության լույսը ամբողջությամբ, այսինքն, $a(\nu) = 1$ բոլոր հաճախությունների համար։ Այդպիսի մարմինը կոչվում է բացարձակ սև մարմին։ Բացարձակ սև մարմնի համար r(v) = f(v,T)։ Բոլոր բացարձակ սև մարմինները տվյալ ջերմաստիճանում օժտված են ճառագայթման էներգիայի միևնույն բաշխումով։

Բացարձակ սև մարմնի մոդել կարող է ծառայել խոռոչի վրա արված ոչ մեծ անցքը։ Անցքից ճառագայթվում է էներգիա տարբեր հաճախությունների վրա, սակայն անցքի վրա ընկնող բոլոր ճառագայթները կլանվում են (անցնելով խոռոչի մեջ՝ մնում են այնտեղ, Նկ. 5.1):



Եթե անցքից դուրս եկող ճառագայթումը վերլուծվի սպեկտրի և չափվի ինտենսիվությունը տարբեր հաճախությունների վրա, ապա կարելի է կառուցել r(v) բաշխման ֆունկցիան։ Նկ. 5.2-ում բերված են մի քանի այդպիսի գրաֆիկներ տարբեր ջերմաստիճանների համար:



Նկ. 5.2

Թերմոդինամիկական դատողությունները թույլ են տվել դուրս բերել երեք օրինաչափություններ, որոնց ենթարկվում է բացարձակ սև մարմնի ճառագայթումը:

Ստեֆան-Բոլցմանի օրենքը վերաբերում է ինտեգրալ լուսատվությանը։ Նա ասում է, որ այն աճում է ջերմաստիճանի չորրորդ աստիճանին համեմատական`

$$R = \sigma T^4: \tag{5.1}$$

 σ -ն կոչվում է Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատուն։

Վինի շեղման օրենքն առնչվում է բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ընդունակության մաքսիմումին. $V_{\rm m}$ հաճախությունը որի վրա ընկնում է f(v,T) ճառագայթման ընդունակության մաքսիմումը, փոխվում է համեմատական մարմնի բացարձակ ջերմաստիճանին`

$$v_{\rm m} = bT, \qquad (5.2)$$

որտեղ b -ն Վինի հաստատունն է։

Վինի երկրորդ օրենքն ասում է, որ բացարձակ սև մարմնի $f(\nu_{\rm m},T)$ մաքսիմալ ճառագայթման ընդունակությունն աճում է բացարձակ ջերմաստիճանի հինգերորդ աստիճանին համեմատական`

$$f(v_{\rm m},T) = cT^5$$
: (5.3)

Ջերմային ճառագայթման օրինաչափությունների, մասնավորապես Նկ. 5.2-ում բերված գրաֆիկների, տեսական բացատրությունը տվել է Պլանկը՝ ելնելով իր կողմից առաջ քաշված էլեկտրամագնիսական ալիքները էներգիայի դիսկրետ բաժիններով ճառագայթվելու հիմնարար գաղափարից։ ճառագայթման ընդունակության համար նրա դուրս բերած բանաձևն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$r(\nu,T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$
(5.4)

Այստեղ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում, h -ը Պլանկի հաստատունն է, k -ն` Բոլցմանի հաստատունը։

Սպեկտրների տեսակները

Նյութի ջերմային ճառագայթման սպեկտրալ բաղադրությունն ընդհանուր դեպքում խիստ բազմազան է։ Չնայած դրան, բոլոր սպեկտրները ընդունված է բաժանել երեք տեսակի։

Անընդիատ սպեկտրներ։ Արեգակի սպեկտրը կամ շիկացման թելիկի սպեկտրը անընդիատ է, այսինքն նրանում առկա են բոլոր հաճախությունները, ինչպես բացարձակ սև մարմնի իդեալականացված դեպքում էր (Նկ. 5.2)։ Սպեկտրում չկան խզումներ և սպեկտրոգրաֆի էկրանին կարելի է տեսնել հոծ բազմագույն շերտ։ Էներգիայի բաշխումն ըստ հաճախությունների, այսինքն սպեկտրալ կազմությունը, տարբեր մարմինների համար տարբեր է։ Ընդհանուր օրինաչափությունը կայանում է նրանում, որ շատ մեծ և շատ փոքր հաճախությունների տիրույթներում ճառագայթման ինտենսիվությունը ձգտում է զրոյի։

Փորձը ցույց է տալիս, որ անըհդհատ սպեկտր տալիս են մարմինները, որոնք գտնվում են պինդ կամ հեղուկ վիճակում, ինչպես նաև ուժեղ սեղմված գազերը։ Անընդհատ սպեկտրի ստացման համար մարմինը հարկ է տաքացնել մինչև բարձր ջերմաստիճաններ։ Անընդհատ սպեկտրի բնույթը մեծապես կախված է նյութում միջատոմական փոխազդեցություններից։

Անընդիատ սպեկտր է ճառագայթում նաև բարձրջերմաստիճանային պլազման: Պլազմայի արձակած էլեկտրամագնիսական ալիքները հիմնականում առաջանում են էլեկտրոնների՝ իոնների հետ բախումների արդյունքում:

Գծային սպեկորներ: Նոսր ատոմական գազերի ճառագայթման սպեկտրն ունի որակապես նոր բնույթ: Այն բաղկացած է դիսկրետ, իրարից տարանջատված շատ նեղ սպեկտրալ տիրույթներից որոշակի հաճախությունների վրա (Նկ. 5.3): Այս դեպքում լույսը ճառագայթում են ատոմները, որոնք գործնականում միմյանց հետ չեն փոխազդում։ Սա ճառագայթման առավել հիմնարար, հիմնական տեսակն է։





Առանձնացված ատոմները ճառագայթում են խիստ որոշակի հաճախություններ, որոնք առանձնահատուկ են ամեն մի ատոմի տեսակի համար: Երբեմն պատկերավոր ասում են, որ ատոմի ճառագայթման սպեկտրը նրա անձնագիրն է:

Գծային սպեկտրի դիտման համար սովորաբար օգտագործում են նյութի գոլորշիների լուսարձակումը կրակում կամ գազային պարպման խողովակում։

Ատոմական գազի խտության մեծացման դեպքում սպեկտրալ գծերը լայնանում են և, վերջապես, շատ մեծ սեղմվածությունների սահմանում, երբ ատոմների միջև փոխազդեցությունները դառնում են էական, այդ գծերը վերածածկում են իրար` առաջացնելով անընդհատ սպեկտր:

Շերտավոր սպեկտրներ։ Շերտավոր սպեկտրը բաղկացած է առանձին շերտերից, որոնք բաժանված են իրարից մութ միջակայքերով։ Շատ մեծ լուծողունակության սարքի միջոցով կարելի է հայտնաբերել, որ յուրաքանչյուր շերտ մեծ թվով խիտ դասավորված գծերի հավաքածու է։ Ի տարբերություն գծային սպեկտրների, շերտավոր սպեկտրներն առաջանում են ոչ թե առանձնացված ատոմներից, այլ՝ առանձնացված կամ իրար հետ թույլ կապված մոլեկուլներից։ Մոլեկուլյար սպեկտրների դիտման համար սովորաբար նույնպես օգտագործում են գոլորշիների լուսարձակումը կրակում կամ գազային պարպման լուսարձակումը:

Նկ. 5.4-ում բերված է սարքավորման միջոցով ստացված գծային (а), շերտավոր (б) և անընդիատ (в) սպեկտրների օրինակ:



Կլшնմшն иպեկպրներ: Բոլոր նյութերը, որոնց ատոմները գտնվում են գրգոված վիճակում, արձակում են լուսային ալիքներ, որոնց էներգիան որոշակի կերպով բաշխված է ըստ ալիքի երկարությունների: Նյութի կողմից լույսի կլանումը ևս կախված է ալիքի երկարությունից: Այսպես, կարմիր ապակին բաց է թողնում ալիքները, որոնք համապատասխանում են կարմիր գույնին ($\lambda \approx 8 \cdot 10^{-5}$ սմ) և կլանում է բոլոր մնացածները:

Եթե սպիտակ լույսը բաց թողնվի սառը չլուսարձակող գազի միջով, ապա լույսի աղբյուրի անընդիատ սպեկտրի ֆոնի վրա ի հայտ կգան մութ գծեր: Գազն առավել ինտենսիվ կլանում է հենց այն ալիքի երկարությունները, որոնք նա ճառագայթում է շատ տաքացված վիճակում: Մութ գծերը անընդհատ սպեկտրի ֆոնի վրա կլանման գծերն են, որոնք ամբողջությամբ կազմում են կլանման գծային (դիսկրետ) սպեկտրը: Նույն կերպ գոյություն ունեն նաև կլանման շերտավոր և անընդհատ սպեկտրներ:

Ստիպողական ճառագայթում։ Լուսադիոդներ և լազերներ

Քվանտային համակարգը (ատոմը) կարող է գտնվել էներգիայի դիսկրետ՝ E_1 , E_2 և այլն արժեքներով վիճակներում։ Կայուն վիճակ, որում ատոմը արտաքին ազդեցությունների բացակայության պայմաններում կարող է գտնվել ինչքան ասեք երկար, միայն ամենափոքր էներգիայով վիճակն է, որն անվանում ենք հիմնական։ Բոլոր, ավելի բարձր էներգիաներով վիճակները անկայուն են։ Դրանցում ատոմը մնալով կարճ ժամանակ ($10^{-7} - 10^{-8}$ վրկ)՝ ինքնաբերաբար (սպոնտան կերպով) իջնում է ավելի ցածր էներգետիկ մակարդակներից մեկը՝ ճառագայթելով լույսի քվանտ (ֆոտոն), որի հաճախությունը որոշվում է էներգիայի պահպանման օրենքից՝ $hv = E_2 - E_1$: Որոշ էներգետիկ մակարդակների վրա ատոմը կարող է մնալ նշանակալիորեն երկար, 10^{-3} վրկ կարգի ժամանակներ։ Այդպիսի մակարդակները կոչվում են մետաստաբիլ:

Ատոմի՝ ֆոտոնի ճառագայթմամբ ուղեկցվող անցում ավելի ցածր էներգետիկ մակարդակ կարող է տեղի ունենալ նաև ստիպողաբար՝ արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտի ազդեզության տակ, որի հաճախությունը հավասար է մակարդակների միջև անգման հաճախությանը։ Առանցքային լուրահատկությունն այստեղ այն է, որ նոր առաջացող ֆոտոնը նույնաբար համընկնում է արտաքին դաշտր կազմող ֆոտոնների հետ, մասնավորապես փույերով և տարածման ուղղությամբ։ Նկար 5.5-ում սխեմատիկորեն պատկերված են ֆոտոնի կյանման (a) և սպոնտան (b) ու ստիպողական (c) ճառագայթումների մեխանիզմները։ Այն բերում է կարևոր հետևության, որ այդպիսի միջավայրով տարածվող էլեկտրամագնիսական այիքի ինտենսիվությունը կմեծանա, եթե նրանում գրգռված էներգետիկ մակարդակում գտնվող ատոմների թիվը գերազանգի հիմնական մակարդակում գտնվող ատոմների թիվին: Այս պայմանին բավարարող միջավայրերը (ատոմները՝ միջինում) կոչվում են գերբնակեցված: Ակզբունքային կարևորություն ունի նաև այն, որ ստիպողական

անցումների արդյունքում ուժեղացված դաշտը լինում է համափուլ (կոհերենտ)։



Լուսադիոդներ։ Լուսադիոդներում, ինչպես և շիկացման և գազապարպման լամպերում, լուսային էներգիան ձեռք է բերվում էլեկտրական հոսանքի էներգիայի հաշվին։ Տարբեր է առաջացման մեխանիզմը և դրա հետ կապված՝ ունեցած որակական հայտանիշերը մի շարք առավելություններ ունեն լույսի ջերմային և գազապարպման աղբյուրների նկատմամբ։ Լուսադիողում լույսն առաջանում է տարբեր՝ ո և ք տիպի հաղորդականություններով օժտված կիսահաղորդչային նյութերի բաժանման սահմանին հոսանքակիրների՝ էլեկտրոնների և խոռոչների, ռեկոմբինացիայի արդյունքում։ Հաղորդականության բնույթը որոշվում է ոչ միայն բուն նյութով, այլ նաև խառնուրդներով (լեգիրացման նյութով), որոնք ներմուծվում են հիմնական նյութի մեջ խիստ դոգայավորված քանակով: Նյութերը, որոնց հաղորդականությունը լեգիրացման արդյունքում հիմնականում որոշվում է տարրական բջիջներում ազատ էլեկտրոնների ավելցուկով, կոչվում են ո տիպի կիսահաղորդիչներ։ Տարրական բջիջներում ազատ էլեկտրոնների պակասորդով, այսինքն դրական լիցքավորված իոնների (այսպես կոչված խոռոչների) ավելցուկով նյութերը կոչվում են թ տիպի կիսահաղորդիչներ։ Այդպիսի նյութերի սահմանին առաջանում է p-n անցում։ Ուղիղ բևեռայնության լարման տրման դեպքում (մինուս բևեռը էլեկտրոնային հաղորդականությամբ ո-ին, պլյուս բևեոը խոռոչային հաղորդականությամբ p-ին, Նկ. 5.6) անցման միջով կանցնի հոսանք, իսկ էլեկտրոնների և խոռոչների ռեկոմբինացիայի արդյունքում կանջատվի էներգիա:



էներգիայի քվանտների մեծությունը (արձակված ֆոտոնի էներգիան) կախված է գրգռված և հիմնական վիճակներում էլեկտրոնի էներգիաների տարբերությունից, այսինքն արգելված զոնայի լայնությունից։ Արգելված զոնայի 1.7-ից մինչև 3.4 էՎ լայնությունների դեպքում ճառագայթված քվանտների էներգիան համապատասխանում է տեսանելի սպեկտրին ալիքի երկարությունների 700-ից 400 նմ դիապազոնին (Նկ. 5.7):



Նկ. 5.7

Լուսավորության նպատակներով օգտագործելու համար լուսադիողներից հավաքվում են լամպեր, որոնցից մի քանիսի արտաքին տեսքը պատկերված է Նկ. 5.8-ում։ Արդյունաբերական լուսադիոդային լամպերի օգտակար գործողության գործակիցը (ՕԳԳ-ն) կազմում է 22 %: Համեմատության համար նշենք, որ սովորական շիկացման լամպերի ՕԳԳ-ն 2.6 % է, գազապարպման լյումինեսցենտային լամպերինը` 8.7 %:



Նկ. 5.8

Բացի բարձր ՕԳԳ-ից, լուսադիոդային լամպերն առանձնանում են նաև մեծ երկարակեցությամբ (մինչև 50000 ժամ), ինչը համարժեք է 17 տարվա աշխատանքի օրական 8 ժամ միացման ռեժիմի պայմաններում։

Լազերներ։ Լազերները կամ օպտիկական քվանտային գեներատորները լույսի կոհերենտ ճառագայթման աղբյուրներ են՝ օժտված մի շարք ունիկալ հատկություններով և կիրառություններով` զինտեխնիկայում, նյութաբանության մեջ, բժշկությունում, նավիգացիոն համակարգերում, բարձր ճշտության ինտերֆերենցիոն սարքավորումներում, քիմիայում, ինֆորմացիոն տեխնոլոգիաներում և այլն։ Ինչպես տեսանք վերևում, սպոնտան ճառագայթման ռեժիմից ստիպողականի անցնելու և ուժեղացված կոհերենտ ճառագայթում ստանալու համար անհրաժեշտ է գրգռված էներգետիկ մակարդակի գերբնակեցվածություն (բնակեցվածության ինվերսիա), ինչը տեղի չունի ջերմային հավասարակշռության պայմաններում։ Բնակեցվածության ինվերսիա ստանալու համար երկու էներգետիկ մակարդակների ներառումը փոխազդեցության սխեմա բավարար չի լինում։ Գոյություն ունեն գրգռված էներգետիկ մակարդակի գերբնակեցվածության ստացման, կարճ՝ օպտիկական մղման, տարբեր եղանակներ, որոնցից բերենք ռուբինային լազերի բնութագրական օրինակը (Նկ. 5.9):



Ռուբինային լազերում մղումը կատարվում է ավելի վերև տեղակայված երրորդ էներգետիկ մակարդակի միջոցով: Հզոր լամպի ճառագայթումը կլանելով ռուբինային բյուրեղում խառնուրդ (մոտ 0.05 %) հանդիսացող քրոմի ատոմները հիմնական E_1 էներգետիկ մակարդակից անցնում են վերոհիշյալ E_3 էներգետիկ մակարդակի, իսկ 10⁻⁸ վրկ անց նրանք անցնում են E_2 մակարդակ։ Գրգռված E_2 մակարդակի գերբնակեցումը հիմնական E_1 մակարդակի նկատմամբ առաջանում է E_2 -ի համեմատաբար երկար (10⁻³ վրկ կարգի) կյանքի տևողության հաշվին։ E_2 մակարդակը մետաստաբիլ է։ E_3 -ից E_2 անցումը ճառագայթային չէ։ Լազերային անցումն իրականանում է E_2 և E_1 մակարդակների միջև։

Գեներացիայի այսպիսի սխեմայում տարափային ուժեղացման սկիզբ կարող է դնել պատահական սպոնտան ճառագայթման ակտը, որի արդյունքում որոշ ժամանակ անց ձևավորվում է ռուբինային բյուրեղի առանցքով ուղղորդված ճառագայթում։ Լազերային ճառագայթումը համակարգից դուրս է բերվում բյուրեղի կողային մակերևույթների մոտ տեղակայված ռեզոնատոր կազմող հայելիներից մեկով, որն օժտված է մասնակի թափանցելիությամբ։ Նկ. 5.10 սխեմատիկորեն մեկնաբանում է տարափային պրոցեսի զարգացումը։



Նկ. 5.10

Ռուբինային լազերն աշխատում է իմպուլսային մի քանի ռեժիմներում։ Օրինակ, հագեցող կլանմամբ ներկանյութի միջոցով ռեզոնատորի բարորակության պասիվ մոդուլացման ռեժիմում ելքային լուսաիմպուլսի տևողությունը կազմում է 10-ից 35 նանովայրկյան պիկային 100 ՄՎտ հզորությամբ, իսկ լրացուցիչ ուժեղացման դեպքում հասնում է մինչև 1 ԳՎտ։

Ներկայիս ամենատարածված լազերներից մեկը անընդիատ ռեժիմի հելիումը նեոնային գազային լազերն է։ Այն աշխատում է 632.8 նմ ալիքի երկրարության վրա և օժտված է չգերազանցված մոնոքրոմատիկությամբ` $\Delta \nu \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Հց։

Կիսահաղորդչային լազերի աշխատանքը ելնում է լուսադիոդի սխեմայից, այսինքն ակտիվ միջավայր է p-n անցումը, ինչը թույլ է տալիս գեներացիա ստանալու ալիքի երկարությունների լայն՝ 0.3-ից մինչև 30 մկմ, դիապազոնում: Լրացումն այստեղ, ինչպես և մյուս տիպի լազերներում, ռեզոնատորի գոյությունն է, ինչը ստեղծում է հետադարձ կապ միջավայրով բազմակի անցնող ուղիղ և հակառակ տարածվող ալիքների միջև, որակական նոր մակարդակում ապահովելով ալիքների ուժեղացումը և կոհերենտությունը։ Նկ. 5.11-ում սխեմատիկորեն պատկերված է կիսահաղորչային լազերի կառուցվածpp: Ռեզոնատոր- հայելիներն ստացվում են բյուրեղի հակադիր՝ p-n, անցման հարթությանը ուղղահայաց երկու մակերևույթների փայլեցմամբ։ Ելքային մակերևույթը դիտվում է որպես ճեղք, որով անցնում է ճառագայթումը։ Տարամիտումը որոշվում է այդ ճեղքով ճառագայթման դիֆրակցիայով։ p-n անցման 20 մկմ հաստության և 120 մկմ լայնության դեպքում անկյունային տարամիտումը մոտ 3° է XZ huppnipjniu u 1^0 YZ huppnipjniuiii:



Նկ. 5.11

Աշխատանք 1. Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունի որոշումը

Դիտարկենք տաքացվող մարմնի լուսարձակումը։ Այս դեպքում մարմնի ճառագայթման էներգիան լրացվում է արտաքինից նույնչափ էներգիայի հաղորդմամբ։

Հաղորդալարով բաց թողնենք էլեկտրական հոսանք։ Հոսանքի ուժը հաղորդչում և նրա վրա լարումը չափվում են միլիամպերմետրով և վոլտմետրով (Նկ. 5.12)։ Որպես փորձարկվող մարմին ծառայում է ЛН շիկացման լամպը։



Նկ. 5.12

Շիկացման լամպում au ժամանակում անջատված էներգիան, համաձայն Ջոուլ-Լենցի օրենքի, կորոշվի

$$W = I^2 r \tau \tag{5.5}$$

Արտահայտությամբ, որտեղ I-ն լամպի հոսանքի ուժն է, r-ը՝ դիմադրությունը։ Վերջինս կախված է ջերմաստիճանից՝ $r = r_0 (1 + \alpha t)$, որտեղից կարող ենք որոշել

$$t = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right) \tag{5.6}$$

ջերմաստիճանը։

Որտեղ r_0 -ն դիմադրությունն է $0^0 C$ -ում, α -ն՝ դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը։ Վոլֆրամի համար $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ աստ⁻¹:

Համաձայն էներգալուսատվության սահմանման`

$$R = \frac{W}{\tau S} = \frac{I^2 r}{S},\tag{5.7}$$

որտեղ S-ը շիկացման թելիկի մակերեսն է։ Քանի որ շիկացման թելիկը կարելի է միայն մոտավորապես ընդունել որպես բացարձակ սև մարմին, Ստեֆան-Բոլցմանի (5.1) բանաձևը գրում ենք

$$R = q \, \sigma T^4 \tag{5.8}$$

մոտավոր տեսքով, որի q գործակիցը կախված է մարմնի տեսակից, մակերևույթի վիճակից, ջերմաստիճանից և այլն։ Սույն աշխատանքում օգտագործվող ջերմաստիճանների տիրույթում այն կարող ենք ընդունել հաստատուն և թվապես հավասար q = 0.15: Կընդունենք հայտնի նաև թելիկի մակերեսը և $0^0 C$ -ում դիմադրությունը (օրինակ, $S = 2.15 \cdot 10^{-5}$ մ², $r_0 = 31.2$ Оմ):

Հավասարեցնելով (5.7) և (5.8)-ը` կստանանք

$$\sigma = \frac{I^2 r}{q T^4 S}$$
(5.9)

Նկ. 5.12-ից Օիմի օրենքի համաձայն` հարկ է տեղադրել $r=U/I-r_{\rm A}$, որտեղ $r_{\rm A}$ -ն միլիամպերմետրի դիմադրությունն է։

Չափումներ

1. Հավաքե՛ք էլեկտրական շղթա համաձայն Նկ. 12-ի։

2. Փոխելով լարումը որոշակի ինտերվալում` դուրս գրե՛ք չափիչ սարքերի ցուցմունքները աղյուսակում:

3. Դիմադրության, ջերմաստիճանի և Ստեֆան-Քոլցմանի հաստատունի հաշվարկները կատարե՛ք վերևում բերված բանաձևերով:

$r_{\rm A}$	U	Ι	r	r/ro	t, ℃	Т, К	σ	Δσ	$\Delta\sigma/\sigma$

Ստուգման հարցեր

- 1. Ի՞նչ է բացարձակ սև մարմանի հասկացությունը։
- 2. Ո՞րն բացարձակ սև մարմնի մոդելը։
- Նշե՛ք կիրիսհոֆի օրենքը մսրմնի կլանման և ճառագայթման ընդունակությունների մասին:
- 4. Որո՞նք են Ստեֆան-Բոլցմանի և Վինի օրենքները։
- Ո°րն է բացարձակ սև մարմնի էներգետիկ լուսատվության ըստ հաճախությունների բաշխման կորը:

Աշխատանք 2. Սպեկտրամետրի աստիճանավորումը

Օպտիկական սպեկտրների որոշման համար օգտագործվում են տարբեր սպեկտրալ սարքեր, որոնց հիմնական մասը մոնոքրոմատորներն են: Դրանք ճառագայթման բարդ կառուցվածքից առանձնացնում են նեղ սպեկտրալ տեղամասեր, ինչը մենք մոտարկում ենք գործնականում մեկ ալիքի երկարության մոնոքրոմքատիկ լույսի: Մոնոքրոմատորի սկզբունքային սխեման ցույց է տրված Նկ. 5.13-ում:



Լույսը կետային (1) աղբյուրից ընկնում է (2) նեղ ճեղքի վրա, որը գտնվում է (3) ոսպնյակի ֆոկուսային հարթությունում։ Ոսպնյակից ղուրս եկող զուգահեռ ճառագայթների փունջն ընկնում է (4) եռանկյուն պրիզմայի (պրիզմաների համակարգի) վրա։ Դիսպերսիայի՝ բեկման ցուցիչի՝ այիքի երկարությունից ունեցած կախվածության հետևանքով տարբեր այիքի երկարության ճառագայթները տարբեր կերպ են բեկվում։ Դրա պատճառով տարբեր ալիքի երկարության լուսային փնջերը մնալով զուգահեռ, պրիզմայից դուրս գնում են իրար նկատմամբ անկյունների տակ (նկարում դրանցից պատկերված են երկուսը)։ Գունային տարրայուծված փնջերի ճանապարհին դրվում է (5) հավաքող ոսպնյակ, որի ֆոկուսային հարթությունում էլ՝ (6) էկրանը։ Եթե աղբյուրը ճառագայթում է մի քանի որոշակի ալիքի երկարություններ, ապա էկրանի վրա կստացվի համապատասխան քանակի միագույն գծեր՝ իրարից որոշակի հեռավորությունների վրա (գծային սպեկտր)։ Իսկ եթե աղբյուրի ճառագայթումում ալիքի երկարությունները բաշխված են անընդհատ կերպով, ապա էկրանի վրա կառաջանա գունավորված շերտ։

Մպեկտրը դիտվում է օկուլյարի միջոցով (նկարում պատկերված չէ)։ Մպեկտրային գծերի հարաբերական դիրքը որոշելու համար տեսադաշտի կենտրոնում գտնվում է ցուցիչ (տեսագիծ), որի հետ համընկնեցվում են սպեկտրալ գծերը։ Եթե հատուկ պտուտակի օգնությամբ պտտել (4) պրիզման նկարի հարթությանն ուղղահայաց աոանցքի շուրջ, կամ տեղաշարժվի տեսագիծը անշարժ սպեկտրալ շերտի երկայնքով, ապա կարելի է տեսագծով դիտարկել ամբողջ սպեկտրը։ Հետագայում կենթադրենք երկրորդ դեպքը։

Տեսագիծը տեղաշարժող պտուտակի առանցքային մասում արված են միլիմետրական բաժանմունքներ, իսկ թմբուկի վրա կա 50 բաժանմունք։ Պտտուտակի մի քայլը 1 մմ է: Հետևաբար, յուրաքանչյուր բաժանմունքի արժեքը 0.02 մմ է: Սպեկտրային ամեն մի գծին համապատասխանում է որոշակի ցուցմունք, որը հաճախ անվանվում է x կոորդինատ։ Քանի որ ամեն սպեկտրային գիծ ունի իր հաճախությունը և կոորդինատը, ուստի տեղադրելով աբսցիսների աոանցքի վրա նրա x կոորդինատը, իսկ օրդինատների առանցքի վրա հաճախությունը, կստանանք այդ երկու մեծությունների միջև կապն արտահայտող գրաֆիկ։ Այդ պրոցեսը կոչվում է սպեկտրամետրի աստիճանավորում։

Չափումներ

 Ստուգե՛ք սպեկտրամետրի կոլիմատորի ճեղքի ուղղաձիգությունը։

2. Կոլիմատորի ճեղքը լուսավորե՛ք էլեկտրական լամպով։ Դիտակում դիտվող անընդհատ սպեկտրը և տեսագիծը դարձրեք առավել հստակ և ուղղաձիգ։

3. Աշխատանքի ղեկավարի թույլտվությամբ միացրե՛ք հելիումային գազապարպման խողովակը և լուսավորեք կոլիմատորի նեղ ճեղքը:

4. Վերցրե՛ք յուրաքանչյուր գծի x կոորդինատը: Դրա համար անհրաժեշտ է միկրոմետրական պտուտակի միջոցով տեսագիծը հաջորդաբար տեղադրել յուրաքանչյուր գծի կենտրոնում և կարդալ պտուտակի և թմբուկի ցուցմունքները: Այդ ցուցմունքները տեղադրե՛ք աղյուսակում:

ճառագայթ-	Սպեկտրային գծի	Մոնոքրոմա-	Ալիքի երկարու-
ման աղբյուր	գույնը	տորի թմբուկի ցուցմունքը	թյունը, ^օ
Հելիումային	Կարմիր – 1		7065
գազապարպ-	Կարմիր - 2		6578
ման խողովակ	Դեղին		5876
	Կանաչ - 1		5016
	Կանաչ - 2		4922
	Կապտա-կանաչ		4713
	Կապույտ		4471
	Մանուշակագույն		4026

5. Այդ աղյուսակից վերցնելով սպեկտրային գծերի *@* ցիկլիկ հաճախությունները կառուցե՛ք գրաֆիկ *@*-ի կախումը x-ից։ Կառուցված գրաֆիկի ճշտության կրիտերիան բեկվածությունների ու ծովածքների բացակայությունն է։

Աշխատանք 3. Ռիդբերգի հաստատունի որոշումը

Ջրածնի ատոմի սպեկտրալ գծերի ալիքի երկարությունները որոշվում են Բալմերի կողմից հայտնաբերված

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad n > m \tag{5.10}$$

ophնաչափությամբ, որտեղ m, n -ը ամբողջ դրական թվեր են, իսկ համեմատականության R գործակիցը կոչվում է Ռիդբերգի հաստատուն (խնդրի քվանտամեխանիկական քննարկումը ցույց է տալիս, որ R -ը ունիվերսալ հաստատուն է և արտահայտվում է ֆունդամենտալ հաստատունների միջոցով $R = me^4 / 32\pi^2\hbar^2\varepsilon_0^2$ առնչությամբ, որտեղ m -ը և e -ն էլեկտրոնի զանգվածը և լիցքի մեծությունն են, \hbar ը՝ Պլանկի հաստատունը գծիկով, ε_0 -ն՝ էլեկտրական հաստատունը)։ m = 1 արժեքին համապատասխանող սերիան (n = 2, 3, 4, ...) կոչվում է Լայմանի անունով և ընկնում է էլեկտրամագնիսական ճաոագայթման սպեկտրի ուլտրամանուշակագույն տեղամաս։ Այն օդում արագորեն կլանվում է և դիտումների համար պահանջում է վակուումային, համեմատաբար բարդ տեխնիկայի օգտագործում։ m = 2 Բալմերի սերիայի որոշ մասն ընկած է տեսանելի սպեկտրում և սույն աշխատանքում Ռիդբերգի հաստատունի որոշումը կատարվում է այդ գծերի դիտման միջոցով։

Փորձարարական սարքի սխեմատիկ պատկերը բերված է Նկ. 5.14-ում։ Գազային պարպման (1) խողովակը, ինչը հանդիսանում է լույսի աղբյուրը, տեղակայված է (2) մոնոխրոմատորի մուտքային ճեղքի դիմաց (տես Աշխատանք 2-ը)։ Մոնոխրոմատորը թույլ է տալիս ալիքի երկարությունների տեսանելի տեղամասում հետազոտելու օպտիկական սպեկտրները։ ճառագայթման սպեկտրի ռեգիստրացիան կատարվում է վիզուալ, (3) միկրոսկոպի միջոցով։ Ենթադրվում է, որ մոնոխրոմատորի համար աստիճանավորման կորն առկա է։



Նկ. 5.14

Չափումներ

1. Տեղակայե՛ք լույսի աղբյուր գազապարպման ջրածնային խողովակը մոնոխրոմատորի մուտքային ճեղքի դիմաց։ Ստուգե՛ք մուտքային ձեղքի լուսավորվածությունը։ Այն պետք է լուսավորված լինի հավասարաչափ։

2. Շրջելով աստիճանավորման թմբուկը սանդղակի վերջ և ապա աստիճանաբար պտտելով` դիտե´ք միկրոսկոպում հետազոտվող սպեկտրը: Ապա ետընթաց անցնելով մոնոխրոմատորի սանդղակ` յուրաքանչյուր գիծ տեղակայե´ք ելքային ճեղքի կենտրոնում և այդ դեպքում գրանցե´ք թմբուկի բաժանմունքի արժեքը: Արդյունքները ներկայացրե´ք աղյուսակում, նշելով գծի գույնը և պայծառությունը (ինտենսիվ, միջին, թույլ):

3. Օգտվելով աստիճանավորման գրաֆիկից որոշեք բոլոր երևացող գծերի ալիքի երկարությունները, արժեքները գրանցեք աղյուսակում:

4. Հաշվեք Ռիդբերգի հաստատունը ըստ փորձարարական տվյալների յուրաքանչյուր սպեկտրալ գծի համար, օգտվելով (5.10) բանաձևից, որտեղ m = 2։ Հաշվել դրանց միջին արժեքը և համեմատեք տեսությունից հայտնի $R = 1.097 \cdot 10^7$ մ⁻¹ արժեքի հետ։

Սպեկտրային գծի գույնը	Սպեկտրային գծի պայծա- ռությունը	Կոորդինա- տը մմ-ով	Ալիքի երկար. Å	Ռիդբերգի հաս- տատունը
Վառ կարմիր				
Կանաչ-երկնա-				
գույն				
Կապույտ				
Մանուշակա-				
գույն				
	Միջին ա	րժեքը		

Աշխատանք 4. Նյութի սպեկտրալ վերլուծություն

Նյութերի կառուցվածքային վերլուծության պարզագույն խնդիրներից մեկը նրանում առկա քիմիական տարրերի որոշումն է։ Այս խնդրի օպտիկասպեկտրային լուծման եղանակը ելնում է այն հիմնարարար արդյունքից, որ յուրաքանչյուր քիմիական տարր (ատոմ, ատոմական իոն) ունի միայն իրեն հատուկ ճառագայթման (կլանման) ալիքի երկարությունների հաջորդականություն։ Կոնդենսացված նյութերի դեպքում գրգռման աղբյուրը անցկացնում է փորձանմուշը կոնդենսացված վիճակից գազայինի և գրգռում այն գազային վիճակում։ Գրգռման աղբյուրների մեծամասնությունում այդ ֆունկցիաները համատեղված են։ Գազային նյութերի դեպքում առաջին գործառույյթի անհրաժեշտությունը չի լինում։ Ատոմների գրգռումը հիմնականում տեղի է ունենում արագ թռչող մասնիկների, առավել հաճախ էլեկտրոնների, հետ բախումների դեպքում։

Գրգռման աղբյուրներից, սպեկտալ գծերի պայծառության հետ միասին, պահանջվում է նաև գրգռման ռեժիմի կայունություն: Որպես աղբյուրներ ամենաշատ կիրառություններ ստացել են կրակի բոցը, էլեկտրական աղեղը և կայծը: Դրանք, մասնավորապես, ապահովում են տարբեր ջերմաստիճանային ռեժիմներ:

Կրակի բոցը տալիս է բավականին պայծառ և կայուն սպեկտր։ Բոցային աղբյուրների ջերմաստիճաններն ընկած են 1200-3300 Կ տիրույթում, ինչը թույլ է տալիս որոշելու 20-25 համեմառաբար հեշտ գրգռվող էլեմենտներ (Mg, Cu, Mn, Tl, ալկալիական, հողալկալիական մետաղներ և այլն):

Հաստատուն հոսանքի էլեկտրական աղեղում (5-7 Ա, 50-80 Վ) հոսանքը բաց է թողնվում էլեկտրոդների միջև, որոնցից գոնե մեկը պատրաստված է լինում հետազոտվող նյութից։ Ջերմաստիճանը լինում է 5000-7000 Կ, ինչն ապահովում է նյութերի մեծամասնության գրգռումը։ Լայնորեն օգտագործվում է նաև փոփոխական հոսանքի աղեղը, որի բնութագրերը մոտավորապես նույնն են։ Վերլուծություններն այստեղ կրում են կիսաքանակական բնույթ։

Կայծային պարպման պլազմայում ջեմաստիճանները բարձրանում են մինչև 7000-10000 Կ և անհրաժեշտության դեպքում կարող են հասցվել 12000 Կ-ի։ Ունակ է գրգռելու գործնականում բոլոր էլեմենտները։ Կայուն է, ինչն այդքան անհրաժեշտ է քանակական վերլուծությունների համար։ Սույն լաբորատոր աշխատանքի նպատակը ծանոթացումն է կվարցային սպեկտրամետրի (ИСП-30), սպեկտրների գրգոման աղբյուրի (ИВС-28) և ճառագայթման սպեկտրների լուսանկարման տեխնիկայի հետ՝ որակական վերլուծության շրջանակներում։ ИСП-30 սպեկտրամետրի օպտիկական սխեման բերված է Նկ. 5.15-ում։ Տեսանելի տիրույթում տարբերակվում են առնվազն 0.03 նմ իրարից հեռացված սպեկտրալ գծերը։



ճառագայթումը գրգռման (1) աղբյուրից անցնում է (2) եռաոսպնյակ լուսավորիչով, ապա (3), (4), (5) կոնդենսորով և (6) ճեղքից ընկնում (7) հայելային կոլիմատորային ոսպնյակի վրա, ինչը շեղում է ճառագայթները և լույսի զուգահեռ փունջն ուղարկում մոնոխրոմատիկ բաղադրիչների վերլուծող (8) պրիզմայի վրա: Խցիկային (9) օբյեկտիվը իր 830 մմ ֆոկուսային հեռավորությամբ հավաքում է լույսի ճառագայթներն այնպես, որ ֆոտոէմուլսիայի շերտով ծածկված 240 մմ երկարության 11 հարթության վրա առաջանում են ճեղքի մոնոխրոմատիկ պատկերները (սպեկտրալ գծերը):

Օպտիկական սխեմայի բոլոր դետալները մանրամասն ճշտադրված են զանգվածեղ հենքի վրա և փակված լուսաանթափանց կափարիչով։ Սպեկտրային գծերի ալիքի երկարությունը կարելի է որոշել սպեկտրի աստիճանավորման գրաֆիկով, սակայն ճշգրիտ որոշման համար նպատակահարմար է միևնույն ֆոտոթիթեղի վրա հանել հետազոտվող նյութի և երկաթի սպեկտրները միաժամանակ: Բանն այն է, որ երկաթի սպեկտրը շատ հարուստ է սպեկտրային գծերով և նրա համար կազմված է էտալոնի դեր կատարող ատլաս: Ընդունելով, որ յուրաքանչյուր հետաքրքրություն ներկայացնող գծի շրջակայքում ալիքի երկարության կախումը սպեկտրալ գծի կոորդինատից գծային է, կարելի է գտնել անհայտ գծի ալիքի երկարությունը:

Մինչ սպեկտրամետրի գործարկումը հարկ է մանրամասն կերպով ծանոթանալ էլեկտրական աղեղով սպեկտրի ИВС-28 գրգռման աղբյուրի շահագործման կանոններին:

Աշխատանք 5. p-ո տիպի կիսահաղորդչային լազերի աշխատանքը

Կիսահաղորդչային լազերներում, ի տարբերություն մյուս տիպի լազերների, օպտիկական անցումները տեղի են ունենում էներգետիկ զոնաների, և ոչ դիսկրետ էներգետիկ մակարդակների միջև։ Զոնաների գոյությունը ազատ էլեկտրոնների համար պայմանավորված է կիսահաղորդչի բյուրեղային ցանցի պարբերական կառուցվածքով։ Գրգռված էներգետիկ մակարդակի դերը կատարող զոնան, որտեղից իջնում են էլեկտրոնները և ճառագայթում ֆոտոն, հաղորդական զոնան է։ Իսկ ներքևի մակարդակի դերը կատարողը՝ վալենտական զոնան (Եկ. 5.16)։ Էներգետիկ զոնաները, ինչպես և դիսկրետ մակարդակների դեպքում, բաժանված են արգելված գոտիով։

Արտաքին ազդեցությունների բացակայության պայմաններում կիսահաղորդչում էլեկտրոն-խոռոչային զույգեր առաջանում և ռեկոմբինացվում են ջերմային շարժումների և ֆոտոնների առաքման շնորհիվ՝ ստեղծելով ջերմային հավասարակշիռ վիճակ հաղորդական զոնայում էլեկտրոնների, իսկ վալենտական զոնայում՝ խոռոչների որոշակի թվերով։ Որպեսզի ուժեղացվի ճառագայթումը, հարկ է ստեղծել բնակեցվածության ինվերսիա։ Այս դեպքում դա նշանակում է որ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան հաղորդական զոնայի ներքևի եզրի մոտ հարկ է որ ավելին լինի, քան վալենտական զոնայի վերին եզրի մոտ (Նկ. 5.16)։ Այդ դեպքում ստիպողական ճառագայթման պրոցեսները կգերակայեն։



Ինժեկտային կոչվող կիսահաղորդչային լազերներում բնակեցվածությունների ինվերսիա ստեղծելու համար օգտագործում են p-ո անցումները` կիրառելով վերջինիս նկատմամբ արտաքին լարում ուղիղ ուղղությամբ:

p և n՝ տարբեր բնույթի հաղորդականություններով օժտված կիսահաղորդիչների հպման դեպքում հպման մակերևույթի շուրջ որոշակի փոքր հաստության վրա տեղի է ունենում հաղորդական լիցքերի վերաբաշխում և լիցքավորված երկշերտի առաջացում, որի հետևանքով, և՛ հաղորդական, և՛ վալենտական զոնաների կառուցվածքը դառնում է կախված տարածական կոորդինատից։ Կոնտակտային տեղամասից (երկշերտից) ձախ նրանք ունենում են համարյա հաստատուն, կոորդինատից անկախ արժեքներ, կոնտակտային տեղամասում դրանք փոխվում են համարյա գծային օրենքով և ապա կոնտակտային տեղամասից աջ նորից դառնում տարածական կոորդինատից անկախ: Էներգետիկ զոնաների տարածական բաշխման այս օրինաչափությունը պատկերված է Նկ. 5.17-ում: Հարկ է նաև նկատել, որ կոնտակտային շերտում լիցքերի վերաբաշխումը և դրանից հետևող զոնաների շեղումները շարունակվում են այնքան ժամանակ, մինչև որ Ֆերմիի մակարդակները (*Fp* և *Fn*) աջից և ձախից հավասարվում են:



p-n անցման նկատմամբ լարում կիրառելիս էներգետիկ զոնաները և համապատասխան Ֆերմիի մակարդակները շեղվում են կիրառված U լարման չափով, ինչպես դա ներկայացված է Նկ. 5.18-ում (տես նաև Նկ. 5.7):



Նկ. 5.18

Այդ դեպքում p-n կոնտակտի տիրույթում ստեղծվում է բնակեցվածությունների ինվերսիա և էլեկտրոնները անցնում են կատարում
հաղորդական զոնայից վալենտական զոնա, ռեկոմբինացվելով խոռոչների հետ։ Այդ դեպքում ճառագայթվում են ֆոտոններ $\hbar \omega = eU$ էներգիայով։ Այսքանով սխեման կրկնում է լուսադիոդի աշխատանքը։ Լազերային գեներացիա կարելի է լինում փոխազդեցության սխեմայում օպտիկական ռեզոնատորի միջոցով դրական հակադարձ կապի ավելացումով։ Փոքր լարումների դեպքում անհավասարակշիռ լիցքակիրների առաջացման և ռեկոմբինացիայի պրոցեսները տեղի են ունենում քառաիկ, ճառագայթումը լինում է փոքր ինտենսիվության, ոչ կոհերենտ և ոչ մոնոխրոմատիկ։ Լազերային բնութագրերի ձևավորման համար հարկ է համապատասխան չափով մեծացնել կիրառված լարումները (ինժեկտված հոսանքները)։ Միաժամանակ մեծանում է գեներացված ճառագայթման գծային բևեռացման աստիճանը։

Չափումներ

Լաբորատոր սարքավորումը, որի բլոկ-սխեման բերված է Նկ. 5.19-ում, բաղկացած է կիսահաղորդչային լազերով (ПЛ) ճառագայթման աղբյուրի հանգույցից, ճառագայթման ընդունիչի հանգույցից (ПИ), բևեռացումային լուսաֆիլտրից (ПС) և չափիչ սարքերից (M₁ և M₂ մուլտիմետրեր): Սարքավորումը հավաքվում է օպտիկական ռելսի վրա, ինչը որոշում է համակարգի օպտիկական առանցքը: M₁ և M₂ մուլտիմետրերով չափվում են լարումները, հոսանքները և դիմադրությունները։ ճառագայթման ինտենսիվության չափումները սույն աշխատանքում կատարվում են հարաբերական միավորներով, որպես այդպիսիք՝ օգտագործելով հոսանքի ուժի միավորները (Ա-Ամպեր):



Կիսահաղորդչային լազերի ճառագայթման հետազոտման սարքավորման սկզբունքային էլեկտրական շղթան պատկերված է Նկ. 5.20-ում: Լազերը միացվում է T փոխարկիչի միջոցով։ Սնման աղբյուրից լարումը (4.5 Վ լաբորատոր սնում կամ 4.8 Վ ակումուլյատորային մարտկոց) R_1 և R_n դիմադրությունների միջոցով տրվում է լազերային մոդուլին: p-n անցումով հոսանքի ուժը ղեկավարվում է R_n պոտենցոմետրի միջոցով:



Նկ.	5.20
-----	------

p-n անցման I_{pn} հոսանքի ուժի մեծությունը որոշվում է անուղղակի կերպով. M₁ վոլտմետրով չափվում է լարման անկումը R_1 դիմադրության վրա, ինչը p-n անցման հետ միացված լինելով հաջորդաբար, վերջինիս հետ ունի հոսանքի ուժի նույն արժեքը:

ճառագայթման ընդունման հանգույցը ներառում է ֆոտոդիոդ, որն աշխատում է ֆոտոգալվանական ռեժիմում։ Ֆոտոդիոդի մուտքային լուսամուտի վրա ընկնող լուսային հոսքի ազդեցության տակ առաջանում է ֆոտոէլշու և փակ շղթայով անցնում է հոսանք, որի մեծությունը, ըստ հոսանքի ուժի սանդղակի, չափվում է M_2 մուլտիմետրով: Փորձի տրված պայմաններում հոսանքի մեծությունը ուղիղ համեմատական է լազերային ճառագայթման ինտենսիվությանը (ճառագայթման հոսքին): Լազերային ճառագայթման ինտենսիվության p-n անցումով հոսանքի ուժից կախման բնութագրական տեսքը բերված է Նկ. 5.21-ում:



Նկ. 5.21

1. Τ փոխարկիչի միջոցով միացրե՛ք լազերը:

2. Ֆոտոընդունիչի դիմաց դրեք օժանդակ էկրան (սպիտակ թուղթ) լազերային ճառագայթման հետքը տեսնելու համար։

3. Փոխելով R_n դիմադրությունը՝ հետևե՛ք ինչպես է փոխվում լազերային ճառագայթման հետքի տեսքը և ինտենսիվությունը p-n անցումով հոսանքի ուժը փոխվելիս։

4. Միացրե՛ք M_1 և M_2 չափիչ սարքերը և հավաստիանալ անհրաժեշտ ռեժիմներում (M_1 -ը լարման և M_2 -ը հոսանքի ուժի չափման համար):

5. Оպաիկական համակարգը ճշտադրե´ք (отюстировать) այնպես, որ լազերային փունջն ընկնի ֆոտոընդունիչի կենտրոնում:

6. Փոխելով p-n անցումով հոսանքի ուժը $R_{\rm n}$ պոտենցոմետրի միջոցով հանե՛ք ${
m M}_{\rm 1}$ սարքի ${
m U}_{{
m I}{
m J}}$ լարման և ${
m M}_{\rm 2}$ սարքի I $_{{
m d}{
m I}}$ հոսանքի ուժի համար ցուցմունքները 15-20 կետերի համար արժեքների մաքսիմալ հնարավոր ինտերվալում։ Տվյալները գրանցե՛ք աղյուսակում։

Ν	Ս _{ПЛ} , մՎ	I _{pn} , մԱ	$I_{\Phi\Pi}$, մկ U
	$(M_1 uunp)$		$(M_2 uupp)$
1			
2			

7. Անջատե՛ք լազերը՝ փոխելով փոխարկիչի դիրքը։

8. Չափե՛ք R_1 -ի արժեքը, ինչն անհրաժեշտ է հաշվարկները կատարելու համար:

9. Հաշվե՛ք p-n անցման I_{pn} հոսանքի ուժը U_{ПЛ} լարման յուրաքանչյուր արժեքի համար՝ օգտագործելով Ohմի օրենքը՝ I_{pn} = $U_{ПЛ}/$ R₁: Հաշվարկի արդյունքները տեղադրե՛ք աղյուսակում:

10. Կառուցե´ք I_{pn} -ից $I_{\Phi\Pi}$ -ի կախվածության գրաֆիկը։

11. Որոշե´ք հոսանքի ուժ
ի I $_{nop}$ շեմային հոսանքի գրաֆիկը:

12. Աշխատանքի լուսադիոդային և լազերային ռեժիմներում մոտարկելով ճառագայթման ինտենսիվության կախումը I_{pn}-ից ուղիղ գծային, որոշե՛ք համեմատականության k_{cв} և k_{лаз} գործակիցները:

13.Համեմատե՛ք ստացված արդյունքները։

6. ՌԵՆՏԳԵՆԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆ

Ռենտգենյան ճառագայթները էլեկտրամագնիսական ալիքներ են, որոնք ալիքի երկարությամբ տեղ են գրավում ուլտրամանուշա-

կագույն և գամմա ճառագայթումների միջև $(10^3 - hg$ մինչև $10^{-2} \stackrel{o}{A}$): Ռենտգենյան ճառագայթների գեներացման մի շարք մեխանիզմներ և մեթոդներ են հայտնի: Լաբորատոր հետազոտությունների համար հիմնականում օգտագործվում են այսպես կոչված ռենտգենյան խողովակներ (Եկ. 6.1), որոնցում գործում է ազատ էլեկտրոնների կտրուկ դանդաղեցման մեխանիզմը, որում էլեկտրոնների կինետիկ էներգիան էներգիան վեր է ածվում էլեկտրամագնիսական ալիքների:

Ազատ էլեկտրոններն առաջանում են թերմոէլեկտրոնային էմիսիայի արդյունքում կաթոդ հանդիսացող սպիրալաձև փաթաթված վոլֆրամե թելիկից: Անոդ-կաթոդ տեղամասին տրված U մեծ (մի քանի կիլովոլտ) լարման ազդեցության տակ յուրաքանչյուր էլեկտրոն ձեռք է բերում eU-ին հավասար կինետիկ էներգիա: Կտրուկ արգելակումը տեղի է ունենում մետաղյա անոդի հետ բախման արդյունքում: Անոդի նյութի հետ բախվելիս էլեկտրոնների կինետիկ էներգիաների մոտավորապես 1%-ը վեր է ածվում ռենտգենյան ճառագայթման քվանտի, իսկ մնացած մասը անցնում է անոդի նյութին, մասամբ տաքացնելով այն:



Էլեկտրոնների մեծամասնությունը իր էներգիան կորցնում է ոչ միանգամից, այլ մի քանի ստադիաներով, հաջորդաբար բախվելով անոդը կազմող ատոմների հետ և ամեն անգամ արձակելով իր էներգիայի մի մասը։ Դրա արդյունքում մեծ թվով էլեկտրոններն արձակում են քվանտներ, որոնք ընդհանրության մեջ տալիս են ալիքի եր-

կարության անընդհատ բաշխման սպեկտր ($\lambda = 1 - 10^3 \text{ Å}$)։ Դա արգելակային սպեկտրն է (Եկ. 6.2)։

Անոդ-կաթոդ արագացնող լարման մեծացման դեպքում էլեկտրոնները ռենտգենյան խողովակում ձեռք են բերում շատ մեծ կինետիկ էներգիաներ, ինչի պատճառով արգելակվելիս կարողանում են ներթափանցել անոդի ատոմների ներքին կառուցվածք և դուրս հանել ատոմների որոշ էլեկտրոնների ներքին օրբիտաներից՝ տեղափոխելով ավելի բարձր էներգետիկ մակարդակներ: 10^{-8} վրկ կարգի ժամանակներում ատոմների միջուկներից ավելի հեռու պտտվող որոշ էլեկտրոններ ինքնաբերաբար իջնում են բախումների արդյունքում դատարկված մակարդակներ, ճառագայթելով ռենտգենյան տիրույթի քվանտներ: Ալիքի երկարություններն այդ դեպքում որոշվում են էներգետիկ մակարդակների միջև եղած հեռավորությունից, որոնք նախ դիսկրետ են և ապա կախված են քիմիական էլեմենտի ատոմական համարից: Այդ պատճառով առաջացող բնութագրիչ ճառագայթումն ալիքի դիսկրետ երկարություններով ճառագայթումների հավաքածու է, բնութագրիչ անող մետաղի համար (Նկ. 6.2):

Ռենտգենյան խողովակին տրված բավականաչափ բարձր լարումների դեպքում ատոմների ներքին մակարդակներից բախումներով դուրս են գցվում K-թաղանթային էլեկտրոններ, որոնց տեղերը հետագայում լրացվելիս առաջացող հաճախությունների սերիան այդպես էլ կոչվում է՝ ռենտգենյան սպեկտրի K-սերիա, որի K_{α} գիծը պայմանավորված է ատոմի L թաղանթից իջնող էլեկտրոնների ճառագայթումով, իսկ K_{β} -ն՝ M թաղանթից։ Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության պրակտիկայում օգտագործվում են այդ գծերը, եթե կարիք է լինում՝ որոշ կերպով մոնոխրոմատիզացնելուց հետո։

Աշխատանք 1. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը և ցրումը

Աշխատանքի նպատակն է ուսումնասիրել ռենտգենյան ճառագայթների կլանման ու ցրման տեսակները և դրանց օրինաչափությունները, ստուգել Լամբերտ-Քերի օրենքը, ստանալ ռենտգենյան ճառագայթների թուլացման կախումը ալիքի երկարությունից և նմուշի հաստությունմից: Երբ ռենտգենյան ճառագայթների փունջն անցնում է միջավայրով, ապա այն այս կամ այն չափով թուլանում է։ Այդ թուլացումը բացատրվում է հետևյալ հանգամանքներով՝

- թոմսոնյան կամ կոհերենտ ցրմամբ,
- կոմպտոնյան կամ ոչ կոհերենտ ցրմամբ,
- նյութի կողմից ռենտգենյան ճառագայթների կլանմամբ:

Այն սխեմատիկորեն կարելի է ներկայացնել Նկ. 6.3-ում բերված սխեմայով:

Թոմսոնյան ցրումը տեղի է ունենում առանց ցրված քվանտների էներգիայի փոփոխության։ Յրումից հետո նրանք փոխում են միայն շարժման ուղղությունը, դրանով իսկ դուրս գալով սկզբնական փնջից։

Կոմպտոնյան ցրման ժամանակ ատոմից դուրս են մղվում էլեկտրոններ, որոնք կոչվում են հետհարվածի էլեկտրոններ։ Այդ պատճառով քվանտը կորցնում է իր էներգիայի մի մասը, որի արդյունքում մեծանում է ալիքի երկարությունը։ Վերջապես, կլանման դեպքում ֆոտոնը ամբողջապես անհետանում է։ Դրա էներգիան ծախսվում է ատոմի իոնիզացիայի և դուրս մղված էլեկտրոնին կինետիկ էներգիա հաղորդելու վրա։



Նկ. 6.3: Ռենտգենյան ճառագայթների փոխազդեցության ընթացքը նյութի հետ։

Կլանման ժամանակ կարող է առաջանալ նաև ջերմային էֆֆեկտներ, որի պատճառով նմուշը տաքանում է։ Դրանցով պայմանավորված կլանումը, ի տարբերություն ցրման, անվանում են իսկական կլանում։ Իրոք, ցրման ժամանակ ճառագայքների էներգիան մնում է նույնը, այն ուղակի դուրս է գալիս սկզբնական փնջից, որը փաստորեն կլանում չէ։ Այն դեպքում, որ ֆոտո և ջերմային կլանման ժամանակ սկզբնական փնջի էներգիայի մի մասը դադարում է ճառագայքային էներգիա լինելուց։

Մոնոքրոմատիկ ճառագայթման դեպքում երեք նշված թուլացման դեպքերի համար կարելի է ստանալ, որ dx շերտը անցնելուց հետո ռենտգենյան փնջի ինտենսիվության dI թուլացումն ուղիղ համեմատական է I ինտենսիվությանը և կլանող բարակ շերտի dx հաստությանը (Նկ. 6.4):



Հետևաբար՝

$$dI = -I \,\mu \, dx : \tag{6.1}$$

Համեմատականության µ գործակիցը անվանում են գծային թուլացման գործակից։



Նկ. 6.5: Ռենտգենյան ճառագայթների թուլացումը։

Ինտեգրելով (6.1) հավասարումը՝ ունենանք

$$I = I_0 e^{-\mu l}, (6.2)$$

որտեղ I_0 -ն սկզբնական փնջի ինտենսիվությունն է, l-ը կլանող շերտի հաստությունը (Նկ. 6.5): µ գործակիցը ունի [L^{-1}] չափողականություն և սովորաբար չափվում է ud^{-1} և այն կարելի է ներկայացնել երկու գումարելիների տեսքով`

$$\mu = \sigma + \tau, \tag{6.3}$$

որտեղ σ -ն կոչվում է ցրման գծային գործակից և ներառում է կոհերենտ և ոչ կոհերենտ ցրումները, իսկ τ -ն իսկական կլանման գծային գործակիցն է:

(6.2) հավասարումը ձևափոխենք այնպես, որ այն ավելի հարմար լինի գործածման համար։ Ենթադրենք ռենտգենյան փնջի լայնական կարվածքի մակերեսը *S*-է, իսկ թուլացնող շերտի խտությունը` թ։ Գրենք (6.2) հավասարման ցուցիչը հետևյալ տեսքով`

$$-\mu d = -\frac{\mu}{\rho} \frac{\rho \, dS}{S} = -\frac{\mu}{\rho} m: \tag{6.4}$$

ho dS-ը այն նյութի ծավալն է, որը ընդգրկում է ռենտգենյան ճաոագայթների փունջը։ Հետևաբար՝ $\frac{
ho dS}{s}$ = m-ը միավոր մակերեսին ընկնող շերտի զանգվածն է։ Օգտվելով նոր նշանակումներից` (6.2)-ը կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով`

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}m}$$
(6.5)

 μ/ρ հարաբերությունը կոչվում է թուլացման զանգվածային գործակից։ Այն ունի [$L^2 M^{-1}$] չափողականություն (սովորաբար $u u^2/q$ միավորներով)։ Բաժանելով (6.3)-ը ρ -ի վրա՝ կունենանք

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\tau}{\rho}, \qquad (6.6)$$

nրտեղ $\frac{\sigma}{\rho}$ -ն ցրման զանգվածային գործակիցն է, իսկ $\frac{\tau}{\rho}$ -ն իսկական կլանման զանգվածային գործակիցը։ Չանգվածային թուլացման գործակցի ներմուծումը հարմար է նրանով, որ եթե ունենք բազմապիսի քիմիական միացություններ, ապա անհրաժետ չի լինի ունենալ յուրաքանչյուր միացության թուլացման գործակիցը։ Նույնիսկ շատ բարդ միացություների $\frac{\mu}{\rho}$ -ն շատ հեշտ է հաշվել բաղադիչների հիման վրա։ Դա հնարավոր է, քանի որ ռենտգենյան քվանտի կլանումը և ցրումը իրականացվում է ներքին էլեկտրոնների կողմից, որոնց վիձակը կախված չէ այն բանից՝ ատոմը գտնվում է քիմիական միացության մեջ, թե ոչ։ Եթե p_i -ով նշանակենք i-րդ էլեմենտի կշռային մասը (ընդ որում $\sum_i p_i = 1$), ապա յուրաքանչյուր տարրի մակերևույթային խտությունը կլինի p_i m և i-րդ տարրով պայմանավորված թուլացումը կորոշվի $e^{-(\frac{\mu}{\rho})}{}_i^{p_i m}$ բազմապատկիչով։ Իսկ բոլոր էլեմենտների համար կունենանք այս գործակիցների արտադրյալը։ Այնպես, որ

$$\prod_{i} e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{i} p_{i} m} = e^{-m \sum_{i} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{i} p_{i}} :$$
(6.7)

Ակնհայտ է, որ ցուցիչում առկա թուլացման զանգվածային գործակիցն է բարդ համակարգերի համար։ Այնպես, որ

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_{i} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{i} p_{i}:$$
(6.8)

Այժմ ձևափոխենք (6.7) բանաձևը՝ բազմապատկելով և բաժանելով i-րդ տիպի մեկ ատոմի A_i ատոմական զանգվածի վրա: Քանի որ p_i m-ը i-րդ տարրի զանգվածն է $1 u u^2$ -ում, ապա $\frac{p_i m}{A_i} = n_i$ հարաբերությունը իրենից կներկայացնի i-րդ տարրի ատոմների թիվը $1 u u^2$ մակերեսով թուլացնող շերտում: Նշանակենք՝

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i A_i = (\mu_a)_i, \tag{6.9}$$

կստանանք`

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_0 e^{-\sum_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i A_i \frac{mp_i}{A_i}} = \mathbf{I}_0 e^{-\sum_i (\mu_a)_i n_i}:$$

 $(\mu_a)_i$ մեծությունն ունի [L^2] չափողականություն և կոչվում է էֆֆեկտիվ կտրվածք։ Այսինքն` ատոմին վերագրում ենք այն մակերեսը, որով բացաատրում ենք դրա կլանման կամ ցրման էությունը։ Այն ատոմի իրական լայնական կտրվածքը չէ։

$$I = I_0 e^{-\sum_i (\mu_a)_i n_i} = I_0 e^{-\mu_m n_m}, \qquad (6.10)$$

որտեղ μ_m -ը մոլեկուլի ցրման էֆֆեկտիվ կտրվածքն է, հավասար դրա մեջ մտնող բոլոր ատոմների էֆֆեկտիվ ցրման կտրվածքների գումարին, իսկ n_m -ը 1 uu^2 կտրվածքին ընկնող մոլեկուլների թիվն է։ Ինչպես և վերևում (6.3), մենք կարող ենք գրել, որ

$$\mu_a = \sigma_a + \tau_a \ \ \mu_m = \sigma_m + \tau_m \ ,$$

որտեղ σ_a -ն և σ_m -ը համապատասխանաբար ցրման ատոմական և մոլեկուլային կտրվածքներն են, իսկ τ_a -ն և τ_m -ը՝ իսկական կլանման ատոմային և մոլեկուլային կտրվածքները։ Ռենտգենյան ճառագայքների փնջի թուլացման գործում ցրման և կլանման հարաբերական դերը տարբեր է տարբեր ալիքի երկարությունների դեպքում։ Եթե ալիքի երկարությունը բավականին մեծ է ($\lambda = 1$ Å), այդ դեպքում σ-ն արհամարհելի փոքր է τ -ի նկատմամբ, և մենք կարող ենք համարել, որ ռենտգենյան ճառագայթների թուլացումը բացառապես պայմանավորված է իսկական կլանմամբ։ Իսկական կլանման հիմնական տիպերի համար ունենք՝



Նկ. 6.6. Իսկական կլանման երեք կարևոր տիպերի հարաբերական ներդրումը ռենտգենյան փնջի թուլացման ժամանակ կախված կլանիչի Z-ից և ֆոտոնի հv էներգիայից: Գերիշխում է I-ֆոտոէֆֆեկտը, II-կոմպտոնյան ցրումը, III-զույգի առաջացումը:

Չափումներ

1. Առանց նմուշի առկայության չափե՛ք ռենտգենյան ճառագայթների I₀ ինտենսիվությունը։

2. Տեղադրելով նմուշը՝ չափե՛ք անցած I ինտեսիվությունը։

3. Չափե՛ք նմուշի *l* հաստությունը։

4. Oqun
dınıd (6.2) pulludılığ` n
pn2t´p $\,\mu$ pnı
lugu
ulu qn
ndulı-gp:

5. Վերցրե՛ք քիմիական որևէ լուծույթ և որոշե՛ք դրանց բաղադրությունը օգտվելով (6.10) բանաձևից:

 Շույնը կատարե՛ք համակարգչային մոդելավորման միջոցով Y ճառագայթների համար:

Աշխատանք 2. Նյութի կառուցվածքային վերլուծության Լաուեի մեթոդը

Ռենտգեն-կառուցվածքային վերլուծության ամենատարածված մեթոդներից է Լաուեի մեթոդը։ Այս մեթոդից հիմականում օգտվում են բյուրեղի համաչափության ուսումնասիրության համար։ Մեթոդի էությունը հետևյալն է։ Ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրով նեղ փունջը ուղղվում է միաբյուրեղի վրա (Նկ. 7)։



Նկ. 6.7։ Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի իրականացման սխեման։

Քյուրեղի յուրաքանչյուր ատոմային հարթությունների ընտանիք այդ փնջից անդրադարձնում է այն ճառագայթները, որոնց ալիքի երկարությունները բավարարում են Վուլֆ-Քրեգի հետևյալ պայմանին`

$$2d\sin\theta = n\lambda,\tag{6.11}$$

որտեղ d-ն անդրադարձնող հարթությունների ընտանիքի միջհարթությունային հեռավորությունն է, θ-ն` Քրեգի անկյունը, իսկ λ-ն` անդրադարձող ալիքի երկարությունը։

Կախված ճառագայթների ընկնող փնջի նկատմամբ միաբյուրեղի կողմնորոշումից` նրա մեջ հարթությունների յուրաքանչյուր (h k l) ընտանիքի հետ փնջի կազմած θ անկյունը կլինի որոշակի, և d-ի համապատասխան արժեքի դեպքում Վուլֆ-Բրեգի պայմանից բխում է, որ հարթությունների յուրաքանչյուր ընտանիք ընկնող փնջից կանդրադարձնի մեկ կամ մի քանի ընտրված երկարությամբ ալիք: Քանի որ տարբեր ինդեքսներով ատոմային հարթությունները բյուրեղի մեջ տարբեր ձևով են դասավորված, ապա հարթությունները տարբեր ընտանիքներից անդրադարձած ճառագայթները կդիֆրակցվեն տարբեր ուղղություններով և սկզբնական փնջին ուղղահայաց տեղավորված ռենտգենյան ֆոտոթաղանթի վրա կառաջացնեն տարբեր ինտենսիվությունների մի շարք բծեր (Նկ. 6.8):



Նկ. 6.8: Ռենտգենյան Ճառագայթների ընթացքը բյուրեղից դիֆրակցվելուց հետո։

Այդ բծերի դասավորությունը կախված կլինի բուրեղի համաչափությունից, տարրական բջջի ձևից, առաջնային փնջի նկատմամբ բյուրեղի դասավորությունից և այլն:

Այս մեթոդով ստացված ռենտգենյան պատկերը կոչվում է լաուեգրամ։

Այսպիսով, լաուեգրամի վրա յուրաքանչյուր բիծ համապատասխանում է բյուրեղի ներսում որոշակի ատոմային հարթությունների ընտանիքի։ Լաուեգրամի բծերի համապատասխան անդրադարձնող հարթությունների միլլերյան ինդեքսների որոշումը կոչվում է լաուեգրամի ինդեքսավորում։

Քանի որ տարբեր միլլերյան ինդեքսներով հարթությունները բյուրեղի մեջ դասավորված են տարբեր ձևերով, հետևաբար նրանցից անդրադարձած ճառագայթները կգնան տարբեր ուղղություններով (θ -ն ունի տարբեր արժեքներ) և ֆոտոթիթեղի վրա կստացվեն տարբեր ինտենսիվությամբ բծեր:

Դիցուք, տվյալ զոնային պատկանող հարթությունների ընտանիքները այնպես են դասավորված, որ դրա առանցքը ուղղահայաց է ռենտգենյան ճառագայթների ընկնող (սկզբնական) փնջին: Այդ դեպքում անդրադարձող ճառագայթներն անցնող և սկզբնական ճառագայթին ուղղահայաց հարթության մեջ տեղադրված ռենտգենյան թիթեղի վրա կառաջացնեն բծերի մի բազմություն, որոնք դասավորված են սկզբնական ճառագայթի հետքով անցնող հորիզոնական ուղիղ գծի վրա (Նկ. 6.9):

Այժմ ենթադրենք, որ զոնայի առանցքն ուղղված է սկզբնական փնջի ուղղությամբ։ Այս դեպքում ռենտգենյան ճառագայթների փնջի կազմած անկյունը հարթություններից յուրաքանչյուրի հետ կլինի հավասար 0-ի և ռենտգենյան թիթեղի վրա կունենանք միայն սկզբնական ճառագայթի հետքը։



Նկ. 6.9։ Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիոն պատկերի գրանցումը անցման և անդրադարձման դեպքում։

Իսկ, եթե սկզբնական ճառագայթը և զոնայի առանցքը իրար հետ 0°-ից և 90°-ից տարբեր անկյուն են կազմում, ապա անդրադարձող ճառագայթները տարածվում են կոնական մակերևույթի ծնիչներով և ռենտգենյան թաղանթի վրա առաջացնում են սկզբնական փնջի հետքով անցնող երկրորդ կարգի կորի վրա դասավորված բծերի բազմություն:

Եթե զոնայի առանցքը սկզբնական փնջի հետ կազմում է 45°-ից փոքր անկյուն, ապա այդ կորը էլիպս է։ Իսկ այն դեպքում, երբ այն հավասար է 45°-ի, ապա կորը պարաբոլ է։

45°-ից մեծ անկյան դեպքում ստացվում է հիպերբոլ։



Նկ. 6.10։ Ռենտգենյան եռաչափ դիֆրակցիայի իրականացման ուղիները։

Քանի որ բյուրեղում գոյություն ունեն բազմաթիվ զոնաներ, որոնց առանցքները սկզբնական փնջի հետ կազմում են տարբեր անկյուններ, ապա յուրաքանչյուր լաուեգրամում բծերը դասավորված են լինում գծերով և երկրորդ կարգի կորերով, որոնք շոշափում կամ հատում են միմյանց սկզբնական ճառագայթի անկման կետում (Եկ. 6.10)

Լաուեգրամի ինդեքսավորումը

Խորանարդային բյուրեղից ստացված լաուեգրամը ինդեքսավորելու համար նախ որոշում ենք լաուեգրամի յուրաքանչյուր բծին համապատասխանող բրեգյան անկյունը, այնուհետև կապ հաստատելով նրա և գնոմոստերեոգրաֆիական պրոյեկցրիայի միջև, գտնում ենք յուրաքանչյուր θ-ին համապատասխանող h k l միլլերյան ինդեքսները: Չափելով սկզբնական փնջի հետքից տվյալ բծի ունեցած l հեռավորությունը և այն բաժանելով ռենտգենյան թիթեղից մինչև բյուրեղը եղած հեռավորության վրա՝ կստանանք՝ tg2 $\theta = \frac{1}{d}$:

Այս հավասարումից որոշում ենք θ բրեգյան անկյունը, որը կապենք հարթության գնոմոստերեոգրաֆիկական պրոյեկցիայի հետ։



Նկ. 6.11 Գնոմոստերեոգրաֆիկական պրոյեկցիային Լաուեի դիֆրակցիայի դեպքում։

Դիցուք, К կետում տեղադրված բյուրեղի հարթություններից մեկի վրա S_0 ուղղությամբ ընկնում է ռենտգենյան ճառագայթների փունջը (Նկ. 6.12) և նրանից անդրադառնալով գնում է S ուղղությամբ։ Վերջինս բյուրեղից d հեռավորության վրա առաջնային S_0 փնջին ուղղահայաց FF ֆոտոթիթեղի վրա առաջացնում է P բիծը։ Անդրադարձնող ատոմային հարթության նորմալի հետքը այդ նույն ֆոտոթիթեղի վրա կլինի N-ը։ Նորմալի սֆերիկ պրոյեկցիան կլինի M-ը, իսկ ստերեոգրաֆիկ պրոյեկցիան, այսինքն՝ գնոմոստերեոգրաֆիկ պրոյեկցիան՝ M'-ը։ Այդ հարթության գնոմոստերեոգրաֆիկ պրոյեկցիան ֆոտոթիթեղի հարթության վրա կլինի M''-ը։

Նկարահանումները կատարվում են Լաուեի կամերայի օգնությամբ, որի պարզեցված սխեման բերված է Նկ. 6.12-ում։



Նկ. 6.12։ Ռենտգենյան ճառագայթի ընթացքը դիֆրակցիայից առաջ և հետո։

Լաուեի խցիկը բաղկացած է պատվանդանից, որի մի ծայրին ամրացված է գլանային դիաֆրագման: Ռենտգենյան ճառագայթներն անցնելով նրանով՝ նեղ փնջով ընկնում են գլխիկի վրա տեղադրված ուսումնասիրվող բյուրեղի վրա, իսկ այնուհետև, դիֆրակցիայի ենթարկվելով, ընկնում են շրջանակի (касета) մեջ տեղադրված ֆոտոթաղանթի վրա:

Չափումներ

 Լաուեի խցիկը տեղադրե՛ք ռենտգենյան խողովակի պատուհանի դիմաց և ռենտգենյան ճառագայթների փունջն ուղղե՛ք դիաֆրագմայով:

2. Ուսումնասիրվող բյուրեղը տեղավորե՛ք գլխիկի վրա (անհրաժեշտ է համոզվեք, որ ռենտգենյան ճառագայթները ընկնում են նրա վրա):

3. Լիցքավորե՛ք շրջանակը ֆոտոթաղանթով և տեղավորե՛ք խցիկի մեջ:

4. Միացրե՛ք ռենտգենյան սարքը և նկարահանե՛ք (էքսպոզիցիայի տևողությունը 30-40 րոպե է):

5. Անջատե՛ք ռենտգենյան սարքը, հանե՛ք ֆոտոթաղանթը մթության մեջ կամ կարմիր լույսի տակ և հայտածե՛ք։

6. Չորացրե՛ք ֆոտոթաղանթը։

7. $22 \times 22 uu^2$ կալկայի վրա գծե՛ք 10 սմ շառավղով շրջանագիծ և տարե՛ք 2 փոխուղղահայաց տրամագծեր:

8. Լաուեգրամը տեղավորե՜ք կալկայի վրա այնպես, որ նրա կենտրոնը համընկնի գծված շրջանագծի կենտրոնի հետ, իսկ հորիզոնական տրամագիծը լինի զուգահեռ ռենտգենագրամի վրա եղած սպիտակ գծին:

9. Այդ դիրքում լաուեգրամի բծերը ծակե՛ք ասեղով և այդ ձևով դրանք տեղափոխե՛ք կալկայի վրա:

10. Համարակալեք բոլոր բծերը և յուրաքանչյուրի համար հաշվեք θ անկյունը՝ օգտվելով նշված բանաձևից։

11. Կառուցե՛ք բծերի գնոմոստերեոգրաֆիկական պրոյեկցիաները: Դրա համար կալկայի վրա գծված շրջանագծի կենտրոնը համընկեցրե՛ք Վուլֆի ցանցի կենտրոնի հետ, բծերից յուրաքանչյուրը հերթականությամբ համընկեցնելով Վուլֆի ցանցի վրա և կենտրոնի նկատմամբ հակադիր կողմում գտե՛ք հիմնական շրջանագծից θ անկյունով հեռացված կետը: Դա էլ կլինի տվյալ գծին համապատասլսանող գնոմոստերեոգրաֆիկական պրոյեկցիան: Բոլոր բծերի այդ ձևով ստացված պրոյեկցիաների հանրույթը կոչվում է բևեռային պատկեր, իսկ առանձին պրոյեկցիանները՝ բևեռներ:

12. Լաուեգրամից ընտրե՛ք «ամենապայծառ» զոնան այսինքն՝ այն, որի բծերը շատ ինտենսիվ են և նրան համապատասխանող բևեռները Վուլֆի ցանցի օգնությամբ դասավորե՛ք համապատասիան միջօրեականով։ Այնուհետև, գրաֆիկորեն պտտե՛ք բյուրեղը այնպես, որ ընտրված «պայծառ» զոնայի բևեռները տեղափոխվեն պրոյեկցիայի հիմնական շրջանագծի վրա։ Դրա համար պետք է «պայծառ» զոնայի բևեռներից յուրաքանչյուրը սահեցնել որոշակի անկյունով այն զուգահեռականով, որի վրա գտնվում է ինքը։ Բոլոր բևեռների համար դա կունենա միևնույն արժեքը։

13. Ստացված պատկերը համեմատե՛ք Չակսի ձևերի հետ և որոնե՛ք բոլոր կետերի միաժամանակյա համընկման դիրքը։ Եթե համընկում է ստացվում, ապա համապատասխան հ k l ինդեքսները ձևերից արտագրե՛ք աղյուսակի մեջ։ Եթե ոչ, ընտրե՛ք նոր «պայծառ» զոնա և կրկնե՛ք բոլոր գործողությունները այնքան, մինչև տեղի ունենա համընկում: 14. Տեղադրե՛ք ռենտգենյան ֆոտոթաղանթը ИЗА-2 սարքի վրա, չափե՛ք յուրաքանչյուր շրջանագծի տրամագիծը:

Աշխատանք 3. Բազմաբյուրեղների հետազոտման Դեբայի-Շերերի մեթոդը

Բազմաբյուրեղի կամ Դեբայ-Շերերի մեթոդն օգտագործում են բազմաբյուրեղային նյութերի ուսումնասիրության համար:



անցքեր կոլիմատորների համար Նկ. 6.13։ Դեբայի խցիկի տեսքը ֆոտոթիթեղի առկայությամբ։

Ուսումնասիրվող բազմաբյուրեղային նյութերից, որոնք շատ հաճախ փոշի վիճակում են լինում, պատրաստում են գլանաձև նմուշ (0.2-1 մմ տրամագծով, ~13 մմ երկարությամբ) և նրա վրա առանցքին ուղղահայաց ուղղում են մոնոքրոմատիկ ռենտգենյան ճառագայթների փունջը:



Նկ. 6.14. ճառագայթների ընթացքը բյուրեղից դիֆրակցվելուց հետո։

Բազմաբյուրեղում բյուրեղիկները պատահական դասավորություն ունեն։ Նմուշից անդրադարձումներ կստացվեն միայն այն ուղղություններով, որոնց դեպքում կբավարարվի Վուլֆի-Քրեգի պայմանը։ Եթե ուսումնասիրվող նմուշը պատրաստված լիներ միաբյուրեղից, ապա շատ հնարավոր է, որ ոչ մի անդրադարձում չնկատվեր։

Ենթադրենք k բյուրեղիկի վրա ընկնում է ռենտգենյան ճառագայթների S_0 մոնոքրոմատիկ փունջը և վերջինս բյուրեղիկի ատոմային հարթություններից մեկի հետ կազմում է որոշակի θ անկյուն, որը բավարում է Վուլֆի-Քրեգի պայմանին: Ուրեմն նա կանդրադառնա այդ հարթություններից, ընդ որում, սկզբնական ճառագայթի հետ կկազմի 20 անկյուն: Բայց սկզբնական S_0 ճառագայթի հետ նույնպիսի θ անկյուն կազմող և նույն ընտանիքին պատկանող հարթություններ կան և այլ` առաջինի հետ ամենատարբեր անկյուններ կազմող, բյուրեղների մեջ:



Նկ. 6.15. Ռեֆլեքսների առաջացումը դեբայագրամում։

Հեշտությամբ կարելի է նկատել, որ այդ բոլոր հարթությունները մի կոնական մակերևույթի շոշափողներն են, որի բացվածքի անկյունը 20 է, իսկ առանցքն ուղղված է ընկնող և անցնող ճառագայթների S_0 S ուղղությամբ։ Դրանցից անդրադարձած ճառագայթները ևս կդասավորվեն կոնական մակերևույթով։ Ընդ որում, այդ երկու կոները կլինեն համաառանցք, բայց վերջինիս բացվածքի անկյունը կլինի 40:

Նույն ձևով կարելի է ապացուցել, որ բազմաբյուրեղի ներսում գտնվող այլ հարթությունների ընտանիքից անդրադարձած ճառագայթները կդասավորվեն այլ կոնական մակերևույթով, որը համաառանցք է առաջիններին և այլն։



Նկ. 6.16. Դիֆրակցված ճառագայթների տարածական պատկերը։

Այժմ նմուշի ետևում S_0 S ուղղությանն ուղղահայաց տեղադրենք հարթ ֆոտոթաղանթ, նրա վրա առաջացած դիֆրակցիոն պատկերը համակենտրոն շրջանագծերի մի հանրույթ է (Նկ. 6.16):

Ընդ որում, այդ շրջանագծերը կլինեն ոչ հավասարապես հեռացված միմյանցից և կունենան տարբեր ինտենսիվություն, իսկ նրանց ընդհանուր կենտրոնը կլինի S_0 S ճառագայթի հետքը: Եթե նմուշը շրջապատենք ֆոտոթաղանթով այնպես, որ նա իրենից ներկայացնի մի գլան, որի առանցքը համընկնի նմուշի առանցքի հետ և ունենա որոշակի R շառավիղ, իսկ բարձրությունը լինի բավականաչափ փոքր՝ համեմետած R շառավղի հետ, ապա ստացված դիֆրակցիոն պատկերը իրենից կներկայացնի զույգ առ զույգ սիմետրիկ աղեղների հատույթ (Նկ. 6.17ա և Նկ. 6.17բ), որոնց միջև եղած հեռավորությունը համեմատական է Բրեգի համապատասխան անկյանը:



Նկ. 6.17. Ռենտգենյան ճառագայթների տարածական ընթացքը (ա) և ֆոտոթաղանթի վրա գրանցվածը (բ):

Ընդունվում է այնպես, որ երկու սիմետրիկ գծերի միջև եղած հեռավորությունը 2l է: Այդ դեպքում կարող ենք գրել, որ

որտեղ θ-ն Բրեգի անկյունն է, արտահայտված ռադիաններով։ Եթե այն արտահայտենք աստիճաններով, ապա վերջին հավասարումը կգրվի այսպես՝

$$2l=4 R \frac{2\pi}{360}$$
:

Ֆոտոթիթեղի կորության շառավիղը կարելի է ընտրել այնպես, որ l-ը՝ արտահայտված մմ-ով, թվապես հավասար լինի θ-ին՝ արտահայտված աստիճաններով։ Դրա համար անհրաժեշտ է, որ 2R $\frac{2\pi}{360}$ = 1։ Այդ դեպքում Դեբայի խցիկի և հետևաբար, ֆոտոթիթեղի տրամագիծը պետք է լինի այնպես որ 2R = $\frac{360}{2*3.14}$ = 57,3 մմ։

Այդ պատճառով այն իսցիկները, որոնցում կատարվում են բազմաբյուրեղային նյութերի նկարահանումները, պատրաստվում են 57.3 մմ տրամագծով։ Այդ դեպքում ստացված ռենտգենագրամայի վրա չափելով երկու սիմետրիկ գծերի հեռավորությունը մմ-երով` որոշվում է 20 անկյունը 21=20 աստիճաններով:

Խորանարդային բյուրեղից ստացած դեբայագրամի ինդեքսավորումը։ Ինդեքսավորել ռենտգենագրաման նշանակում է գտնել այն հարթությունների հkl միլլերյան ինդեքսները, որոնցից իրականացվել է ռենտգենյան դիֆրակցիան։ Վուլֆ-Բրեգի բանաձևից երևում է, որ տվյալ ճառագայթման դեպքում θ_{hkl} դիֆրակցիոն ուղղությունը կախված է d_{hkl} միջհարթությունային հեռավորությունից`



Նկ. 6.18. Տվյալ միլերյան ինդեքսնին համապատասխանող ռեֆլեքսները։

Քյուրեղագիտությունից հայտնի է, որ միջհարթությունային հեռավորությունները կախված են տարրական բջջի պարամետրերից: Այդ կախվածությունն ունի քառակուսային տեսք՝

$$\frac{n^2}{d_{hkl}^2} = f(a,b,c,\alpha,\beta,\gamma,h,k,l):$$
(6.13)

Որքան ցածր է բյուրեղի սիմետրիան, այնքան բարդ է տվյալ ֆունկցիան, այնքան դժվար է ինդեքսավորել։ Խորանարդային բյուրեղների համար f(a,b,c, α,β,γ , h,k,l) ֆունկցիան ունի պարզագույն տեսք՝

$$\left(\frac{n}{d_{hkl}}\right) = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2}:$$
 (6.14)

Տեղադրելով (6.14)-ը (6.12)-ի մեջ՝ կստանանք

$$\sin \theta_{hkl} = \frac{\lambda}{2a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$
: (6.15)

Եթե կառուցենք գրաֆիկ, որն արտահայտի sin θ_{hkl}-ի կախվածությունը $\frac{\lambda}{a}$ -ից, կստացվի մի ուղիղ գիծ, որի $\frac{\lambda}{a}$ առանցքի հետ կազմած անկյան տանգենսը հավասար կլինի $\frac{\lambda}{a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$: hkl որոշակի արժեքների դեպքում կստանանք որոշակի ուղիղների բազմություն։ Նախապես կազմենք գրաֆիկ՝ բոլոր հնարավոր (*hkl*) կոմբինացիաներով, այնուհետև ռենտգենագրամայից չափելով բոլոր գծերին համապատասխանող անկյունները, նրանց սինուսները նույն մասշտաբով տեղադրենք որևէ քանոնի վրա և վերջինիս զրոյական կետը համընկեցնելով $\frac{\lambda}{a}$ առանցքի սկզբնակետի հետ հորիրզոնական ուղղությամբ շարժենք, ապա ինչ որ մի դիրքում բոլոր մեր նշած կետերը միաժամանակ կհամընկնեն (hkl) գծերի հետ։ Այդ դիրքից որոշվում է ոչ միայն տվյալ գծին համապատասխանող հkl միլլերյան ինդեքսները, այլ նաև $\frac{\lambda}{a} = x$ մեծությունը, որը հնարավորություն է տալիս որոշելու նաև ցանցի a հաստատունը` $a = \frac{\lambda}{x}$:

Գանելով հkl ինդեքսները՝ կարելի է որոշել նաև ցանցի տեսակը։ Կարելի է ցույց տալ, որ եթե կազմենք այսպիսի հարաբերություն՝ sin θ_1^2 : sin θ_2^2 : sin θ_3^2 ...= Q_1^2 : Q_2^2 : Q_3^2 ..., որտեղ $Q^2 = h^2 + k^2 + l^2$, ապա պրիմիտիվ ցանցի դեպքում այդ հարաբերությունը կունենա այսպիսի տեսք՝ 1:2:3:4:5:6:8:9 ..., այսինքն՝ այս հաջորդականությունում կբացակայի 7 թիվը։ Ծավալակենտրոն ցանցի դեպքում կլինի՝ 1:2:3:4:5:6:7:8..., իսկ նիստակենտրոն ցանցի դեպքում՝ 3:4:8:11:12:16:19:20:24:27...:

Շատ անգամ էքսպոզիցիայի ժամանակ ռենտգենյան ճառագայթների փունջը մոնոքրոմատիկ չէ։ Դիֆրակցիային մասնակցում են թե k_{α} և թե k_{β} գծերը։ Դրա հետևանքով դժվարանում է ինդեքսավորումը, այսինքն՝ համընկում տեղի չի ունենում։ Դրանից խուսափելու համար ամհրաժեշտ է ֆիլտրել k_{β} գծերը և գործողություններ կատարել միայն k_{α} գծերի հետ։ Միևնույն հkl հարթություններից նրանք կանդրադառնան նույն անկյան տակ՝

$$2d_{hkl}\sin\theta_{\alpha} = n\lambda_{\alpha},$$

$$2d_{hkl}\sin\theta_{\beta} = n\lambda_{\beta}:$$

Վերջին առնչությունները բաժանելով իրար վրա՝ կստանանք՝

$$\frac{\sin\theta_{\alpha}}{\sin\theta_{\beta}} = \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_{\beta}}:$$

 λ_{α} և λ_{β} հայտնի են, իրարից քիչ են տարբերվում, ուստի նրանք ստացվում են իրար շատ մոտ ($\theta_{\beta} < \theta_{\alpha}$), իսկ ինտենսիվություններով նրանք խիստ տարբեր են՝ $\frac{I_{\alpha}}{I_{\beta}} \approx 5$:

Չափումներ

1. Պատրաստե՛ք նմուշ: Դրա համար 0.7 մմ տրամագծով հաղորդալարի վրա, որի երկարությունը 5-6 սմ է, շատ բարակ շերտով յուղ քսե՛ք, հետո թաթախե՛ք կոլոիդային (դոնդողանման) լուծույթի մեջ ու չորացրե՛ք։ Վերջինս հաղորդալարի վրայից հանելուց հետո ունենում է գլանի տեսք։ Այդ գլանաձև նմուշի մեջ լցրե՛ք հետազոտվող նյութը (փոշի կամ հեղուկ բյուրեղ)։ Այնուհետև, կտրե՛ք 13 մմ, ծայրերը փակեք պիցեինով, որպեսզի ուսումնասիրվող նյութը դուրս չթափվի։

- 2. Նմուշը տեղադրե՛ք Դեբայի խցիկի մեջ և սարե՛ք։
- 3. Լիցքավորե՛ք Դեբայի խցիկը ֆոտոթաղանթով։

4. Տեղադրե՜ք իսցիկը ռենտգենյան սարքի վրա, միացրե՜ք այն և համոզվե՜ք, որ ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունն առավելագույնն է։

 Միացրե՛ք ռենտգենյան սարքը և նկարահանե՛ք 2-3 ժամ պահածամով։

 Անջատե՛ք սարքը, մթության մեջ հանե՛ք ֆոտոթաղանթը, հայտածե՛ք և չորացրե՛ք:

7. Համարակալե՛ք դեբայագրամայի սիմետրիկ գծերը և յուրաքանչյուր զույգի համար չափե՛ք 21 հեռավորությունը:

8. Որոշե՛ք համապատասխան $\theta - b \, b \sin \theta - b$:

9. Ֆիլտրե´ք k_β ճառագայթման գծերը նիկելային ֆիլտրով:

10. Վերցրե՛ք ստվարաթղթից պատրաստված քանոն և նրա վրա որևէ կետ ընտրելով որպես սկզբնակետ, տեղադրե՛ք sin θ -ի համար ստացված արժեքները: Համեմատե՛ք այն sin $\theta = f(\frac{\lambda}{a})$ նույն մասշտաբով գրաֆիկի հետ:

11.Քանոնի սկզբնակետը պահելով աբսցիսների առանցքի վրա՝ օրդինատների առանցքին զուգահեռ այնքան տեղաշարժե՛ք, մինչև քանոնի վրա արված նշումները համընկնեն գրաֆիկի որոշակի գծերի հետ:

Աշխատանք 4. Ռենտգենաֆազային վերլուծություն

Շատ հաճախ ուսումնասիրվող նմուշը մեկից ավելի նյութերի իսառնուրդ է և անհրաժեշտություն է առաջանում պարզելու խառնուրդի բաղադրությունը։ Այս գործընթացը կոչվում է ֆազային վերլուծություն։ Ռենտգենաֆազային վերլուծության հիմնական առավելությունը այն է, որ ուսումնասիրվում է ինքնին մարմինը անփոփոխ վիճակում և վերլուծության անմիջական արդյունքն է լինում նյութի կառուցվածքային բաղադրությունը, ներառյալ բյուրեղային հնարավոր մոդիֆիկացիաները։ Քանի որ ռենտգենյան դիֆրակցիան իրականացվում է միայն բյուրեղներից, ապա այս մեթողով կարելի է կատարել միայն բյուրեղային նյութերից բաղկացած խառնուրդների ֆազային վերլուծություն։ Դիֆրակցիոն մեթոդները թույլ են տալիս նկատելու բյուրեղային ցանցի փոքրագույն փոփոխությունները՝ պայմանավորված արտաքին ազդեցություններով կամ ներքին լարումներով, որոնք անհասանելի են այլ մեթոդների համար։ Ատոմական կառուցվածքի և նյութի հատկությունների միջև կապի որոշումը թույլ է տալիս հիմնելու ռացիոնալ վերահսկում տեխնոլոգիական պրոցեսների վրա, բացահայտելու այդ հատկությունների փոփոխությունների պատճառները այս կամ այն ֆակտորի ազդեցության տակ, հնարավորություն է տալիս ավելի գիտակցաբար ղեկավարելու տեխնոլոգիական պրոցեսը և փոխել այն պետք եղած ուղղությամբ։

Նյութի հետազոտման համար պահանջվում են ոչ մեծ քանակություններ, ինչը հետազոտության ընթացքում չի քանդվում-քայքայում։



Նկ. 6.19. 1) Ռենտգենյան ճառագայթման խողովակ, 2) ճեղք, 3) նմուշ, 4) անկման անկյուն, 5) սահքի անկյուն, 6) հարթ մոնոքրոմատոր։

Հաճախ տարբեր նյութեր պատկանում են միևնույն սինգոնիային, ունենում են միանման էլեմենտար բջիջ, պատկանում են միևնույն տարածական խմբին և այլն։ Եթե իրար են խառնվել մեկից ավել նյութեր և նրանց մեջ քիմիական ռեակցիա չի գնացել, ապա ռենտգենյան նկարահանումների ժամանակ յուրաքանչյուրը տալիս է իր դիֆրակցիոն պատկերը՝ միևնույն ռենտգենյան թաղանթի վրա։ Հնարավոր է, որ բաղադրիչ նյութերի որոշ դիֆրակցիոն գծեր համընկնեն։ Այս դեպքում համընկած գծի ինտենսիվությունը պետք է լինի համընկնող գծերի ինտենսիվությունների գումարը։ Այս ամենը իրականացնելուց հետո անհրաժեշտ է նույնականացնել խառնուրդի բաղադրությունը։

Սա որակական ֆազային վերլուծության հիմնական խնդիրն է։

Տրված խառնուրդից պատրաստում են նմուշ, ստանում են նրա դեբայագրաման, չափում բրեգյան անկյունների [Θ_n] հանրույթը, հաշվում՝

- նրանց համապատասխանող միջհարթությունային հեռավորությունները $\left[\frac{d}{n}\right]$,
- համեմատում համապատասխան ինտենսիվությունները։



Նկ. 6.20 Բազմաբյուրեղից ստացված դեբայագրաման (a-բյուրեղից, b -լիոտրոպ հեղուկ բյուրեղից)։

Այնուհետև, տվյալների հանրույթով, լրացված օժանդակ ինֆորմացիայով, գտնում են նմուշը կազմող բաղադրյալ նյութերը և բյուրեղագիտական ֆազերը:

Չափումներ

- 1. Պատրաստե՛ք նմուշ։
- 2. Նմուշը տեղադրե՛ք Դեբայի խցիկի մեջ։
- 3. Լիցքավորե՛ք Դեբայի խցիկը ֆոտոթաղանթով։

- 4. Այն տեղադրե՜ք ռենտգենյան սարքի վրա, միացրե՛ք սարքը և համոզվե՜ք, որ ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունն այդ դիրքում առավելագույնն է, հակառակ դեպքում օգտվելով խցիկի տեղաշարժման հարմարանքներից, ստացե՛ք ընկնող ճառագայթի առավելագույն ինտենսիվությունը:
- 5. Նկարահանումը կատարե՛ք 2-3 ժամ։
- Անջատե՛ք սարքը, մթության մեջ, հանե՛ք ռենտգենյան ֆոտոթաղանթը, հայտածեք, ֆիքսե՛ք և չորացրե՛ք:
- Համարակալե՛ք դեբայագրամայի սիմետրիկ գծերը և յուրաքանչյուր զույգի համար չափե՛ք 21 հեռավորությունը ИЗА -2 иարքի միջոցով:
- 8. Որոշե´ք համապատասխան Θ-ները, sin θ-ները, $\frac{d}{n}$ -երը:
- 9. Գնահատե՛ք նրանց հարաբերական ինտենսիվությունները։
- 10. Ստացված $\{\frac{d}{n}\}$ և նրանց համապատասխան $\{I\}$ հանրույթը համեմատե՛ք տեղեկատուի համապատասխան արժեքների հետ:
- 11. Օգտվելով ստացված արժեքներից` նույնականացրե՛ք բաղադրյալ նյութերը։

ՀԱՎԵԼՎԱԾՆԵՐ

Հավելված 1։ Տեսողություն։ Աչք

Տեսողությունը պատկերների միջոցով ընկալելու ունակությունն է: Արտաքին աշխարհի մասին տեղեկությունների մոտ 90%-ն ընկալում ենք տեսողության միջոցով: Այն պայմանավորված է լուսազգացողության, առարկայի ձևի և չափերի որոշման, շարժման ընկալման, գունային տեսողության և բինոկուլյար տեսողության ֆունկցիաներով:



Նկ. Հ1.1: Աչքի կառուցվածքը: Ratina-ցանցաթաղանթ, Cornea-եղջերաթաղանթ, Iris-ծիածանաթաղանթ, Lens-ոսպնյակ, Retinal blood vessels-ցանցաթաղանթի արյունատար անոթներ, Macula-արատ:

Տեսողական վերլուծիչն ընդգրկում է աչքը (ակնագունդը), տեսողական նյարդն ու գլխուղեղում տեղադրված տեսողական կենտրոնները։ Ակնագունդը տեղադրված է ոսկրային ձագարում` ակնախոռոչում։ Ակնագունդը շարժող մկանների կծկումների շնորհիվ մարդը կարողանում է փոխել հայացքի ուղղությունը։

Կառուցվածքը Թաղանթներ

Ակնագունդն ունի մի քանի *թաղանթ*, արտաքինը` սպիտակուցային թաղանթը սպիտակ անթափանց հյուսվածք է, որն աչքի առաջնային մասում վերածվում է թափանցիկ եղջերաթաղանթի։ Սպիտակուցաթաղանթի տակ գտնվում է ակնագնդին արյուն մատակարարող անոթաթաղանթը։

Եղջերաթաղանթի հետևում տեղակայված է ծիածանաթաղանթը: Ծիածանաթաղանթի կենտրոնում կա կլոր անցք՝ բիբը և դրանից կախված՝ աչք են ընկնում լույսի մեծ կամ փոքր քանակությամբ ճառագայթներ: Ծիածանաթաղանթի հյուսվածքը պարունակում է մելանին կոչվող հատուկ ներկող նյութ, որի քանակությունից է կախված աչքի գույնը (մոխրագույն, երկնագույնից մինչև դարչնագույն, համարյա սև): Մելանինի բացակայության ժամանակ լույսի ճառագայթներն աչք են թափանցում նաև ծիածանաթաղանթի միջոցով և աչքն ունենում է կարմրավուն երանգ։ Լույսի ճառագայթների քանակից կախված՝ բիբը կարող է լայնանալ կամ նեղանալ։

Բիբի հետևում գտնվում է ակնաբյուրեղը, ինչն ունի երկուռուցիկ ոսպնյակի ձև, շրջապատված նուրբ պատյանով։ Ակնաբյուրեղը հեշտությամբ փոխում է կորությունը և հնարավոր դարձնում տարբեր հեռավորության վրա գտնվող առարկաները տեսնելը։ Այն ակնագնդի ամենաուժեղ լուսաբեկիչ միջավայրն է։ Ակնագնդի ներսի մասը լցված է թափանցիկ, դոնդողանման զանգվածով՝ ապակենման մարմնով։

Յանցաթաղանթ

Աչքի ներսային մակերևույթը ծածկված է բարակ, խիստ բարդ կառուցվածք ունեցող թաղանթով՝ ցանցաթաղանթով։ Այն պարունակում է լույսը զգացող բջիջներ՝ ցուպիկներ և շշիկներ։ Այդ բջիջներից դուրս եկող նյարդաթելերը հավաքվում են և կազմում տեսողական նյարդը, որն ուղղվում է դեպի գլխուղեղ։ Յուպիկները (մոտ 130 մլն) գրգռվում են նույնիսկ թույլ լույսով և գույնն ընկալելու հատկություն չունեն, իսկ շշիկները (մոտ 7 մլն) գրգռվում են պայծառ լույսով և ընկալում գույնը։ Ցուպիկները հավասարաչափ են տեղաբաշխված ցանցաթաղանթում։ Ցանցաթաղանթի մեջտեղում բիբի դիմաց, գտնվում է սրվակների մի կույտ՝ դեղին բիծը։ Ուստի մենք առավել հստակ տեսնում ենք այն առարկաները, որոնք գտնվում են բիբի դիմաց։

Ակնագնդերի շարժումները և դրանց համաձայնեցվածությունն իրականացնում են աչքի 6 մկանները։ Թարթչային մկանի օգնությամբ ոսպնյակը փոխում է իր ձևը, դառնում ավելի կամ պակաս ուռուցիկ և համապատասխանաբար՝ ուժեղ կամ թույլ բեկում աչքի մեջ ընկնող ճառագայթները։ Ոսպնյակի այդ հատկությունն անվանում են աչքի ակոմոդացիա։ Այն հնարավորություն է տալիս պարզորոշ տեսնել տարբեր հեռավորության վրա գտնվող առարկաները՝ ապահովելով դիտվող առարկայից եկող ճառագայթների կիզակետի համատեղումը ցանցաթաղանթի հետ:

Տարբերում են համաչափ, հեռատեսային և կարճատեսային բեկունակություն։ Համաչափ բեկունակության դեպքում առարկաներից եկող զուգահեռ ճառագայթների կիզակետը համընկնում է ցանցաթաղանթի լուսազգաց շերտի հետ, որով ապահովվում է առարկայի ճշգրիտ պատկերը տեսնելը։ Հեռատես աչքն օժտված է համեմատաբար թույլ բեկունակությամբ` առարկաներից եկող ճառագայթները կիզակետվում են ցանցաթաղանթի հետևում։ Կարճատես աչքում առարկաներից եկող ճառագայթները կիզակետվում են ցանցաթաղանթի առջևում։ Կարճատես աչքը լավ է տեսնում միայն մոտ գտնվող առարկաները։ Հեռատեսության կամ կարճատեսության աստիճանի մասին դատում են աչքին դրված տեսապակիների օպտիկական ուժով, այդ տեսապակիները բեկունակության հանգստի պայմաններում այնպես են փոխում աչքն ընկնող զուգահեռ ճառագայթների ուղղությունը, որ դրանք կիզակետվում են ցանցաթաղանթի վրա։



Նկ. Հ1.2: Աչքի ակոմոդացիոն համակարգը։ Ոսպնյակի կորության փոփոխությունը և պատկերի առաջացումը ցանցաթաղանթի վրա։

Տեսողության խանգարումներ

Տեսողության տարածված խանգարումներ են կարճատեսությունը և հեռատեսությունը, որոնք լինում են բնածին և ձեռքբերովի։ Բնածին կարճատես մարդկանց ակնագունդը երկարացած է, և աչքից հեռու գտնվող առարկաների պատկերներն առաջանում են ոչ թե ցանցաթաղանթի վրա, այլ նրա առջևի մասում։ Ձեռքբերովի կարճատեսությունը զարգանում է ակնաբյուրեղի ուռուցիկության մեծացման հետևանքով։ Այն կարող է առաջանալ ոչ ճիշտ նյութափոխանակության, աչքի հիգիենայի կանոնները չպահպանելու դեպքում։ Կարճատես մարդկանց հեռու գտնվող առարկաների ուրվագծերն աղոտ են թվում։ Երկգոգավոր ոսպնյակներով ակնոցները փոքրացնում են լույսի ճառագայթների բեկումը, և առարկայի պատկերը տեղափոխվում է ցանցաթաղանթի վրա։

Բնածին հեռատեսության դեպքում ակնագունդը կարճացած է, որի պատճառով մոտ գտնվող առարկաների հստակ պատկերներն առաջանում են ցանցաթաղանթի հետևում։ Ձեռքբերովի հեռատեսությունը զարգանում է ակնաբյուրեղի ուռուցիկության փոքրացման հետևանքով։ Երկուռուցիկ ոսպնյակներով ակնոցները մեծացնում են ճառագայթների բեկումը և օգնում են մոտ գտնվող առարկաների պատկերը ցանցաթաղանթի վրա առաջանալուն։

Հավելված 2. Հոլոգրաֆիա

Հոլոգրաֆիան, որպես պատկերների գրանցման և վերականգնման մեթող, երբեմն ներկայացվում և ընկալվում է որպես եռաչափ գործառույթ, ինչպիսին մենք տեսնում ենք շրջակա իրականությունը։ Արդյունքի տեսանկյունից դա գուցե և մոտ է իրականությանը, սակայն երկու աչքերի միջոցով տեսնելու և հոլոգրաֆիկ մեթոդով պատկերների ձևավորման և վերարտադրության ֆիզիկական սկզբունքների միջև կան էական տարբերություններ։ Չուտ ֆիզիկայի տեսանկյունից ավելի հարմար է հոլոգրաֆիան ընկալել որպես օպտիկական դիսցիպլին, լրացնող տրադիցիոն լուսանկարչության որոշ սահմանափակություններ, ինչպիսիք են.

- Պատկերի ձևավորման օպտիմալ պայմանները բավարարվում են միայն դիտման օբյեկտի օպտիկական համակարգի առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ գտնվող կետերի համար։ Դրա արդյունքում կորում է դիտման օբյեկտի ծավալայնությունը։
- Լուսանկարը կամ էկրանին պատկերը հնարավորություն չեն տալիս դիտարկելու օբյեկտը տարբեր կողմերից, ինչը կարելի է անել օբյեկտի նկատմամբ։
- Ֆոտոթիթեղի մակերևույթի յուրաքանչյուր տեղամասում ֆիքսվում է օբյեկտի որոշակի դետալի պատկերը և նեգատիվի մասի օգնությամբ հնարավոր չի դիտել օբյեկտի ամբողջական պատկերը:

Պարզվում է, որ նշված սահմանափակումները գալիս են նրանից, որ ֆոտոգրաֆական մեթոդը թույլ չի տալիս օգտագործելու լուսային ալիքներում առկա ֆազային ինֆորմացիան։

Օպտիկական ինֆորմացիայի հոլոգրաֆիական մեթոդում իրականացվում է օբյեկտից անդրադարձած ալիքային դաշտի (առարկայական ալիքի) և ամպլիտուդների և ֆազերի գրառումը։ Հիմնական գաղափարն այստեղ այն է, որ լուսանկարվում է ոչ թե ինքնին առարկայական ալիքի, այլ այդ դաշտի՝ կոհերենտ հենային ալիքի հետ ինտերֆերենցիայի պատկերը։ Իսկապես, ինտերֆերենցիոն պատկերի տեսքը կախված է ոչ միայն ամպլիտուդներից, այլ նաև ինտերֆերենցող դաշտերի ֆազերից։ Առարկայական և հենային ալիքների ինտերֆերենցիայի պատկերը, գրառված ֆոտոթիթեղի վրա կոչվում է հոլոգրամ։ Հոլոգրամը առարկայական ալիքի վերաբերյալ պարունակում է ամբողջական ինֆորմացիա՝ ալիքի և ամպլիտուդները և ֆազերը։

Իսկ առարկայական ալիքի վերականգնման համար բավական է լինում լուսարկել հոլոգրամը հենային ալիքով։

Ասվածից պարզ է, որ հոլոգրաֆիայի համար էական է հենային ալիքի կոհերենտությունը, ինչպես նաև օբյեկտը լուսավորող ալիքի կոհերենտությունը։ Դա է պատճառը, որ չնայած հոլոգրաֆիայի հիմնական գաղափարները ձևակերպվել էին դեռևս 1948 թ.-ին Գաբորի կողմից, առաջին հաջող փորձարարական իրականացումը տեղի է ունեցել 1964 թ.-ին, լույսի կոհերենտ ճառագայթման աղբյուրների՝ լազերների ստեղծումից հետո։



Նկ. Հ2.1

Լուսային դաշտի գրանցման սխեման հոլոգրաֆիայում պատկերված է Նկ. Հ2.1-ում։ Լազերային կոհերենտ փունջը բաժանվում է երկու մասի։ Մի` ազդանշանային կոչվող փունջը լուսավորում է
օբյեկտը, իսկ մյուսը՝ հենայինը, ուղղակի ընկնում է ֆոտոթիթեղի վրա։ Օբյեկտից անդրադարձած լույսը կազմում է առարկայական փունջը և նույնպես գնում է դեպի ֆոտոթիթեղ, ուր ինտերֆերենցում է հենային ալիքի հետ։ Ինտերֆերենցիայի պատկերը գրանցվում է ֆոտոթիթեղի վրա և հայտածումից հետո կազմում է հոլոգրամը։ Այն յուրատեսակ երկչափ (երբեմն եռաչափ) ստրուկտուրա է։

Oբյեկտի կողմից արձակված դաշտի վերականգնման համար լուսարկում են հենային փնջով (Նկ. Հ2.2):



Նկ. Հ2.2

Փունջը դիֆրակցվում է հոլոգրամի վրա, որի հետևանքով առաջանում են դիֆրակցված ալիքներ, որոնցից մեկը իր կառուցվածքով ճշգրիտ կրկնում է օբյեկտից նախկինում արձակված առարկայական փունջը։ Այսպես տեղի է ունենում լուսային դաշտի վերականգնումը։



Նկ. Հ2.3

Վերականգնված ալիքային դաշտի միջոցով կարելի է ստանալ օբյեկտի ոչ մեկ պատկեր, այլ պատկերների նույնպիսի բազմություն, որը կարելի է դիտել՝ փոխելով օբյեկտի դիտման պայմանները։ Դրանում է կայանում հոլոգրամի ամենաէական տարբերությունը սովորական ֆոտոնկարահանումից։ Օբյեկտի գոյության պայմաններում կարելի է վերականգնել ծավալայնությունը եռաչափ օբյեկտի դիտման ժամանակ, ինչպես նաև վերականգնել օբյեկտի մակերեսի գունավորվածությունը առանց գունավոր լուսանկարչության մեթոդներին դիմելու:

Ծավալայնության էֆֆեկտը տեսանելի է Նկ. Հ2.3-ում։ Բերված նկարներում կարելի է պարզորոշ տարբերակել շախմատային ֆիգուրների դասավորության տեսանելի նկարները։ Բոլոր պատկերները ստացված են միևնույն հոլոգրամից, բայց լուսանկարելիս ֆոտոապարատը տեղակայված է եղել լուսարկվող հոլոգրամի նկատմամբ տարբեր դիրքերում։ Դիտվող էֆֆեկտը նույնական է նրա հետ, ինչ տեղի կունենար շախմատի տախտակի և նրա վրա դասավորված ֆիգուրների նկատմամբ ֆոտոապարատի կամ դիտողի աչքերի տեղաշարժման ժամանակ։

Հավելված 3. Միջուկամագնիսական ռեզոնանս (ՄՄՌ)

Նախ նկատենք, որ չնայած անվանման մեջ «միջուկ» բառի առկայությանը տրադիցիոն միջուկային ֆիզիկային որևէ առնչություն չունի, ներառյալ միջուկային ռադիոակտիվությանը։ Երևույթը հիմնված է այն բանի վրա, որ յուրաքանչյուր միջուկ օժտված է I սպինով և դրա հետ կապված $\mu = g_1 \frac{e\hbar}{2m_p} I$ մագնիսական մոմենտով (g_1 համեմատականության գործակիցը կոչվում է միջուկային gֆակտոր, իսկ m_p -ն պրոտոնի զանգվածն է) և այդ մոմենտը արտաքին B_0 մագնիսական դաշտում տեղադրելիս (Նկ. Հ3.1) փոխազդեցության $W = -\mu \cdot B_0$ պոտենցիալ էներգիան ընդունում է միայն հավասարահեռ դիսկրետ արժեքներ, քանի որ համաձայն քվանտային մեխանիկայի օրենքների, այդպես է իրեն պահում I սպինի պրոյեկցիան, ընդունելով միայն $I_z = \hbar m_1 (m_1 = -I, -I + 1, ..., I)$ արժեքներ։



Նկ. Հ3.1

Եթե մագնիսական միջուկները ճառագայթել են փոփոխական մագնիսական դաշտով, որի հաճախությունը համապատասխանում է այդ դիսկրետ էներգետիկ մակարդակների միջև տարբերությանը, ապա մագնիսական միջուկներն սկսում են անցնել մի մակարդակից մյուսը` կլանելով մագնիսական դաշտի էներգիա: Այլ հաճախությունների դեպքում անցումներ տեղի չեն ունենում: Դրանում էլ կայանում է մագնիսական ռեզոնանսի երևույթը: Փորձնականորեն այն ուղղակիորեն դրսևորվում է դաշտի էներգիայի` հաճախությունից Նկ. Հ3.2 տեսքի կախվածությամբ, երբ ռեզոնանսի պայմանի բավարարման դեպքում կլանումը կտրուկ կերպով մեծանում է:



Նկ. Հ3.2

Առաջին ՄՄԴ սպեկտրոմետրերը այդպես էլ աշխատում էին: Փորձանմուշը տեղադրվում էր հաստատուն մագնիսական դաշտում և նրա վրա գցվում էր անընդհատ ռադիոհաճախային ճառագայթում։ Հետո սահուն կերպով փոխվում էր կամ փոփոխական դաշտի հաճախությունը կամ հաստատուն մագնիսական դաշտի լարվածությունը: Փոփոխական դաշտի էներգիայի կյանումը գրանցվում էր ռադիոհաճախային կամրջակով, որից ազդանշանը դուրս էր բերվում տպիչի կամ օգիլոգրաֆի վրա։ Սակայն ազդանշանի գրանցման այս մեթոդը ներկայումս չի օգտագործվում։ Ժամանակակից ՄՄԴ սպեկտրոմետրերում սպեկտրը գրանցվում է իմպուլսների միջոցով։ Միջուկների մագնիսական մոմենտները գրգռվում են կարճ հզոր իմպուլսով, որից հետո գրանցվում է ռադիոհաճախային կոճում ինդուկցված էլեկտրաշարժ ուժը, պայմանավորված մագնիսական մոմենտների մարող ամայիտուղով ազատ պրեցեսիալով։ Մագնիսական մոմենտները վերադառնում են հավասարակշիռ վիճակ, որն ունեին մինչև կարճ իմպուլսով գրգռվելը (մագնիսական ռելաքսացիա)։ Կոճում ինդուկցված ազդանշանը օսցիլացվելով ձգտում է զրոյի, ինչպես սխեմատիկորեն ցույց է տրված Նկ. Հ3.3-ի ձախակողմյան գրաֆիկում։ ՄՄԴ սպեկտրը ստազվում է այդ կորի Ֆուրյե-ձևափոխության միջոզով։ Այն լայնորեն հայտնի մաթեմատիկական գործառույթ է, ինչը թույլ է տալիս կամալական ֆունկցիա (այս դեպքում ժամանակային) վերլուծելու որոշակի ամպիտուղներով ներդաշնակ տատանումների սպեկտրի (նկարում աջակողմյան գրաֆիկը)։ Սպեկտրի գրանցման այս մեթողը էականորեն նվազ աղմուկներով է զուգորդված և իրակականացվում է անհամեմատ արագ։



Նկ. Հ3.3

Կիրառական հնարավորությունների տեսանկյունից սկզբունքային կարևորություն ունի այն, որ մոլեկուլի կազմության մեջ մտնող ատոմների միջուկները փոխազդում են միմյանց և մոլեկուլի էլեկտրոնային քաղանթի հետ։ Այդ փոխազդեցություններն ազդում են ռեզոնանսի պարամետրերի վրա և դրանց միջոցով կարելի է տարասեռ ինֆորմացիա ստանալ մոլեկուլների հատկությունների մասին՝ օրիենտացիաները, տարածական ստրուկտուրաները, միջմոլեկուլային փոխազդեցությունները, քիմիական փոխանակումները, պտտական և տեղափոխական դինամիկան։ Դրա շնորհիվ ՄՄԴ-ը վերածվել է մոլեկուլային մակարդակում նյութի հետազոտման հզոր մեթոդի, ինչը գլխավորապես օգտագործվում է քիմիայում և մոլեկուլային կենսաբանության մեջ։

Որպես օրինակ, ներկայացնենք, այսպես կոչված, քիմիական շեղումը: Էությունը կայանում է նրանում, որ մոլեկուլի էլեկտրոնային թաղանթը դիամագնիսական նյութերում մի փոքր վերադասավորվում է այնպես, որ որոշ չափով էկրանավորում է արտաքին մագնիսական դաշտը: Կարևորվում է այն, որ մագնիսական դաշտի շեղման չափը վակուումային արժեքից տարածապես տարբեր է, քանի որ էլեկտրոնային թաղանթի *հաւրկությունները* մոլեկուլի տարբեր մասերում տարբեր են: Համապատասխանաբար մոլեկուլի տարբեր մասերում տարբեր են լինում նաև մագնիսական ռեզոնանսների պայմանները: Մոլեկուլային ջրածնի կամ ջրի մոլեկուլի ջրածնային ՄՄՈսպեկտրներում, օրինակ, կլինի միայն մեկ գիծ, քանի որ դրանք գտնվում են կատարելապես նույն պայմաններում։ Սակայն մեթիլային սպիրտում (CH_3OH) արդեն առկա են երկու գծեր, մեկը՝ CH_3 մեթիլային խմբի պրոտոններով, մյուսը՝ թթվածնի ատոմի հետ կապված OH խմբի պրոտոնով։ Մոլեկուլի կառուցվածքի բարդացմանը զուգընթաց մեծանում է նաև ռեզոնանսային գծերի թիվը։ Նկ. Հ3.4-ում բերված է սպիտակուցային մակրոմոլեկուլի ՄՄԴ սպեկտրի մոտավոր տեսքը։



Նկ. Հ3.4

ՄՄԴ-ի համար առավել կարևոր միջուկները պրոտոններն են։ Բնությունում դրանք ամենից շատն են և ունեն շատ բարձր զգայնություն: Քիմիայի և կենսաբանության համար շատ կարևոր են ածիածնի, ազոտի և թթվածնի միջուկները, սակայն դրանց որոշ իզոտոպեր չունեն մագնիսական մոմենտ, իսկ ունեցողների համեմատական տարածվածությունը բնության մեջ փոքր է և զգայնությունն էլ մեթոդի նկատմամբ այնքան բարձր չէ: Հարկ է լինում դիմելու հարստացման ծախսատար միջոցների, որոնք երբեմն միակ հնարավորությունն են լինում անհրաժեշտ ինֆորմացիան ստանալու։

Տոմոգրաֆիա։ Եթե մագնիսական դաշտը փորձանմուշի ներսում դարձնենք խիստ անհամասեռ, ապա դա բացում է ՄՄՌ-ի առջև սկզբունքային նոր հնարավորություններ։ Անհամասեռ դաշտն ստեղծվում է, այսպես կոչված, գրադիենտային կոճերով, որոնք գործում են հիմնական մագնիսի հետ միասին։ Այս դեպքում մագնիսական դաշտի մեծությունը փորձանմուշի տարբեր մասերում տարբեր է լինում: Իսկ դա նշանակում է, որ ՄՄԴ ազդանշանը կարելի է դիտել n_{2} pt uuppnyuuuu unphuuuu uuppuuuu uuppuuuu uuppuuuu uuppuuuu uuppupnմետրում է, այլ միայն որոշակի փոքր տեղամասից, որի համար բավարարված է ռեզոնանսի պայմանը մագնիսական դաշտի մեծության և գրգռող իմպույսի հաճախության միջև։ Փոխելով մագնիսական ղաշտի մեծությունը (կամ դիտման ազդանշանի հաճախությունը)՝ կարելի է փոխել տեղամասը, որը տալիս է ազդանշանը։ Այսպիսով, կարելի է «սկանավորել» փորձանմուշի ամբողջ ծավալը և «տեսնել» նրա ներքին եռաչափ կառուցվածքը՝ որևէ կերպ մեխանիկական քանդման չենթարկելով փորձանմուշը։ Պրակտիկայի տեսանկյունից ամենահետաքրքիր և կարևոր կիրառությունը ՄՄԴ-տոմոգրաֆիան գտել է բժշկության մեջ։ Այս դեպքում հետազոտվող «փորձանմուշ» հանդիսանում է մարդու մարմինը։ ՄՄԴ-տոմոգրաֆիան ամենաէֆֆեկտիվ և անվնաս (նաև թանկարժեք) դիագնոստիկական մեթոդներից է բժշկության ամենատարբեր բնագավառներում, օնկոլոգիայից մինչև մանկաբարձություն: Ժամանակակից աշխատանքային սարքի արտաքին տեսքը և դրա միջոզով ստազված մարդու գլխուղեղի տոմոգրաֆիկ պատկերը բերված են Նկ. Հ3.5 և Նկ. Հ3.6-ում: Նկատենք, որ մեթոդի բժշկական անվանման մեջ «միջուկային» բաոր բացակայում է հասկանայի մեկնաբանությամբ։



Նկ. Հ3.5

Նկ. Հ3.6

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿԸ

1. Под ред. Л.Л. Гольдина. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Москва, Наука, 1973.

2. Под ред. К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. Лабораторный практикум по физике. Москва, Высшая школа, 1988.

3. Н.А. Бахтин, Г.Я. Кирсанов, А.М. Осинцев. Лабораторный практикум по оптике. Учебное пособие. Кемерово, 1996.

4. Մինասյանց Մ.Խ., Խաչատրյան Ժ.Բ., Տեր-Գևորգյան Է.Ի., Բադալյան Հ.Գ., Մահտեսյան Վ.Փ., Քարաջյան Է.Հ. Օպտիկայի լաբորատոր աշլսատանքների ձեռնարկ, Երևան, ԵՊՀ, 2001։

5. А.И. Бугрова, В.А. Горбаренко, Е.Д. Мишина, Ю.И. Туснов. Физическая оптика. Москов, Московский технический университет, 2002.

6. Е.С. Буянова. Методические указания к лабораторным работам. Спектральный анализ. Екатеринбург, Уральский госунт., 2005.

7. Г.А. Кузнецова. Качественный рентгенофазный анализ. Методические указания. Иркутск, 2005.

8. Под ред. В.Н. Александрова. Лабораторный практикум по физике. Москва, МПГУ, 2010.

9. А.Е. Бурученко, В.А. Захарова, В.Л. Серебренников, и др. Оптика и атомная физика. Лабораторный практикум. Красноярск, Сиб. Фед. Унив., 2011.

10. М.Л. Кыцевол. Рентгеновский метод диагностики и качественного фазового анализа минералов. Днепропетровск, 2012.

11. С.А. Киров, С.В. Колесников, А.М. Салецкий, Д.Э. Харабадзе. Лабораторный практикум по физике. Лаб. работа. Изучение pn-перехода и выпрямительных схем на полупроводниковых диодах. Москва, МГУ, 2015.

12. В.И. Сундуков, Р.Г. Яхин. Методические указания к лабораторным работам по физике. Лабор. работа N 86, Изучение работы лазера, Казань, 2015.

13. U. Schnars, C. Falldorf, J. Watson, W. Juptner. Digital Holography and Wavefront Sensing. Ch. 2: Fundamental principles of holography. Berlin, Springer-Verlag, 2015.

Բովանդակություն

1. ԵՐԿՐԱՉԱՓԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱՅԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ	3
Աշխատանք 1. Գոգավոր և ուռուցիկ հայելիների կիզակետային	
հեռավորության չափումը12	2
Աշխատանք 2. Հավաքող և ցրող ոսպնյակների կիզակետային	
հեռավորությունների չափումը15	5
Աշխատանք 3. Օպտիկական սարքերի մոդելավորումը և դրանց	
խոշորացման որոշումը17	7
Աշխատանք 4. Նյութի բեկման ցուցչի որոշումը Աբբեի	
ռեֆրակտամետրի միջոցով23	3
2. ԼՈՒՅՍԻ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ԲՆՈՒՅԹԸ։ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱ ԵՎ	
ԴԻՍՊԵՐՍԻԱ27	7
Աշխատանք 1. Լույսի ալիքի երկարության որոշումը Նյուտոնի	
օղակներով և Ֆրենելի երկպրիզմայով42	2
Աշխատանք 2. Պրիզմային մոնոքրոմատոր48	3
Աշխատանք 3. Ինտերֆերոմետր։ Լուծույթի կոնցենտրացիայի և	
բեկման ցուցչի որոշումը Ռելեյի ինտերֆերոմետրով53	3
Աշխատանք 4. Օպտիկական ապակու դիսպերսիայի որոշումը	
գոնիոմետրի միջոցով57	7
3. ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ62	3
Աշխատանք 1. Ֆրենելի դիֆրակցիան կլոր անցքից և կլոր	
սկավառակից73	3
Աշխատանք 2. Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիան ուղղանկյուն երկար	
մեղքից81	l
Աշխատանք 3. Դիֆրակցիոն ցանց89)
4. ԼՈՒՅՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ102	2
Աշխատանք 1. Մալյուսի օրենքի ստուգումը110)
Աշխատանք 2. Բրյուստերի օրենքի ստուգումը111	l
Աշխատանք 3. Լույսի բևեռացման հարթության պտույտը114	1
5. ՁԵՐՄԱՅԻՆ ԵՎ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ճԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐ118	3
Աշխատանք 1. Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունի որոշումը 132	2

Աշխատանք 2. Սպեկտրամետրի աստիճանավորումը	.134
Աշխատանք 3. Ռիդբերգի հաստատունի որոշումը	.137
Աշխատանք 4. Նյութի սպեկտրալ վերլուծություն	.139
Աշխատանք 5. p-n տիպի կիսահաղորդչային լազերի	
աշխատանքը	.142
6. ՌԵՆՏԳԵՆԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆ	.148
Աշխատանք 1. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը և ցրումը	.150
Աշխատանք 2. Նյութի կառուցվածքային վերլուծության Լաուեի	
մեթոդը․․․․․	.156
Աշխատանք 3. Բազմաբյուրեղների հետազոտման Դեբայի-Շերկ	ւրի
մեթոդը	.164
Աշխատանք 4. Ռենտգենաֆազային վերլուծություն	.171
ՀԱՎԵԼՎԱԾՆԵՐ	.175
Հավելված 1։ Տեսողություն։ Աչք	.175
Հավելված 2. Հոլոգրաֆիա	.179
Հավելված 3. Միջուկա-մագնիսական ռեզոնանս (ՄՄՌ)	.183
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿԸ	.189

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՍԱԼՍԱՐԱՆ Ֆիզիկայի ֆակուլտետ Ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոն

Ա. Մուրադյան, Ա. Գևորգյան, Հ. Երիցյան, Հ. Բադալյան, Լ. Գրիգորյան, Մ. Հարությունյան, Ժ. Նինոյան, Լ. Հովհաննիսյան, Մ. Ստեփանյան

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ

Օպտիկա և ատումային ֆիզիկա

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի Հրատ. սրբագրումը՝ Լ. Հովհաննիսյանի

Տպագրված է «Time to Print» օպերատիվ տպագրությունների սրահում։ ք. Երևան, Խանջյան 15/55

> Ստորագրված է տպագրության` 22.07.2019: Չափսը` 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը` 12: Տպաքանակր` 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1 www.publishing.am