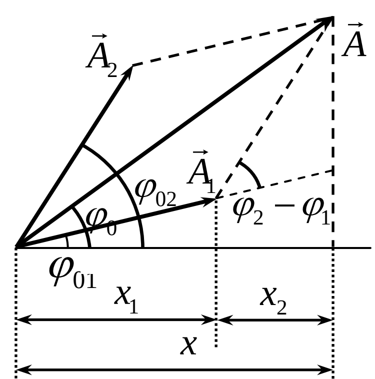
<u>Տատանումների վերադրում: Ներդաշնակ տատանումների վեկտորական դիագրամը:</u>

Համակարգում տեղի ունեցող տատանումների դիտարկման ժամանակ հնարավոր են այնպի-սի դեպքեր, երբ համակարգը նկարագրող ֆիզիկական մեծություններից որևէ մեկը միաժամանակ մասնակցում է մի քանի տատանումների: Այդ դեպքում նշված ֆիզիկական մեծությունը կատարում է մի նոր՝ արդյունարար բարդ շարժում, որը այս տատանումների գումարն է: Եթե, օրինակ, զսպանակը, որի մի ծայրին ամրացված է գնդիկը, կախենք այն վագոնի առաստաղից, որը ճոճվում է զսպանակների վրա, ապա գնդիկի շարժումը Երկրագնդի մակերևույթի նկատմամբ բաղկացած կլինի Երկրագնդի նկատմամբ վագոնի տատանումներից և վագոնի նկատմամբ գնդիկի տատանումներից: Անհրաժեշտություն է առաջ գալիս որոշել այդ *տատանումների վերադրումից* առաջացած արդյունարար շարժման տեսքը: Պարզենք, թե ինչպես կարելի է գտնել այդ մի քանի տատանումների մասնակցող ֆիզիկական մեծության արդյունարարը, որը այդ տատանումների գումարն է:

Ենթադրենք մարմինը միաժամանակ մասնակցում է x առանցքի երկայնքի ուղղությամբ տեղի ունեցող երկու՝ նույն ω հաճախությամբ ներդաշնակ x_1 և x_2 տատանումների: Տատանում-ների A_1 և A_2 լայնույթները և φ_{01} ու φ_{02} սկզբնական փուլերը տարբեր են: Գտնենք $x_1 = A_1\cos\left(\omega t + \varphi_{01}\right)$ և $x_2 = A_2\cos\left(\omega t + \varphi_{02}\right)$ տատանումների գումարը : Ակնհայտ է, որ արդյունարար տատանումը կլինի $x = x_1 + x_2 = A\cos\left(\omega t + \varphi_0\right)$: Այս երկու ներդաշնակորեն փոփոխվող ֆիզիկական մեծությունների գումարը բնութագրող A և φ մեծությունները որոշելու նպատակով օգտվենք այդ մեծությունների գրաֆիկական նկարագրման ամենադիտողական *վեկտորական դիագրամների կամ լայնույթի պտտվող վեկտորի* մաթեմատիկական մեթոդից:

Վեկտորական դիագրամը կառուցելու համար տանենք x առանցք, որի վրա ընտրված O կետով տանենք x առանցքի հետ $\varphi = \omega t + \varphi_0$ անկյուն կազմող $\vec{A}$ վեկտորը: $\vec{A}$-ի երկարությունը (մոդուլը), նախօրոք ընտրված մասշտաբի համաձայն, ընտրենք հավասար տատանվող մեծության լայնույթին (տես նկար): $\vec{A}$ վեկտորի $x = A\cos\varphi$ պրոեկցիան x առանցքի վրա մեծությամբ հավասար կլինի տատանվող մեծության արժեքին ժամանակի t պահին: Պատկերացնենք, որ $\vec{A}$ վեկտորն ω անկյունային արա-գությամբ պտտվում է նկարի հարթությանն ուղ-ղահայաց, O կետով անցնող առանցքի շուրջ՝ ժամացույցի սլաքի շարժման հակառակ ուղղությամբ: Այդ դեպքում



լայնույթի վեկտորի x առանցքի հետ կազմած φ անկյունը, ժամանակից կախված, գծայնորեն կաճի $\varphi = \omega t + \varphi_0$ օրենքի համաձայն, իսկ ցանկացած պահին լայնույթի պրոյեկցիան հորիզոնական առանցքի վրա կպատկերի փոփոխվող ֆիզիկական մեծության ակնթարթային $x = A\cos(\omega t + \varphi_0)$ արժեքը: Այսպիսով, ներդաշնակ տատանումը կարելի է ներկայացնել որպես կամայականո րեն ընտրված առանցքի վրա վերցրված, մոդուլով տատանման լայնույթին հավասար, $\vec{A}$ վեկտորի պրոեկցիա:

Կից բերված դիագրամից երևում է, որ $x = x_1 + x_2$-ը $\vec{A}_1$ և $\vec{A}_2$ վեկտորների գումար՝ $\vec{A}$ վեկ-տորի պրոեկցիան է x-առանցքի վրա: Հետևաբար x-ի մեջ մտնող A-ի արժեքը կարելի է գտնել $\vec{A}$, $\vec{A}_1$ և $\vec{A}_2$ վեկտորներով կազմված եռանկյունուց, կիրառելով կոսինուսների թեորեմը, ըստ որի $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})$: Արդյունարար տատանման φ_0 սկզբնական փուլը ևս գտնվում է գծագրից և տրվում է $tg\varphi_0 = \dfrac{A_1 \sin\varphi_{01} + A_2 \sin\varphi_{02}}{A_1 \cos\varphi_{01} + A_2 \cos\varphi_{02}}$ արտահայտությամբ: Այսպիսով, նույն հաճախությամբ և ուղղությամբ տեղի ունեցող ներդաշնակ տատանումներին մասնակցող մարմինը կատարում է ներդաշնակ տատանում նույն ուղղությամբ և հաճախությամբ: Սակայն արդյունարար տատանման լայնույթը կախված է լինում գումարվող տատանումների $(\varphi_{02} - \varphi_{01})$ փուլերի տարբերությունից: 1) Երբ $(\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \pm 2\pi n (n = 0,1,2,\ldots)$, ապա $A = A_1 + A_2$, այսինքն արդյունարար տատանման լայնույթը հավասար է գումարվող տատանումների լայնույթների *գումարին*: 2) Երբ $(\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \pm\pi(2n+1)(n = 0,1,2,\ldots)$, ապա $A = |A_1 - A_2|$, այսինքն արդյունարար տատանման լայնույթը հավասար է գումարվող տատանումների լայնույթների *տարբերությանը*:

Կոհերենտ ալիքներ: Ալիքների ինտերֆերենց: Ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների և մինիմումների պայմանները:

Տարբեր աղբյուրներից առաջացած ալիքները տարածվելիս կարող են տարածության որոշակի տիրույթում հանդիպել միմյանց, և արդյունքում տարածության այդ տեղամասում գումարվել (*վերադրվել*): Արդյունարար տատանման լայնույթը, ինչպես տեսանք նախորդ պարագրաֆում, կարող է մեծանալ ($A = A_1 + A_2$) կամ փոքրանալ ($A = |A_1 - A_2|$)՝ կախված հանդիպող ալիքների տատանումների փուլերի տարբերությունից: Պարզվում է, որ այդ մեծացումն ու փոքրացումը պայմանավորված են նաև վերադրվող ալիքների հատկություններից: Ընդհանրապես, եթե ժամանակի և տարածության մեջ մի քանի տատանողական կամ ալիքային պրոցեսներ ընթանում են մեկը մյուսի հետ *համաձայնեց-*

ված, ապա այդ պրոցեսները անվանում են *կոհերենտ* : Ալիքները համարվում են կոհերենտ, եթե նրանց *փուլերի տարբերությունը ժամանակի մեջ մնում է հաստատուն* (չի փոփոխվում), և եթե այդ *ալիքները մեներանգ են* (մոնոքրոմատիկ են), այսինքն ունեն միայն մեկ որոշոկի հաճախություն: Ակնհայտ է, որ *կոհերենտ* կարող են լինել միայն այն ալիքները, որոնք ունեն *նույն հաճախությունը*: Երբ կոհերենտ ալիքների վերադրման հետևանքով ***տարածության որոշակի տեղամասում դիտվում է արդյունարար ալիքի լայնույթների իրար հաջորդող մեծագույնների և փոքրագույնների տարածական որոշակի բաշխվածությամբ պատկեր, որը ժամանակի մեջ կայունացված է***, ապա այդ երևույթը ընդունված է անվանել *ինտերֆերենցիայի երևույթ*, իսկ ստացված պատկերը՝ *ինտերֆերենցիոն պատկեր*: Այստեղ կարևոր է ֆիքսել այն փաստը, որ ինտերֆերենց կդիտվի միայն այն դեպքում, եթե վերադրվող ալիքներում տատանման ուղղություններն իրար զուգահեռ են (օրինակ՝ փոխուղղահայաց լինելու դեպքում վերադրման արդյունքում կդիտվի ոչ թե ինտերֆերենցի երևույթ այլ կստացվի բնեռացված լույս):

Օպտիկական տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Լուսային ալիքների ինտերֆերենց:

Բնության մեջ տեղի ունեցող երևույթների շարքում կարևորություն ներկայացնող երևույթների թվին են պատկանում լույսի հետ կապված երևույթները: Ֆիզիկայի այն բաժինը, որն ուսումնասիրում է է լուսային երևույթները, կոչվում է *օպտիկա*, իսկ իրենք երևույթները `*օպտիկական* : Ժամանակակից տեսակետի համաձայն, որը հիմնվում է համապատասխան ուսումնասիրությունների արդյունքների վրա, լույսը բարդ երևույթ է: Մի դեպքերում այն իրեն դրսևորում է որպես էլեկտրամագնիսական ալիք, ինչպես, օրինակ, տարբեր տիրույթների ռադիոալիքները, մյուս դեպքերում՝ որպես հատուկ մասնիկների (ֆոտոնների) հոսք:

Լույսի վերաբերյալ ուսումնասիրությունները մենք կսկսենք այն երևույթներից, որոնց բացատրության հիմքում ընկած է լույսի *ալիքային բնույթի* վրա հիմնված տեսակետը: Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, լույսի ֆիզիոլոգիական, ֆոտոքիմիական, ֆոտոէլեկտրական և այլ ազդեցությունները առաջ են գալիս հիմնականում ալիքի էլեկտրական վեկտորի ազդեցությամբ: Այդ իսկ պատճառով, հետագայում *ալիքի լուսային վեկտոր* ասելով ի նկատի կունենանք էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորը՝ $E = A\cos(\omega t - kr + \alpha)$: Հարթ ալիքի դեպքում A լայնույթը հաստատուն է, սֆերիկ ալիքի դեպքում A-ն համեմատական է $1/r$ և այլն:

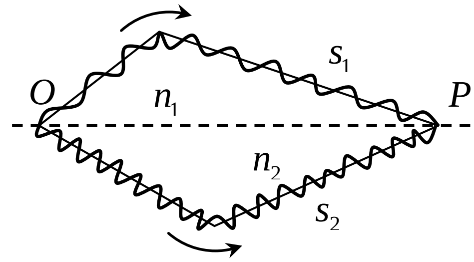
Տեսանելի լույսի ալիքի երկարությունները ընդգրկված են $0,40$ մկմ-ից մինչև $0,76$ մկմ սահմաններում, որին համապատասխանում է հաճախությունների $0,39 \cdot 10^{16}$ Հց-ից մինչև $0,75 \cdot 10^{16}$ Հց տիրույթը:

Դիցուք երկու նույն հաճախությամբ լուսային ալիքներ վերադրվում են տարածության մի ինչ-որ կետում: Արդյունարար տատանման լայնույթը կլինի՝

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos\delta ,$$

որտեղ $\delta = (\alpha_2 - \alpha_1)$-ն ալիքների սկզբնական փուլերի տարբերությունն է : Ոչ կոհերենտ ալիքների դեպքում δ-ն անընդհատ փոփոխվում է, ընդունելով հավասար հավանականությամբ կամայական արժեքներ, ինչի հետևանքով $\cos\delta$-ի միջինը ըստ ժամանակի հավասար է զրոյի: Այդ իսկ պատճառով $\langle A^2 \rangle = \langle A_1^2 \rangle + \langle A_2^2 \rangle$: Հաշվի առնենք, որ լուսային ալիքով տեղափոխվող էներգիայի հոսքի խտության միջին արժեքի մոդուլը, որն անվանում են *լույսի* I *ինտենսիվություն*, Պոյնտինգի վեկտորի միջոցով որոշվում է $I = \langle \vec{S} \rangle = \langle [\vec{E}\vec{H}] \rangle$ բանաձևով: Քանի որ էլեկտրամագնիսական ալիքում $\vec{E} \perp \vec{H}$ և $E\sqrt{\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu_0}$, ապա $I \sim EH \sim E^2 \sim A^2$: Ուրեմն, լույսը՝ համասեռ միջավայրում տարածվելու դեպքում կարելի է համարել, որ ինտենսիվությունը համեմատական է լուսային ալիքի լայնույթի քառակուսուն՝ $I \sim A^2$: Այստեղից եզրակացնում ենք, որ ***ոչ կոհերենտ*** լուսային ալիքների վերադրումից ստացվող ալիքի ինտենսիվությունը հավասար է առանձին ալիքների ինտենսիվությունների գումարին՝ $I = I_1 + I_2$:

Կոհերենտ ալիքների դեպքում $\cos\delta$ ընդունում է ժամանակի մեջ հաստատուն (բայց տարածության յուրաքանչյուր կետի համար իր սեփական) արժեքը, այնպես որ $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\delta$: Տարածության այն կետերում, որտեղ $\cos\delta > 0$, I-ն կգերազանցի $(I_1 + I_2)$-ը: Այն կետերում, որոնց համար $\cos\delta < 0$, I-ն փոքր կլինի $(I_1 + I_2)$-ից: Այսպիսով , կոհերենտ լույսային ալիքների վերադրման ժամանակ տեղի է ունենում ***լուսային հոսքի վերաբաշխում տարածության մեջ, ինչի արդյունքում որոշ կետերում առաջանում են ինտենսիվությունների առավելագույններ (մաքսիմումներ), մյուսներում՝ նվազագույններ (մինիմումներ): Այս երևույթը կոչվում է ալիքների ինտերֆերենց***_, որի դիտման համար վերադրվող ալիքները պետք ՝ է լինեն կոհերենտ: Լույսի աղբյուրներում ճառագայթումը կազմավորվում է ատոմների կողմից 10^{-8}վ-ի կարգի ժամանակամիջոցներում առաքված ալիքներից, որոնց արդեն գրաված տարածությունը 3մ-ի կարգի է (ալիքի շարքալուծեր - train): Նոր շարքալուծի փուլը ոչ մի կերպ կապված չի նախորդ շարքալուծի փուլի հետ, այնպես որ արդյունարար ալիքի փուլը ենթարկվում է պատահական փոփոխությունների: Ուրեմն որպեսզի ինտերֆերենցիոն պատկերը դիտարկելի դարձվի, պետք է նույն աղբյուրի ալիքները *բաժանել*, և այնուհետ նրանց *միաբերել*, ընդ որում ճանապարհների օպտիկական երկարությունների տարբերությունը չպետք է գերազանցի շարքալուծի երկարությունը:



Դիցուք, բաժանումը կոհերենտ ալիքների տեղի է ունենում տարածության O կետում: Մինչև միաբերման P կետը հասնելը առաջին բաժանված ալիքը n_1 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրում անցնում է s_1 ճանապարհ, իսկ երկրորդը՝ n_2 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրում անցնում է s_2 ճանապարհ: Եթե O կետում տատանման փուլը ωt է, ապա առաջին ալիքը P կետում կգրգռի $A_1\cos\omega\left(t-s_1/\mathbf{v}_1\right)$, իսկ երկրորդ ալիքը՝ $A_2\cos\omega\left(t-s_2/\mathbf{v}_2\right)$ տատանում ($\mathbf{v}_1=c/n_1$ և $\mathbf{v}_2=c/n_2$ ալիքների փուլային արագություններն են): Ուրեմն P կետը հասնող ալիքների փուլերի տարբերությունը հավասար կլինի $\delta=\omega\left(\frac{s_2}{\mathbf{v}_2}-\frac{s_1}{\mathbf{v}_1}\right)=\frac{\omega}{c}\left(n_2s_2-n_1s_1\right)$: Քանի որ $\omega/c=2\pi\nu/c=2\pi/\lambda_0$, ($\lambda_0$-ն ալիքի երկարությունն է վակուումում), ապա փուլերի տարբերության համար կստանանք $\delta=\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$, որտեղ $\Delta=n_2s_2-n_1s_1=L_2-L_1$ կոչվում է *ընթացքների օպտիկական տարբերություն* և հավասար է L_1 և L_2 ***օպտիկական երկարությունների տարբերությանը***: Երբ $\delta=\pm2\pi m\Rightarrow\cos\delta=+1$, P կետում ստացվում է ինտերֆերենցիոն *առավելագույն (մաքսիմում)*: Երբ $\delta=\pm\pi\left(2m+1\right)\Rightarrow\cos\delta=-1$, P կետում ստացվում է ինտերֆերենցիոն *նվազագույն (մինիմում)*: Սա համապատասխանում է նրան, որ լուսային ալիքների ինտերֆերենցիոն վերադրման ժամանակ ինտերֆերենցիոն առավելագույնի և նվազագույնի ստացման պայմաններն են՝

$$\Delta=\pm m\lambda_0\quad\left(m=0,1,2,\ldots\right)\rightarrow\max,\qquad \Delta=\pm\left(m+\tfrac{1}{2}\right)\lambda_0\quad\left(m=0,1,2,\ldots\right)\rightarrow\min:$$

Օգտվելով այս բանաձևերից՝ կարելի է հաշվարկել երկու աղբյուրներից ստացվող ինտեֆերենցիոն պատկերի տեսքը (Տես համապատասխան լաբորատոր աշխատանքի բացատրագիրը):

Հյույգենսի սկզբունքը: Լույսի դիֆրակցիա: Հյույգենս-Ֆրենելի սկզբունքը:

Դիտարկումները ցույց են տալիս, որ ալիքները տարածման պրոցեսում արգելքներ հանդիպելիս որոշակի պայմաններում (երբ արգելքների չափերը ալիքի երկարության կարգի են) շրջանցում են դրանք: Այս երևույթի գոյությունը հաստատվում է, օրինակ, ձայնի լսելի լինելով անգամ այն դեպքում, երբ բարձրախոսի առջև դրվում է խոչընդոտ, ինչը հետևանք է ձայնային ալիքների կողմից նրանց հանդիպող արգելքի շրջանցման: Այս երևույթը դիտելի է հեղուկի մակերևույթով տարածվող ալիքների դեպքում: Այդ ալիքի ճանապարհին արգելք (օրինակ լայն տախտակ) տեղադրելիս տատանումները նկատելի կերպով հայտնվում են տախտակի ետևում:

Ընդհանրապես, *ալիքների կողմից նրանց հանդիպող արգելքների շրջանցման ե-րևույթը*, կամ ավելի լայն իմաստով՝ *ալիքների վարքի շեղման երևույթը երկրաչափա-կան օպտիկայի օրենքներից* արգելքներ հանդիպելիս, ***կոչվում է դիֆրակցիա*** :

Դիֆրակցիայի երևույթը, որը ընդհանուր է բոլոր ալիքային պրոցեսների համար, դիտվում է նաև լուսային ալիքի դեպքում: *Լույսի դիֆրակցիա* է կոչվում այն երևույթների համախումբը, որ դիտվում են լույսի տարածման ժամանակ խիստ անհամասեռություն-ներ ունեցող միջավայրում, երբ լույսն անցնում է նեղլիկ անցքերի միջով, անթափանց մարմինների եզրերի մոտով և այլն, և որոնք պայմանավորված են լույսի ալիքային բը-նույթով: Դիֆրակցիայի բացատրությունը հնարավոր է տալ *Հյուգենսի սկզբունքի* օգնու-թյամբ, ըստ որի տարածության յուրաքանչյուր կետ, ուր հասնում է ալիքըի ճակատը, ծա-ռայում է որպես երկրորդային ալիքների աղբյուր, իսկ բոլոր կետերի երկրորդային ա-լիքների ճակատների ***պարուրիչը*** տալիս է ալիքային ճակատի դիրքը ժամանակի հա-ջորդ պահին: Կառուցելով երկրորդային ալիքների պարուրիչը որոշակի պահի համար՝ կարող ենք տեսնել, որ ալիքի ճակատը մասամբ հայտնվում է երկրաչափական ստվերի տիրույթում, այսինքն ալիքը կարողանում է շրջանցել ճեղքի եզրերը: Դիֆրակցիայի դիտ-ման հնարավորությունը կախված է լուսային ալիքի և անհամասեռությունների չափերի հարաբերակցությունից (պետք է նույն կարգի մեծություններ լինեն):

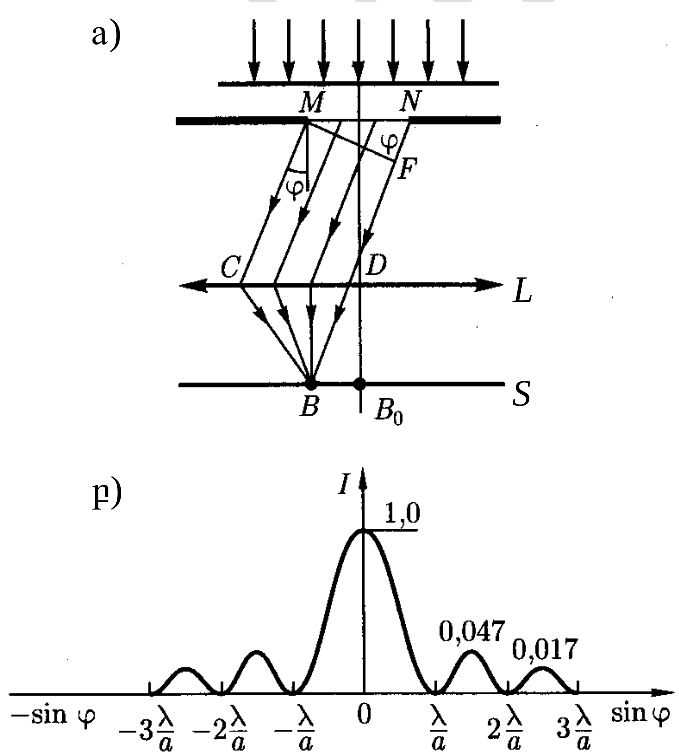
Հյուգենսի սկզբունքը հնարավորություն է տալիս լուծել *միայն լուսային ճակատի* ***տարածման ուղղության*** խնդիրը և ըստ էության չի շոշափում տարբեր ուղղությամբ տարածվող ալիքների ինտենսիվության հարցը: Այդ պակասը լրացրեց Ֆրենելը, որը Հյույգենսի սկզբունքի մեջ ֆիզիկական իմաստ մտցրեց, *լրացնելով այն ինտերֆերենցիայի գաղափարով*: Նա առաջարկեց տվյալ պահին ալիքի ճակատը կառուցելիս հաշվի առնել *երկրորդային ալիքների լայնույթները և փուլերը*, և ալիքը ներկայացնել որպես կոհե-րենտ երկրորդային ալիքների վերադրման (սուպերպոզիցիայի) արդյունք: Դրա շնորհիվ տարրական ալիքների պարուրիչը, որը Հյուգենսը զուտ ձևականորեն էր ներմուծել, ստա-ցավ պարզ ֆիզիկական բովանդակություն, որպես մի մակերևույթ, որտեղ տարրական ալիքների փոխադարձ ինտերֆերենցի շնորհիվ արդյունարար ալիքն ունի զգալի ինտեն-սիվություն:

<u>Հարթ ալիքի դիֆրակցիան մեկ ճեղքից (Ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիա):</u>

Այն դեպքում երբ լույսի դիֆրակցիա դիտարկելիս լույսի աղբյուրը և դիտման կետը անվերջ հեռացված են դիֆրակցիա առաջացնող արգելքից (սարքից), ապա ասում են, որ գործ ունենք *Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիայի (զուգահեռ ճառագայթների դիֆրակ-*

ցիայի) հետ: Որպեսզի իրականացվի այդ տեսակի դիֆրակցիա, բավարար է լույսի կետային աղբյուրը տեղադրել հավաքող ոսպնյակի կիզակետում, իսկ դիֆրակտային պատկերը հետազոտել արգելքից հետո տեղադրված երկրորդ հավաքող ոսպնյակի կիզակետային հարթության մեջ:

Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիան ճեղքից ուսումնասիրելու համար, դիտարկենք $MN = a$ լայնության նեղ ճեղքը, որը լուսավորված է ճեղքի հարթությանը նորմալի ուղղությամբ տարածվող λ ալիքի երկարությամբ զուգահեռ մեներանգ ճառագայթների փնջով (տես նկարը): Հյուգենսի սկզբունքի համաձայն՝ ճեղքի յուրաքանչյուր լուսավորված կետ տատանման աղբյուր է, այսինքն՝ նոր երկրորդային սֆերիկ ալիքների կենտրոն: Այդ կոհերենտ ալիքները ճեղքի մյուս կողմում տարածվում են բոլոր ուղղություններով: L ոսպնյակի կիզակետային հարթության մեջ տեղավորված S էկրանի յուրաքանչյուր կետում կհավաքվեն ճեղքի տարբեր կետերից եկող զուգահեռ ճառագայթները, որոնք կունենան ընթացքների տարբերություն, հետևաբար կառաջացնեն ինտերֆերենցիոն պատկեր: Էկրանի վրա կարող են հանդիպել միևնույն փուլերով ալիքներ, այդ դեպքում տեղի է ունենում տատանումների ուժեղացում, հակառակ փուլերի դեպքում՝ տատանումների թուլացում:



Դիտարկենք նորմալի հետ կամայականորեն ընտրած φ անկյան տակ տարածվող միմյանց զուգահեռ ճառագայթները և որոշենք նրանց հետագա ինտերֆերենցիոն վերադրման արդյունքը: Այդ նպատակով ճեղքի հարթությանը զուգահեռ ալիքային մակերևույթի բաց մասը տրոհենք *հավասար լայնության գոտիների (**Ֆրենելի գոտիների**)* այնպես, որ հարևան գոտիների եզրերից մինչև դիտարկմամ B կետը ճառագայթների ընթացքների տարբերությունը լինի $\lambda/2$: Ընթացքների Δ տարբերությունը δ փուլերի տարբերության հետ կապված է $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$ առնչությամբ: Այդ դեպքում հարևան երկու գոտիների համար $\delta = \pi$, և այդ գոտիներից եկած ճառագայթներն էկրանի B կետում հանդիպում են հակառակ փուլերով և միմյանց մարում են: Այժմ M կետից ND ճառագայթի վրա իջեցնենք ուղղահայաց: Ակնհայտ է, որ $\angle NMF$ անկյունը հավասար է φ-ին : Նկարից երևում է, որ a լայնության ճեղքի եզրերից դուրս եկած MC և ND ճառագայթների ընթացքների տարբերությունը $\Delta = NF = a\sin\varphi$ է: Տվյալ՝ $\Delta = a\sin\varphi$ ընթացքներիի տարբերության դեպքում գոտիների k թիվը ճեղքում կորոշվի $k = \dfrac{a\sin\varphi}{\lambda/2}$ բանաձևով, որտեղից $a\sin\varphi = k\dfrac{\lambda}{2}$: Եթե k -ն զույգ թիվ է ($k = 2m$) , ապա հարևան գոտիների յուրաքանչյուր զույգի կողմից առաքված տատանումները, վերադրվելով B կետում, փոխադարձաբար կմարեն միմյանց, և արդյունարար լայնույթը հավասար կլինի զրոյի: Գոտիների կենտ թվի դեպքում ($k = 2m+1$), գոտիներից մեկի ազդեցությունը մնում է չկոմպենսացված, և B կետում դիտվում է տատանումների ուժեղացում: Այսպիսով, a լայնություն ունեցող մեկ ճեղքի համար ինտերֆերենցիոն *նվազագույնի պայմանը* կլինի.

$a\sin\varphi = \pm 2m \lambda/2 \qquad (m = 1, 2, 3, \ldots)$, իսկ առավելագույնի պայմանը՝ $a\sin\varphi = \pm(2m+1)\lambda/2 \ (m = 1, 2, 3, \ldots)$:

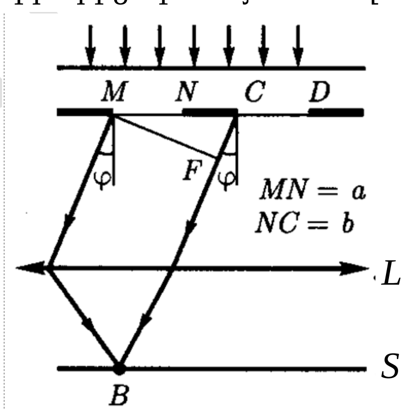
Նշենք, որ $\varphi = 0$ ուղղությամբ տարածվող ճառագայթների համար ճեղքը գործում է որպես Ֆրենելի մեկ գոտի, և այդ ուղղությամբ տարածվող լույսը դիտման B_0 կետում առաջացնում է առավելագույն (մաքսիմում), որին անվանում են ***կենտրոնական դիֆ-րակտային առավելագույն*** :

Լույսի ինտենսիվության բաշխումը ոսպնյակի կիզակետային հարթության մեջ ցույց է տրված նկ. **բ**)-ում: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ կենտրոնական և հաջորդող մաքսիմումների ինտենսիվությունները հարաբերվում են ինչպես $1:0,047:0,017:\ldots$, այ-սինքն՝ լուսային էներգիայի հիմնական մասը ամփոփվում է կենտրոնական մաքսի-մումում:

Դիֆրակտային շերտերի դիրքը որոշող $\sin\varphi$ մեծությունները, իսկ փոքր անկյունների դեպքում իրենք' φ անկյունները, համեմատական են ալիքի երկարություններին: Հետևաբար, ալիքի տարբեր երկարություն ունեցող ճառագայթների համար էկրանի վրա լուսավոր շերտերն իրար վրա չեն վերադրվի, այլ կդասավորվեն իրար զուգահեռ՝ ալիքի երկարության մեծացման կարգով: Սպիտակ լույսը ճեղքով անցնելու դեպքում տարալուծվում է բաղադրիչ մասերի՝ էկրանի վրա առաջացնելով դիֆրակտային պատկեր (գունավոր շերտերի հաջորդականություն): Նկատենք, որ դիֆրակցիան դիտելու համար անհրաժեշտ է գոնե առաջին երեք մաքսիմումի առկայությունը:

<u>Դիֆրակտային ցանց: Ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիան միաչափ դիֆրակտային ցանցի վրա:</u>

Դիտարկելով Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիան մեկ ճեղքից, մենք տեսանք, որ առաջին, երկրորդ և այլն կարգի դիֆրակտային մաքսիմումների ինտենսիվությունները շատ անգամ փոքր են կենտրոնական մաքսիմումի ինտենսիվությունից (գրեթե անդիտելի են), հետևաբար դիֆրակացիան մեկ ճեղքից արտահայտիչ չէ և դժվար դիտելի է: Բայց եթե նկատի ունենանք, որ ինտենսիվության բաշխումը էկրանի վրա որոշվում է դիֆրակտված ճառագայթների տարածման φ ուղղությամբ (φ ուղղությամբ տարածվող զուգահեռ ճառագայթները հավաքվում են էկրանի նույն կետում), ապա կարելի է եզրակացնել, որ ճեղքի տեղաշարժը ինքն իրեն զուգահեռ դեպի աջ կամ դեպի ձախ, չպետք է փոխի դիֆրակտային պատկերի դիրքը էկրանին: Ուրեմն, եթե մեկ ճեղքի փոխարեն վերցնենք բազմաթիվ զուգահեռ միանման ճեղքերի համախումբ, ապա այդպիսի համակարգից ստացվող դիֆրակտային պատկերը կդառնա ավելի ինտենսիվ և դիտելի: Այդպիսի՝ միանման, *անթափանց միջնորմներով բաժանված, միևնույն լայնությունն ունեցող զուգահեռ ճեղքերից կազմված համախումբը կոչվում է* ***դիֆրակտային ցանց*** : Գործնականում դիֆրակտային ցանց ստանալու համար ապակու մակերևույթին, իրարից միևնույն հեռավորության վրա՝ կտրիչով գծում են զուգահեռ շտրիխների շարք: Գծված մասերը լույսը ցրում են և գործնականորեն անթափանց են: Չվնասված մասերը շատ նեղ թափանցիկ դիֆրակտային ճեղքեր են: Ներկայումս պատրաստվող լավ դիֆրակտային ցանցերը մեկ միլիմետրի վրա ունենում են մինչև 6000 ճեղք:



Դիտարկենք դիֆրակցիան N ճեղքերից: Միանման ճեղքերի համակարգով (դիֆրակտային ցանց) լույսի անցման դեպքում դիֆրակցիոն պատկերը բավականաչափ բարդանում է: Քննարկումների պարզեցման նպատակով, սկզբում դիտարկենք երկու հարևան ճեղքից առաջացող դիֆրակցիոն պատկերը: Կից նկարում բերված են միայն հարևան երկու՝ MN և CD ճեղքերը: Եթե յուրաքանչյուր ճեղքի լայնությունը a է, իսկ նրանց միջև անթափանց տեղամասերի լայնությունը՝ b, ապա $d = a + b$ մեծությունը կոչվում է *դիֆրակտային ցանցի հաստատուն (պարբերություն)*: Դիցուք λ ալիքի երկարություն ունեցող լույսը նորմալի ուղղությամբ ընկնում է ցանցի վրա (տես նկար): Քանի որ ճեղքերը գտնվում են մեկը մյուսից միևնույն հեռավորության վրա, ապա հարևան ճեղքերից գնացող ճառագայթների Δ ընթացքների տարբերությունը տվյալ φ ուղղության համար ամբողջ դիֆրակտային ցանցի սահմաններում կլինեն նույնը և հավասար $\Delta = CF = (a+b)\sin\varphi = d\sin\varphi$: Ակնհայտ է, որ այն ուղղություններով, որոնցով ճեղքերից ոչ մեկը լույս չէր տարածում, լույս չի տարածվի նաև երկու և ավելի չեղքերի դեպքում: Այսինքն, ինտենսիվության ***նախկին (գլխավոր) նվազագույնները*** կդիտվեն այն նույն ուղղություններով, որոնք որոշվում էին $a\sin\varphi = \pm m\lambda$ $(m = 1, 2, 3, \ldots)$ բանաձևով :

Բացի այդ, որոշ ուղղություններով կդիտվի երկու ճեղքերից ուղարկված լուսային ճառագայթների մարում փոխադարձ ինտերֆերենցիայի հետևանքով, այսինքն կառաջանան ***լրացուցիչ նվազագույններ***: Ակնհայտ է, որ այդ լրացուցիչ նվազագույնները կդիտվեն այն ուղղություններով, որոնք համապատասխանում են երկու ճեղքերի ձախ ծայրակետերից եկող ճառագայթների $\lambda/2, 3\lambda/2, \ldots$, ընթացքների տարբերությանը: Այսպիսով, ունենում ենք ***լրացուցիչ նվազագույնների պայմանը*** որոշող $d\sin\varphi = \pm(2m+1)\lambda/2 \ (m = 0,1,2,\ldots,)$ բանաձևը: Ճշմարիտ է նաև հակառակը՝ մի ճեղքի ազդեցությունը կարող է ուժեղացվել մյուսի ազդեցությամբ, եթե տեղի ունի $d\sin\varphi = \pm 2m\lambda/2 = \pm m\lambda \ (m = 0,1,2,\ldots,)$ պայմանը: Սա ***գլխավոր առավելագույնների պայմանը*** որոշող բանաձևն է:

Ամփոփելով, կարող ենք փաստել, որ երկու ճեղքից ստացվող դիֆրակցիոն պատկերի լրիվ տեսքը ստացվում է հետևյալ պայմաններից.

1.գլխավոր նվազագույնները՝ $a\sin\varphi = \pm 2m\dfrac{\lambda}{2}, \quad m = 1,2,3\ldots$,

2.լրացուցիչ նվազագույնները՝ $d\sin\varphi = \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \ldots$,

3.գլխավոր առավելագույններ՝ $d\sin\varphi = \pm 2m\dfrac{\lambda}{2} \quad m = 0,1,2,3\ldots$:

Երբ դիտարկում ենք N ճեղքերով դիֆրակցիոն ցանցը, ապա գլխավոր նվազագույնների և առավելագույների պայմանը մնում է նույնը, իսկ լրացուցիչ նվազագույնների պայմանը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝ $d\sin\varphi = \pm\dfrac{m'\lambda}{N} \ (m' \neq 0, N, 2N, \ldots)$, որտեղ m'-ը կարող է ընդունել բոլոր ամողջ թվերի արժեքներ, բացի նրանցից, որոնք համապատասխանում են գլխավոր առավելագույնի պայմանին: Այսպիսով, N ճեղքերի դեպքում, երկու գլխավոր առավելագույնների արանքում շարադասվում են $(N-1)$ լրացուցիչ նվազագույններ: Դրանք բաժանված են *երկրորդային առավելագույններով*, որոնք ստեղծում են շատ թույլ ֆոն (ճարճատյուն): Որքան մեծ լինի ճեղքերի քանակը, այնքան մեծ լուսային էներգիա կանցնի ցանցի միջով, այնքան շատ նվազագույններ կառաջանան հարևան գլխավոր առավելագույնների արանքում, հետևաբար, ավելի ինտենսիվ և սուր կլինեն առավելագույները: Դիֆրակցիոն պատկերում գլխավոր առավելագույնների քանակը չի կարող գերազանցել $m \leq d/\lambda$: