

7. ДЫСПЕРСІЯ СВЯТЛА

Тэрмін «дысперсія» паходзіць ад лац. *dispersio* — рассеянне. Дысперсія хваль абумоўлена залежнасцю фазавай хуткасці гарманічнай хвалі ад яе частаты. Паколькі паказчык праламлення хвалі $n = c/v$, то мае месца залежнасць n ад частаты хвалі.

Калі фазавая хуткасць хваль у некаторым прамежку частот застаецца пастаяннай, то ў гэтым прамежку дысперсія адсутнічае. Прыкладам з'яўляюцца электрамагнітныя хвалі ў вакууме. У большасці выпадкаў дысперсія абумоўлена мікрамаштабнымі ўласцівасцямі асяроддзя (ваганнямі атамаў і малекул, іх цеплавым рухам, крышталічнай структурай і г. д.).

У XIX ст. Дж. Максвелам былі распрацаваны асновы электрамагнітнай тэорыі святла. Гэтая тэорыя абапіралася на адзінства электрамагнітных і аптычных з'яў і дазваляла высветліць сэнс многіх аптычных велічынь і законаў. Аднак тэорыя Максвела не змагла растлумачыць з'яву дысперсіі святла. Узнікла неабходнасць у дадатковай тэорыі, якая змагла б даць тлумачэнне вынікам эксперыментальных даследаванняў дысперсіі. Гэта магчыма толькі на аснове электроннай тэорыі рэчыва. Некаторыя спробы ў дадзеным накірунку былі зроблены яшчэ раней, каб растлумачыць з'явы рэфракцыі і дысперсіі.

7.1. Нармальняя і аномальная дысперсіі святла

Як паказваюць даследаванні, паказчык праламлення n усіх рэчываў залежыць ад даўжыні хвалі святла:

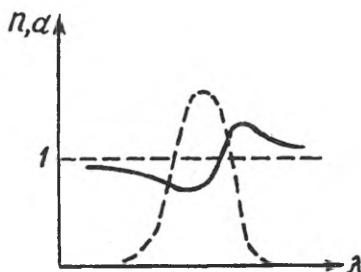
$$n = f(\lambda),$$

дзе λ — даўжыня светлавой хвалі.

Фізічныя з'явы, якія абумоўлены залежнасцю паказчыка праламлення рэчыва ад даўжыні светлавой хвалі, атрымалі назву *дысперсіі святла*. Першыя даследаванні дысперсіі святла былі зроблены



Рыс. 7.1.



Рыс. 7.2.

Ньютанам у 1672 г., які назіраў раскладанне ў спектр пучка белага святла пры праходжанні яго праз прызму.

Велічыню $d = dn/d\lambda$ называюць *дысперсіяй рэчыва*. Для рэчываў, што празрыстыя ў дадзенай вобласці спектра, паказчык праламлення n павялічваецца з памяншэннем даўжыні хвалі λ (рыс. 7.1). Пры гэтым $dn/d\lambda < 0$. Такую дысперсію святла называюць *нармальнай*.

Калі рэчыва паглынае частку прамянёў, то ў вобласці паглынання паказчык праламлення n павялічваецца з павелічэннем даўжыні хвалі λ (рыс. 7.2). Пры гэтым $dn/d\lambda > 0$ і такая дысперсія святла называецца *анамальнай*. Штрыхавая крывая на рыс. 7.2 паказвае залежнасць каэфіцыента паглынання святла рэчывам ад даўжыні хвалі.

Анамальная дысперсія ўпершыню была выяўлена ў 1862 г. французскім фізікам Ф. Леру (1832 — 1907) пры праходжанні святла праз пару ёду.

Увогуле для кожнага рэчыва існуе не адна, а некалькі абласцей або палос паглынання. Таму поўная дысперсійная карціна рэчыва складаецца з абласцей аномальнай дысперсіі і абласцей нармальнай дысперсіі, якія размешчаны паміж палосамі паглынання.

7.2. Метады даследавання дысперсіі святла

I. Ньютан распрацаваў шэраг метадаў назірання дысперсіі пры дапамозе прызм, у тым ліку і *метад скрыжаваных прызм* (рыс. 7.3). Складанае святло праходзіць праз вертыкальную шчыліну S і пры дапамозе лінзы L_1 накіроўваецца на вертыкальную прызму P_1 , пасля чаго падае на гарызантальную прызму P_2 . З дапамогай лінзы L_2 прамяні накіроўваюцца на экран A . Пры дзеянні толькі адной прызмы P_1 на экране атрымалі б спектральную палоску ab . Дзякуючы дзеянню прызмы P_2 кожны прамень адхіляецца ўніз тым больш, чым большы паказчык праламлення прызмы P_2 . У выніку

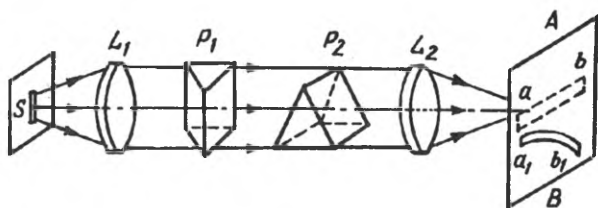


Рис. 7.3.

атримліваецца спектр у выглядзе палоскі a_1b_1 . Канчатковая форма і размяшчэнне спектра вызначаюцца велічынёй дысперсіі дзвюх прызм.

Леру назіраў праламленне святла ў прызме, якая была запоўнена парай ёду. Ён выявіў, што сінія прамяні праламляюцца менш, чым чырвоныя. Анамальны ход дысперсіі святла можна назіраць пры дапамозе прызм і ў некаторых вадкасцях, напрыклад у раствору фуксіну.

Нямецкі фізік А. Кундт (1839 — 1894) у 1871 г. выканаў даследаванні анамальнай дысперсіі метадам скрываючых прызм і прыйшоў да высновы, што анамальная дысперсія цесна звязана з паглыннаннем святла. Анамальная дысперсія святла мае месца ў спектральнай вобласці, дзе цела паглынае святло. На рис. 7.4 паказана залежнасць паказчыка праламлення раствору цыаніну ад

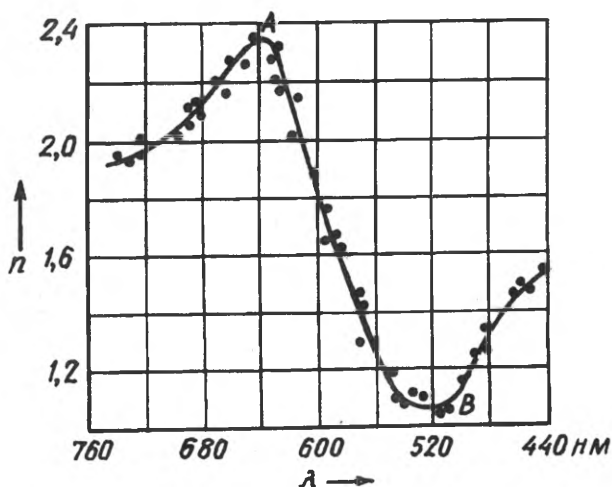
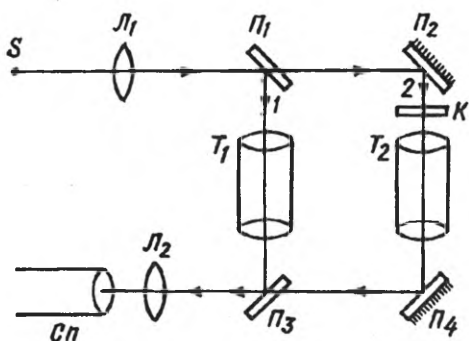


Рис. 7.4.



Рыс. 7.5.



Рыс. 7.6.

даўжыні хвалі. Памяншэнне n пры змяншэнні λ мае месца ўнутры паласы паглынання. На некаторай адлегласці ад паласы паглынання ход крывой паказчыка праламлення адпавядае нармальнай дысперсіі.

Метад скрыжаваных прызм быў удасканалены рускім фізікам Дз. Раждзественскім (1876 — 1940). Ён пры даследаванні аномальнай дысперсіі ў пары натрыю выкарыстаў інтэрферометр Жамена ў спалучэнні з дыфракцыйнай рашоткай. Замест дыфракцыйнай рашоткі можна карыстацца прызменным спектрографам (рыс. 7.5). Праз інтэрферометр прапускаецца святло ад крыніцы безупыннага спектра. Інтэрферэнцыйная карціна атрымліваецца ў выглядзе гарызантальных палос, якія пры дапамозе лінзы праектуюцца на шчыліну спектрографа. Спектрограф размяшчаецца так, каб шчыліна яго была перпендыкулярная палосам інтэрферэнцыі. На шляху прамянёў у інтэрферометры размешчаны дзве аднолькавыя кюветы, у адной з якіх знаходзіцца пара натрыю. У выніку дзеяння двух прыбораў назіраецца скрыўленне інтэрферэнцыйных палос. Пры гэтым утвараюцца так званыя «крукі» (рыс. 7.6). Гэты метада даследавання аномальнай дысперсіі атрымаў назву «*метада крукоў*» *Раждзественскага*.

Для павелічэння дакладнасці вымярэнняў Раждзественскі на шляху аднаго праменя размяшчаў рэчыва, дысперсію якога патрэбна было даследаваць, а на шляху другога — шкляную пласцінку. Гэта давала магчымасць мяняць нахіл інтэрферэнцыйнай паласы. Па становішчы вяршыні крука можна вызначыць $dn/d\lambda$, г. зн. дысперсію рэчыва ў вобласці даўжыні хвалі λ . Калі мяняць таўшчыню шкляной пласцінкі, будзе змяняцца становішча крука адносна шкалы даўжынь хвалі λ , што дае магчымасць даследаваць аномальную дысперсію рэчыва ў розных абласцях спектра.

7.3. Асновы электроннай тэорыі дысперсіі святла

Дысперсія святла з'яўляецца вынікам узаемадзеяння святла з рэчывам, таму дысперсію можна растлумачыць на аснове электрамагнітнай тэорыі і электроннай тэорыі рэчыва.

Дж. Максвел у 1865 г. распрацаваў электрамагнітную тэорыю святла, згодна з якой святло з'яўляецца адным з відаў электрамагнітнага выпраменьвання, і паміж электрамагнітнымі і аптычнымі з'явамі існуе пэўная сувязь. Гэтая тэорыя дала магчымасць растлумачыць некаторыя аптычныя з'явы (вярчэнне плоскасці палярызацыі ў магнітным полі, падвойнае праменепраламленне ў электрычным полі і інш.). Аднак узніклі цяжжасці пры тлумачэнні дысперсіі святла. Напрыклад, згодна з тэорыяй Максвела, паказчык праламлення электрамагнітных хваль

$$n = \sqrt{\epsilon \mu},$$

дзе ϵ — дыэлектрычная, а μ — магнітная пранікальнасці асяроддзя. Для большасці газападобных і вадкіх дыэлектрыкаў

$$n = \sqrt{\epsilon}, \quad (7.1)$$

паколькі $\mu \approx 1$.

Аднак вымярэнні паказалі, што для некаторых рэчываў роўнасць (7.1) парушаецца. Цяжжасці тлумачэння дысперсіі святла электрамагнітнай тэорыяй ліквідуюцца, калі ўлічваць уплыў частаты электрамагнітнага поля на велічыню ϵ , а значыць, і на паказчык праламлення n .

Фрэнель лічыў, што хуткасць распаўсюджвання светлавой хвалі вызначаецца ў асноўным уласцівасцямі светланоснага эфіру і што малекулы асяроддзя могуць змяняць уласцівасці эфіру, а значыць, і ўплываць на хуткасць распаўсюджвання святла.

Французскі вучоны О. Кашы (1789 — 1857) на аснове ідэй Фрэнеля атрымаў формулу, якая паказвае залежнасць паказчыка праламлення ад даўжыні хвалі:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots, \quad (7.2)$$

дзе λ_0 — даўжыня хвалі ў вакууме; a , b , c , ... — пастаянныя, значэнні якіх залежаць ад рэчыва.

Роўнасць (7.2) анісвае нармальны ход дысперсіі празрыстых рэчываў.

Светлавая хваля пры ўзаемадзеянні з рэчывам перш за ўсё дзейнічае на больш лёгкія часціцы (электронны).

Нідэрландскі фізік Х. Лорэнц (1853 — 1928), які распрацаваў класічную электронную тэорыю, паказаў, што для якаснага разу-

мення многіх аптычных з'яў дастаткова лічыць сувязь электрона з іншымі часціцамі квазіпругкай. Калі такія электроны вывесці са становінча раўнавагі, яны пачнуць вагацца і пры гэтым будуць выпраменьваць электрамагнітныя хвалі.

Пры праходжанні праз рэчыва электрамагнітнай хвалі кожны электрон аказваецца пад уздзеяннем сілы

$$F = F_3 + F_M$$

або

$$F = eE + e[vB],$$

дзе E — напружанасць электрычнага поля хвалі; B — індукцыя магнітнага поля хвалі; v — хуткасць электрона; e — зарад электрона.

Разлікі паказваюць, што

$$\frac{F_M}{F_3} = \frac{v}{c},$$

таму можна лічыць, што на электрон дзейнічае толькі сіла F_3 .

Такім чынам, пры праходжанні праз рэчыва электрамагнітнай хвалі кожны электрон знаходзіцца пад дзеяннем сілы

$$F_3 = -eE_0 \cos(\omega t + \alpha),$$

дзе α — велічыня, якая вызначаецца становішчам дадзенага электрона; E_0 — амплітуда напружанасці электрычнага поля хвалі.

Электрон пад дзеяннем такой сілы будзе рабіць вымушаныя ваганні каля стану раўнавагі.

На электрон, акрамя сілы F_3 , дзейнічае і сіла F_1 , якая ўтрымлівае яго ў стане раўнавагі. Калі электрон зрушваецца, то гэтая сіла імкнецца вярнуць яго ў стан раўнавагі. Для вызначэння сілы F_1 трэба звярнуцца да законаў квантавай тэорыі, якія апісваюць унутрыатамныя мікраскапічныя працэсы. Пры вывучэнні макраскапічных працэсаў для вызначэння сілы F_1 можна карыстацца прыблізнымі законамі класічнай механікі і лічыць, што гэтая сіла з'яўляецца пругкай (квазіпругкай). Для аптычнага электрона

$$F_1 = -kx,$$

дзе x — зрушэнне электрона са стану раўнавагі; k — каэфіцыент квазіпругкай сілы:

$$k = m\omega_0^2, \tag{7.3}$$

дзе m — маса электрона; ω_0 — уласная частата ваганняў электрона.

Паколькі электрон, які пры вымушаных ваганнях рухаецца паскорана, выпраменьвае энергію, то яго ваганні не будуць гарманічнымі. Трэба ўлічваць затуханне ваганняў электрона, а гэта значыць, што на электрон будзе дзейнічаць сіла

$$F_2 = -\gamma \frac{dx}{dt},$$

дзе γ — каэфіцыент прапарцыяналінасці, што характарызуе затуханне.

Такім чынам, аптычны электрон, які можна разглядаць як затухальны гарманічны асцылятар, робіць ваганні ў полі светлавой хвалі, якія апісваюцца раўнаннем

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -\gamma \frac{dx}{dt} - kx - eE_0 \cos(\omega t + \alpha).$$

Калі затуханне ў вышкі выпраменьвання не браць пад увагу, то можна лічыць $\gamma = 0$ і тады раўнанне будзе мець выгляд

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - eE_0 \cos(\omega t + \alpha).$$

Улічваючы (7.3), запішам

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -m\omega_0^2 x - eE_0 \cos(\omega t + \alpha).$$

Рашэннем гэтага раўнання будзе функцыя

$$x = -\frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Дыэлектрычная пранікальнасць асяроддзя ϵ звязана з x :

$$\epsilon = 1 + P_e / \epsilon_0 E = 1 - \frac{n_0 e x}{\epsilon_0 E},$$

дзе n_0 — колькасць атамаў у адзінцы аб'ёму.

Тады маем

$$\epsilon = 1 + \frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Паколькі $n^2 = \epsilon$, то

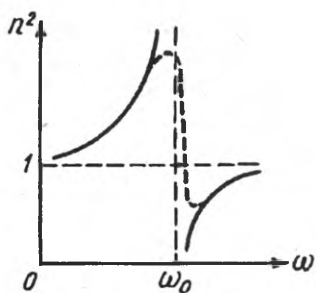


Рис. 7.7.

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Такім чынам, паказчык праламлення n залежыць ад частаты ω падаючай светлавой хвалі. Пры павелічэнні ω ад 0 да ω_0 паказчык праламлення n манатонна павялічваецца ад $n_0 = \sqrt{1 + \frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0 \omega_0^2}}$ да $(+\infty)$.

Пры $\omega = \omega_0$ n скачкападобна змяняецца ад $+\infty$ да $-\infty$. Пры павелічэнні ω ад ω_0 да $+\infty$ n зноў манатонна ўзрастае ад $-\infty$ да 1. Графічна гэтая залежнасць паказана на рыс. 7.7. Пры вялікіх частотах (рэнтгенаўскія прамяні) можна лічыць, што $\omega_0 \ll \omega$, і тады

$$n^2 = 1 - \frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0 \omega^2}$$

Паказчык праламлення для рэнтгенаўскіх прамянёў меншы за адзінку. Гэта дае магчымасць ажыццявіць поўнае ўнутранае адбіццё рэнтгенаўскіх прамянёў на мяжы паветра — шкло.

Паблізу частаты ω_0 мае месца аномальная дысперсія. Рэчывы звычайна складаюцца з часціц рознага гатунку з рознымі ўласнымі частатамі ω_{0k} . Гэта азначае, што для такіх рэчываў характэрны цэлы шэраг палос паглынання, а значыць, яны маюць некалькі абласцей аномальнай дысперсіі (рыс. 7.8).

Трэба мець на ўвазе, што класічная тэорыя дысперсіі святла дае нейкую мадэль дысперснага асяроддзя, выкарыстанне якой прыводзіць да правільных канчатковых вынікаў. Сілы, якія дзейнічаюць

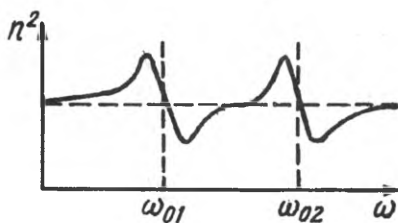


Рис. 7.8.

унутры атамаў і малекул, маюць электрычную прыроду. Гэтыя сілы і вызначаюць унутраную структуру часціц. Ніякіх квазіпружкіх сіл і сіл трэння, якія прапарцыянальны хуткасці часціц, у атамах і малекулах няма. Дакладная тэорыя дысперсіі павінна ўлічваць рэальна існуючыя сілы і абанірацца толькі на законы квантавай механікі.

Квантавая тэорыя дысперсіі якасна пацвердзіла вынікі класічнай тэорыі і, акрамя таго, растлумачыла асаблівасці дысперсіі святла, якія назіраюцца ў тых выпадках, калі маецца значная колькасць атамаў асяроддзя ва ўзбуджаным стане (так званая адмоўная дысперсія святла).

7.4. Выкарыстанне дысперсіі святла

З'ява нармальнай дысперсіі святла ляжыць у аснове дзеяння прызменных спектральных прыбораў. Гэтыя прыборы выкарыстоўваюцца для вывучэння спектраў выпраменьвання і паглынання розных рэчываў. Спектральныя прыборы выконваюць раскладанне выпраменьвання на монахраматычныя складовыя, пры гэтым атрымліваецца спектр складанага святла.

Спектральныя прыборы можна класіфікаваць (часцей за ўсё) па характары задач, якія вырашаюцца з іх дапамогай. Вызначэнне размеркавання энергіі выпраменьвання па спектры выконваецца пры дапамозе спектрафатометраў. Спектральны прыбор для фатаграфічнай рэгістрацыі спектра носіць назву спектрографа. Спектрараскоп дазваляе візуальна назіраць спектр выпраменьвання ці паглынання. Монахраматыр дазваляе вылучаць у спектры вельмі вузкі інтэрвал даўжынь хваль.

Спектральныя прыборы адрозніваюць таксама і па вобласці спектра, для якой яны прызначаны. Для вывучэння спектраў у бачнай і інфрачырвонай абласцях лінзы і прызмы робяцца са шкла, ва ультрафіялетавай — з кварцу.

На рыс. 7.9 прыведзена схема прызменнага спектрографа. Акрамя прызмы A , прыбор мае оптику для факусіроўкі выпраменьвання. Асветленая выпраменьваннем уваходная шчыліна S знаходзіцца ў факальнай плоскасці каліментарнага аб'ектыва L_1 , які накіроўвае паралельны пучок прамяніў на прызму. Паралельныя пучкі, што выходзяць з прызмы, для розных даўжынь хваль маюць розныя накірункі. Другі (камерны) аб'ектыў L_2 факусіруе гэтыя пучкі і стварае відарысы ўваходнай шчыліны (спектральныя лініі) у розных месцах яго факальнай плоскасці.

Велічыня прасторавага падзелу відарысаў уваходнай шчыліны вызначаецца дысперсіяй спектральнага прыбора. Вуглавая дысперсія

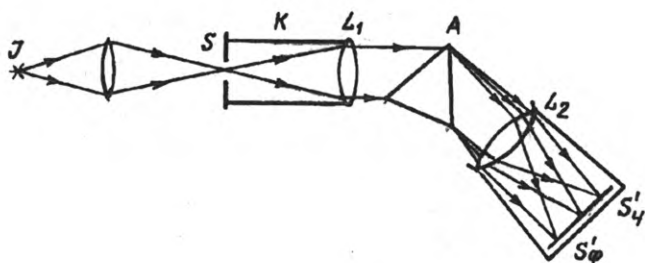


Рис. 7.9.

D_δ характеризує змiненнє вугла адхiленнє δ паралельнаго пучка свiтла призмою при змiненнi довжини хвiлi:

$$D_\delta = \frac{d\delta}{d\lambda}.$$

Акрамя вуглової дисперсiї використовують таксама лiнiйну дисперсiю D_l , яка залежить ад фокусної адлеглосцi F_2 камернаго об'єкта:

$$D_l = D_\delta F_2.$$

Магчмасцi спектральнаго прыбора характеризуюцца таксама адрознiвальной сiлай, або адрознiвальной здольнасцю, R :

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda},$$

дзе $\delta\lambda$ — найменшая рознасць довжинь хвiль двох монахраматычных спектральных лiнiй, пры якой яны назiраюцца пасобку. Для прызмы

$$R = l \frac{dn}{d\lambda},$$

дзе l — довжина асновы прызмы; $dn/d\lambda$ — дисперсiя рэчыва, з якога зроблена прызма.

Калi размеркаваннє энергiї на выхадзе прыбора не залежить ад асаблiвасцей канструкцыi самога прыбора, а вызначаецца толькi

ўласцівасцямі крыніцы выпраменьвання, то такі спектральны прыбор можна лічыць ідэальным. На самой справе кожны спектральны прыбор і прыёмнік выпраменьвання скажаюць спектр. Замест адпаведных выпраменьванню бясконца вузкіх спектральных ліній назіраюцца лініі пэўнай шырыні, якая залежыць ад шэрага прычын. Так, напрыклад, дыфракцыйныя з'явы пашыраюць геаметрычны відарыс шчыліны; аберацыі аптычнай сістэмы скажаюць яго; спектральная лінія з'яўляецца відарысам уваходнай шчыліны канечнай шырыні; прыёмнік пры рэгістрацыі выпраменьвання пашырае відарыс.

З'ява анамальнай дысперсіі святла выкарыстоўваецца пры вучэнні розных атамных працэсаў, вымярэнні шэрага атамных характарыстык.