

## 6. ПАЛЯРЫЗАЦЫЯ СВЯТЛА

Палярызацыя святла з'яўляецца фізічнай характарыстыкай аптычнага выпраменьвання, якая апісвае папярочную анізатрапію светлавых хваль. Для светлавых хваль характэрна неэквівалентнасць розных напрамкаў у плоскасці, перпендыкулярнай светлавому праменю. Папярочнасць электрамагнітных хваль пазбаўляе іх восевай сіметрыі адносна напрамку распаўсюджвання, паколькі існуюць пэўныя напрамкі, звязаныя з напружанасцямі электрычнага і магнітнага палёў, у плоскасці, перпендыкулярнай напрамку хуткасці распаўсюджвання хвалі.

Святло, што выпраменьваецца асобным выпраменьвальнікам (атамам, малекулай), заўсёды палярызуванае. Але макраскапічныя крыніцы святла складаюцца з вялікай колькасці такіх часціц-выпраменьвальнікаў. Арыентацыі напрамкаў ваганняў электрычнага і магнітнага палёў у моманты вылучэння святла асобнымі часціцамі ў большасці выпадкаў размеркаваны ў прасторы хаатычна. Таму святло такіх макраскапічных крыніц не з'яўляецца палярызуваным.

З'ява палярызацыі святла і асаблівасці ўзаемадзеяння палярызуванага святла з рэчывам знайшлі шырокае прымяненне ў навуковых даследаваннях хімічнай і магнітнай структуры цвёрдых крышталічных цел, аптычных уласцівасцей крышталёў, прыроды стану, адказнага за аптычныя пераходы, структуры біялагічных аб'ектаў, характару паводзін газападобных, вадкіх і цвёрдых цел у анізатропных палях, а таксама для атрымання інфармацыі аб цяжкадаступных аб'ектах у астрафізіцы. Палярызуванае святло выкарыстоўваецца ў розных галінах тэхнікі, напрыклад пры неабходнасці плаўнай рэгуляроўкі інтэнсіўнасці святла, даследаванні напружанасці ў празрыстых асяроддзях і інш.

### 6.1. Натуральнае і палярызуванае святло

Згодна з электрамагнітнай тэорыяй, святло ўяўляе сабой папярочныя электрамагнітныя хвалі. Пераменнае электрамагнітнае поле не застаецца нерухомым у прасторы, а распаўсюджваецца з хут-

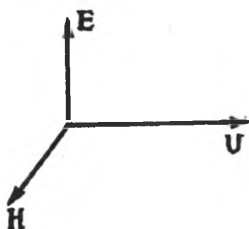


Рис. 6.1.

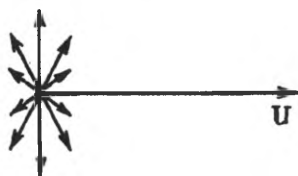


Рис. 6.2.



Рис. 6.3.

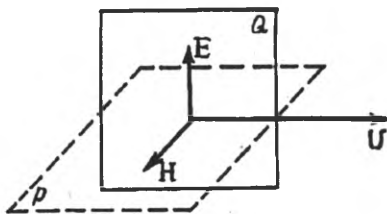


Рис. 6.4.

касцю святла ўздоўж лініі, перпендыкулярнай вектарам  $E$  і  $H$  (рис. 6.1). Крыж вектараў  $E$  і  $H$  можа быць адвольна арыентаваны ў плоскасці, якая перпендыкулярная вектару  $v$ , але гэтая плоскасць заўсёды застаецца перпендыкулярнай вектару  $v$ . Звычайна задаецца становіншча вектара  $E$ . Вектар  $H$  заўсёды накіраваны перпендыкулярна вектару  $E$ . Часта гавораць аб светлавым вектары, маючы на ўвазе вектар напружанасці электрычнага поля.

У пучку *натуральнага* святла прысутнічаюць светлавыя хвалі з рознымі напрамкамі вектара  $E$  (рис. 6.2). Аднак у залежнасці ад умоў распаўсюджвання светлавых пучок можа аказацца такім, што ў ім будуць прысутнічаць хвалі толькі з пэўным напрамкам вектара  $E$  (рис. 6.3). Такія светлавыя пучок называецца *палярызаваным*. Упершыню на анізатрапію светлавога праменя ўказваў Гюйгенс у 1690 г. пры правядзенні доследаў з крышталямі ісландскага шпату. Паняцце «палярызацыя святла» было ўведзена Ньютанам у 1706 г.

Плоскасць, якая праходзіць праз прамень і ў якой адбываюцца ваганні вектара  $E$  (рис. 6.4), называецца *плоскасцю ваганняў* ( $Q$ ). Перпендыкулярная  $Q$  плоскасць, у якой вагаецца магнітны вектар  $H$ , называецца *плоскасцю палярызацыі* ( $P$ ).

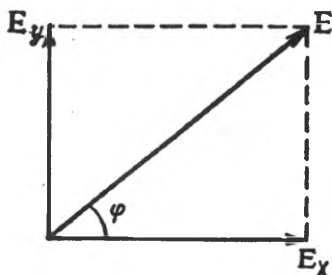
У залежнасці ад напрамку ваганняў вектара  $E$  адрозніваюць розныя віды палярызаваных прамянёў.

Разгледзім два ўзаемна перпендыкулярныя электрычныя ваганні, якія адбываюцца ўздоўж восяў  $x$  і  $y$  і адрозніваюцца па фазе на  $\delta$ :

$$E_x = A_1 \cos \omega t; \quad E_y = A_2 \cos(\omega t + \delta).$$

Результыўную напружанасць  $E$  можна знайсці, калі вызначыць вектарную суму  $E_x$  і  $E_y$  (рыс. 6.5). Вугал  $\varphi$  паміж напрамкамі вектараў  $E$  і  $E_x$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A_2 \cos(\omega t + \delta)}{A_1 \cos \omega t}.$$



Рыс. 6.5.

Прааналізуем магчымыя выпадкі:

а) няхай рознасць фаз  $\delta$  змяняецца няпэўна, вугал  $\varphi$  пры гэтым таксама будзе змяняцца адвольна. Такім чынам, натуральнае святло можна ўявіць як накладанне двух некагерэнтных электрамагнітных хваль, што палярызаваныя ва ўзаемна перпендыкулярных плоскасцях і маюць аднолькавую інтэнсіўнасць;

б) калі  $E_x$  і  $E_y$  з'яўляюцца кагерэнтнымі ( $\delta = \text{const}$ ), то пры накладанні двух узаемна перпендыкулярных гарманічных ваганняў аднолькавай частаты атрымліваецца вагальны рух па эліпсе. Значыць, дзве кагерэнтныя плоскапалярызаваныя хвалі, плоскасці ваганняў якіх узаемна перпендыкулярныя, пры накладанні даюць *эліптычна палярызаваную* светлавую хвалю;

в) калі хвалі  $E_x$  і  $E_y$  кагерэнтныя і пры гэтым  $\delta = 0$  або  $\pi$ , то  $\operatorname{tg} \varphi = \pm A_2/A_1 = \text{const}$ . Значыць, пры такіх умовах атрымліваецца *лінейна- або плоскапалярызаванае* святло;

г) калі хвалі  $E_x$  і  $E_y$  кагерэнтныя і  $\delta = \pm \pi/2$ , то пры  $A_1 = A_2$  атрымліваем  $\operatorname{tg} = \pm \operatorname{tg} \omega t$ , г. зн. плоскасць ваганняў паварочваецца вакол праменя з вуглавой хуткасцю, роўнай частаце вагання  $\omega$ . Святло ў гэтым выпадку будзе *палярызаванае па крузе*, або *цыркулярна палярызаванае*.

Большасць крыніц выпраменьвае святло, блізкае да натуральнага. Некаторыя сляды палярызацыі амаль заўсёды назіраюцца і тлумачацца выпраменьваннем больш глыбокіх слаёў рэчыва. Такое выпраменьванне праходзіць праз некаторы слой рэчыва і зведвае частковую палярызацыю. Нам прыходзіцца назіраць адначасова выпраменьванне вялікай колькасці атамаў, якія пасылаюць палярызаванае святло рознага характару палярызацыі. Акрамя гэтага, кожны атам з цягам часу мяняе характар свайго выпраменьвання. Такім чынам, звычайна назіраюць натуральнае святло.

Высветлім прычыны ўзнікнення палярызаванага святла. Няхай некаторая папяровая хваля праходзіць праз прастору паміж дзвюма

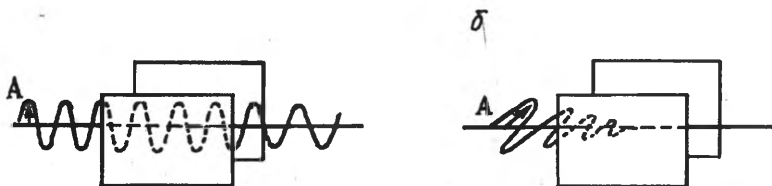


Рис. 6.6.

плоскасцямі. Калі амплітуда ваганняў паралельная дзвюм плоскасцям (рыс. 6.6, а), то ваганні праходзяць праз прастору паміж плоскасцямі. Калі ж амплітуда ваганняў перпендыкулярная плоскасцям, ваганні затухаюць і хваля не праходзіць. Аналагічныя ўмовы можна стварыць і для светлавых хваль, калі прапускаць святло праз асяроддзе, структура і ўласцівасці якога ў розных напрамках, перпендыкулярных праменю, розныя, г. зн. асяроддзе павінна быць анізатропным. Такім асяроддзем для святла з'яўляюцца крышталі.

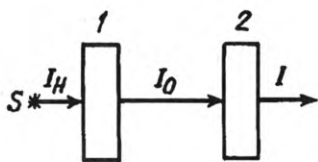
Плоскапалярызаванае святло можна атрымаць з натуральнага пры дапамозе прыбораў, якія называюць палярызатарамі. Гэтыя прыборы прапускаюць ваганні, амплітуда якіх паралельная плоскасці палярызатара. Калі пасля палярызатара атрымліваецца святло, у якім ваганні аднаго напрамку маюць перавагу перад ваганнямі другіх напрамкаў, то такое святло называецца часткова палярызаваным.

## 6.2. Палярызатары і аналізатары. Закон Малюса

Няхай на палярызатар падае пучок натуральнага святла, інтэнсіўнасць якога  $I_H$ . З палярызатара выйдзе плоскапалярызаванае святло, інтэнсіўнасць якога  $I_0$  складае палавіну інтэнсіўнасці натуральнага святла  $I_H$ :

$$I_0 = 0,5 I_H. \quad (6.1)$$

Калі палярызаванае святло  $I_0$  падае на другі палярызатар (рыс. 6.7), то інтэнсіўнасць святла, якое выходзіць з гэтага палярызатара, будзе залежаць ад таго, як арыентаваны адзін адносна другога палярызатары. Інтэнсіўнасць будзе найбольшай, калі плоскасці палярызатараў паралельныя, і роўная нулю, калі яны ўзаемна перпендыкулярныя. Інтэнсіўнасць святла мае прамежкавыя значэнні пры прамежкавых становішчах палярызатараў.



Рыс. 6.7.



Рыс. 6.8.

Няхай ваганне з амплітудай  $A$  адбываецца ў плоскасці, якая ўтварае з плоскасцю палярызатара вугал  $\varphi$ . Яго можна раскласці на два ваганні з амплітудамі  $A_{\parallel} = A \cos \varphi$  і  $A_{\perp} = A \sin \varphi$  (рыс. 6.8).

Праз палярызатар пройдзе толькі першае ваганне. Інтэнсіўнасць хвалі, якая пройдзе праз палярызатар, будзе роўная  $I_{\parallel} = I \cos^2 \varphi$ , бо інтэнсіўнасць хвалі прапарцыяна квадрату амплітуды. Паколькі ў натуральным святле ўсе значэнні вугла  $\varphi$  роўнаімаверныя і сярэдняе значэнне  $\cos^2 \varphi$  роўнае 0,5, то  $\frac{I_0}{I_H} = 0,5$  (гл. роўнасць (6.1)).

Калі ж святло праходзіць праз два палярызатары (рыс. 6.7),

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (6.2)$$

дзе вугал  $\varphi$  утвораны плоскасцямі палярызатараў.

Роўнасць (6.2) называюць законам Малюса (Э. Малюс — французскі фізік, 1775 — 1812).

Улічваючы (6.1), формулу (6.2) можна запісаць у наступным выглядзе:

$$I = 0,5 I_H \cos^2 \varphi.$$

У якасці палярызатараў могуць быць выкарыстаны, напрыклад, крышталі турмаліну. Пры праходжанні святла праз першы крышталі (гл. рыс. 6.7) яно становіцца палярызаваным, г. зн. светлавая хвалі праходзяць з пэўным напрамкам ваганняў. Такім чынам, першы крышталі у такіх схемах адыгрывае ролю палярызатара. Каб выявіць, ці палярызаванае святло, што прайшло праз першы крышталі, і ў якой плоскасці, на шляху яго змяшчаюць другі крышталі. Калі паварочваць гэты крышталі вакол напрамку праменя, то будзем назіраць змяненне інтэнсіўнасці святла  $I$  у адпаведнасці з законам Малюса. Пры гэтым змяняецца вугал  $\varphi$ . Калі святло інтэнсіўнасцю  $I_0$  палярызаванае, інтэнсіўнасць  $I$  змяняецца ад  $I_{\max}$  (пры супадзенні плоскасцей крышталёў,  $\varphi = 0$ ) да нуля (плоскасці перпендыкуляр-

ных,  $\varphi = 90^\circ$ ). Калі святло  $I_0$  часткова палярызаванае, інтэнсіўнасць  $I$  змяняецца ад  $I_{\max}$  да  $I_{\min} \neq 0$ . Велічыню

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

назваюць *ступенню палярызацыі*. Для плоскапалярызаванага святла  $I_{\min} = 0$  і  $P = 1$ ; для натуральнага святла  $I_{\max} = I_{\min}$  і  $P = 0$ . Паняцце ступені палярызацыі не ўжываецца для характарыстыкі эліптычна палярызаванага святла. Калі святло, палярызаванае па крузе, то варочанне другога крышталю не прыводзіць да змянення інтэнсіўнасці святла, якое прайшло праз яго. Такім чынам, з дапамогай другога крышталю можна прааналізаваць святло, якое прайшло праз першы крышталю. Таму другі крышталю называюць *аналізатарам*.

### 6.3. Палярызацыя святла пры адбіцці і праламленні на мяжы двух дыэлектрыкаў. Вугал Брустэра

З'ява палярызацыі святла мае месца і пры адбіцці, і пры праламленні святла на мяжы двух ізатропных дыэлектрыкаў. Няхай натуральнае святло падае на мяжу падзелу двух дыэлектрыкаў (напрыклад, паветра і шкло) (рыс. 6.9). На шляху адбітага і праламленага прамянёў размешчаны крышталі-аналізатары. Ступень палярызацыі залежыць ад вугла падзення прамянёў на паверхню дыэлектрыка. Пры пэўным вугле падзення  $\alpha_B$  адбітае святло поўнасцю палярызаванае. Гэты вугал носіць назву *вугла Брустэра* (шатландскі фізік, 1781 — 1868). Яго велічыня залежыць ад уласцівасцей дыэлектрыка:

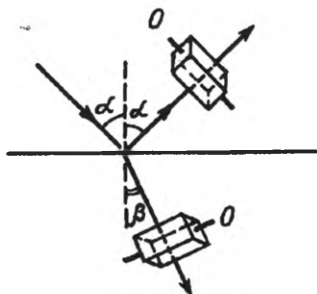
$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21}, \quad (6.3)$$

дзе  $n_{21}$  — адносны паказчык праламлення. Роўнасць (6.3) выражае сутнасць *закона Брустэра*.

Пры вуглах падзення  $\alpha \neq \alpha_B$  адбітае святло з'яўляецца часткова палярызаваным. Пры  $\alpha = \alpha_B$  ступень палярызацыі  $P = 1$ ; пры  $\alpha < \alpha_B$  і  $\alpha > \alpha_B$   $P < 1$ .

Як паказалі даследаванні, палярызаваным з'яўляецца таксама і праламлены прамень. Пры падзенні праменя на мяжу падзелу двух дыэлектрыкаў пад вуглом Брустэра праламлены прамень палярызуецца максімальна, але не поўнасцю. Ступень палярызацыі гэтага праменя павялічыцца, калі ён будзе неаднаразова праламляцца пры ўмове падзення кожны раз на мяжу падзелу пад вуглом Брустэра.

Роўнасць (6.3) можна запісаць у выглядзе



Рыс. 6.9.

$$\frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = n$$

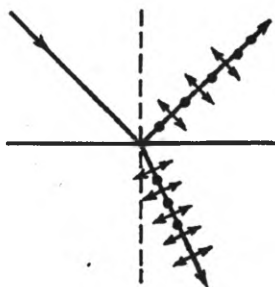
або

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = n.$$

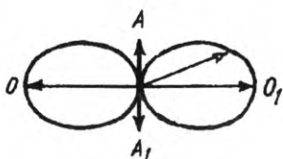
З формулы відаць, што пры падзенні святла на мяжу падзелу двух празрыстых асяроддзяў пад вуглом Брустэра адбіты і праломлены прамяні ўзаемна перпендыкулярныя.

У выніку эксперыментальных даследаванняў было вырашана пытанне аб напрамку электрычнага вектара ў палярызаваным святле. У адбітым прамені пераважаюць ваганні, перпендыкулярныя плоскасці падзення (рыс. 6.10). Умоўна гэтыя ваганні будзем абазначаць кропкамі (.). У праломленым прамені пераважаюць ваганні, паралельныя плоскасці падзення. Іх будзем абазначаць двухбаковымі стрэлкамі ( $\updownarrow$ ).

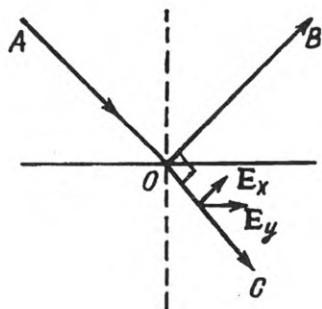
Разгледзім фізічную сутнасць палярызацыі святла пры адбіцці і праламленні. З пункту гледжання электроннай тэоры ўзаемадзеянне святла і рэчыва зводзіцца да ўздзеяння электрамагнітнага поля светлавой хвалі на часцінкі рэчыва. Поле светлавой хвалі невялікае, таму толькі малыя па масе электрычныя зарады могуць адклікацца на ўздзеянне гэтай хвалі. Гэта вонкавыя электроны, якія і з'яўляюцца непасрэднымі аб'ектамі ўздзеяння светлавой хвалі. Пад дзеяннем пераменнага электрычнага поля светлавой хвалі электрон зрушваецца. Пры гэтым ён рухаецца паскорана і пачынае выпраменьваць электрамагнітныя хвалі. Мае месца выпраменьванне так званых другасных электрамагнітных хваль. Амплітуда другаснай электрамагнітнай хвалі, а значыць, і яе інтэнсіўнасць, залежаць ад напрамку і маюць максімальнае значэнне для напрам-



Рыс. 6.10.



Рыс. 6.11.



Рыс. 6.12.

каў, якія перпендыкулярныя лініі ваганняў электрона. Размеркаванне інтэнсіўнасці выпраменьвання электрона можа быць прадстаўлена палярнай дыяграмай (рыс. 6.11), дзе  $AA_1$  — напрамак ваганняў электрона,  $OO_1$  — напрамак пераважнага выпраменьвання электрона. Такім чынам, з дыяграмы відаць, што выпраменьванне элементарнага выпраменьвальніка (электрона) з'яўляецца палярным.

Сярэдняя адлегласць паміж атамамі цал даволі малая ў параўнанні з даўжынёй хвалі. Таму светлавая хваля ўздзейнічае на вельмі вялікую колькасць электронаў. Другасныя хвалі, якія выпраменьваюцца гэтымі электронамі, з'яўляюцца кагерэнтнымі і могуць інтэрфэрыраваць. З'ява інтэрфэрэнцыі другасных хваль абумоўлівае ўсе працэсы, што звязаны з праходжаннем святла праз рэчыва.

Няхай светлавая хваля падае на мяжу падзелу двух асяроддзяў (рыс. 6.12). У любы момант вектар  $E$  хвалі можна раскласці на дзве складовыя:  $E_x$  у плоскасці падзення і  $E_y$  у плоскасці, перпендыкулярнай плоскасці падзення.

Светлавая хваля прыводзіць электроны ў ваганні ў двух напрамках. Калі хваля падае на мяжу пад вуглом Брустэра, то  $OB \perp OC$ . Тады электрон, які вагаецца ў напрамку  $x$ , не будзе выпраменьваць уздоўж напрамку  $OB$ . Такім чынам, другасныя хвалі электронаў уздоўж напрамку  $OB$  будуць мець ваганні электрычнага вектара толькі ў напрамку  $y$ . Гэтыя другасныя хвалі і даюць адбітае святло. Хвалі з такім напрамкам ваганняў  $E$  распаўсюджваюцца і ўздоўж праломленага прамяня. Пры вугле Брустэра ўздоўж  $OC$  будуць выпраменьвацца таксама другасныя хвалі з напрамкам ваганняў  $x$  (рыс. 6.13). Калі вугал падзення адрозніваецца ад вугла Брустэра, то ўздоўж  $OB$  могуць распаўсюджвацца і хвалі з ваганнямі  $E_x$  (рыс. 6.14). Інтэнсіўнасць розных кампанентаў у адбітым і

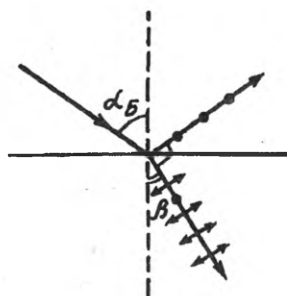


Рис. 6.13.

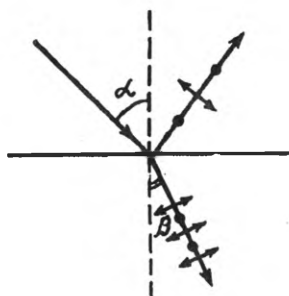


Рис. 6.14.

праломленым святле залежыць ад вугла падзення. Гэтая залежнасць выражаецца так званымі *формуламі Фрэнеля*.

Няхай вектар  $E$  ляжыць у плоскасці падзення электрамагнітнай хвалі. Напрамкі вектараў  $E_{\parallel}$ ,  $(E_1)_{\parallel}$  і  $(E_2)_{\parallel}$  для пэўнага моманта часу паказаны на рис. 6.15. Светлавая хвалі адбіваюцца і праламляюцца на мяжы падзелу двух асяроддзяў з паказчыкамі праламлення  $n_1$  і  $n_2$ . У кожным выпадку вектары  $H$ ,  $H_1$  і  $H_2$  накіраваны аднолькава — перпендыкулярна плоскасці рысунка па напрамку да чытача. Таму для праекцый амплітуд гэтых вектараў на вось  $X$  можна запісаць:

$$H_{00} + H_{10} = H_{20}. \quad (6.4)$$

Для праекцый вектараў  $E$

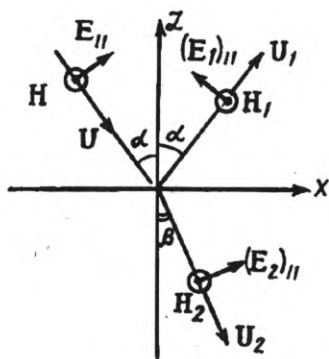
$$E_{00} \cos \alpha - E_{10} \cos \alpha = E_{20} \cos \beta. \quad (6.5)$$

Паколькі  $H_{00} = n_1 E_{00}$ ,  $H_{10} = n_1 E_{10}$ ,  $H_{20} = n_2 E_{20}$  і  $\sin \alpha / \sin \beta = n_2 / n_1$ , то формулы (6.4) і (6.5) можна запісаць наступным чынам:

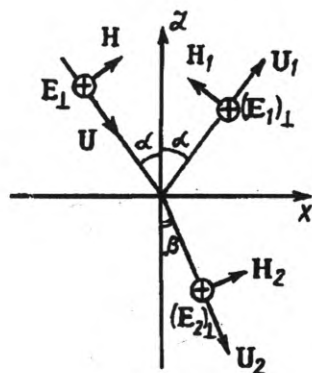
$$\left. \begin{aligned} E_{00} - E_{10} &= E_{20} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}; \\ E_{00} + E_{10} &= E_{20} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

З формул (6.6) пры дапамозе простых ператварэнняў атрымаем  $(E_{00} - E_{10}) / (E_{00} + E_{10}) = \frac{\sin \beta \cos \beta}{\sin \alpha \cos \alpha}$ , адкуль

$$(E_{10})_{\parallel} = \frac{\sin 2\alpha - \sin 2\beta}{\sin 2\alpha + \sin 2\beta} (E_{00})_{\parallel} = \frac{2 \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta)}{2 \sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} (E_{00})_{\parallel} =$$



Рыс. 6.15.



Рыс. 6.16.

$$= \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} (E_{00})_{\parallel}.$$

Разгледзім выпадак, калі вектар  $E$  перпендыкулярны плоскасці падзення хвалі (рыс. 6.16). Тады вектары  $E_{\perp}$ ,  $(E_{\perp})_{\perp}$  і  $(E_{\perp})_{\parallel}$  накіраваны да чытача перпендыкулярна плоскасці рысунка. Для праекцый вектараў  $E$  і  $H$  на вось  $X$  у гэтым выпадку будзем мець:

$$E_{00} + E_{10} = E_{20}; \quad H_{00} \cos \alpha - H_{10} \cos \alpha = H_{20} \cos \beta,$$

адкуль

$$E_{00} - E_{10} = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \frac{n_2}{n_1} E_{20} = \frac{\cos \beta \sin \alpha}{\cos \alpha \sin \beta} E_{20}. \quad (6.7)$$

Пасля ператварэння (6.7)

$$(E_{10})_{\perp} = - \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} (E_{00})_{\perp}.$$

Для адбітага праменя

$$I_{\perp} = 0,5 I_H \left[ \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right]^2;$$

$$I_{\parallel} = 0,5 I_H \left[ \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} \right]^2,$$

дзе  $I_{\perp}$  — інтэнсіўнасць хвалі з перпендыкулярным плоскасці падзення напрамак ваганняў электрычнага вектара;  $I_{\parallel}$  —

інтэнсіўнасць хваль з паралельным плоскасці падзення напрамкам ваганняў электрычнага вектара;  $I_n$  — інтэнсіўнасць натуральнага святла, якое падае на мяжу падзелу;  $\alpha$  — вугал падзення;  $\beta$  — вугал праламлення. Калі  $(\alpha + \beta) = 90^\circ$ , то  $\text{tg}(\alpha + \beta) = \infty$  і  $I_{\parallel} = 0$ . Гэта азначае, што ў адбітым прамені прысутнічаюць толькі светлавыя хвалі з ваганнямі электрычнага вектара, перпендыкулярнымі плоскасці падзення, г. зн. адбітае святло будзе поўнаасцю палярызаваным.

Часам карыстаюцца паняццем амплітудных каэфіцыентаў адбіцця ( $\rho_{\perp}$ ,  $\rho_{\parallel}$ ). Тады стасунак адбітага патоку да падаючага вызначаецца велічынямі  $\rho_{\perp}^2$  і  $\rho_{\parallel}^2$ . На аснове формул Фрэнеля можна запісаць:

$$\rho_{\perp}^2 = \left[ \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right]^2,$$

$$\rho_{\parallel}^2 = \left[ \frac{\text{tg}(\alpha - \beta)}{\text{tg}(\alpha + \beta)} \right]^2.$$

Калі святло падае на паверхню нармальна ( $\alpha = \beta = 0$ ), то можна лічыць сінусы і тангенсы роўнымі вуглам, а косінусы прыняць роўнымі адзінцы. Акрамя таго,  $\alpha/\beta \approx n_2/n_1$ . Тады

$$\rho_{\perp}^2 = \rho_{\parallel}^2 = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2.$$

Пры  $n_1 = 1$  будзем мець  $\rho_{\perp}^2 = \rho_{\parallel}^2 = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$ .

Пры нармальным падзенні складовыя напружанасці электрычнага поля хвалі  $E_{\alpha\perp}$  і  $E_{\beta\parallel}$  паралельныя мяжы падзелу.

Калі святло падае на паверхню пад вуглом Брустэра ( $\alpha = \alpha_B$ ), то  $(\alpha + \beta) = \pi/2$  і  $\text{tg}(\alpha + \beta) \rightarrow \infty$ . Тады

$$\rho_{\parallel} = 0; \rho_{\perp} = -\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}.$$

На рыс. 6.17 паказаны тэарэтычныя крывыя каэфіцыента адбіцця бачнага святла ад шкла ( $n = 1,5$ ;  $\alpha_B = 56^\circ 19'$ ,

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_{\parallel} + \rho_{\perp})/2).$$

Калі светлавыя прамяні слізгаюць па паверхні ( $\alpha \rightarrow \pi/2$ ), то

$$\rho_{\parallel}^2 = \rho_{\perp}^2 = 1,$$

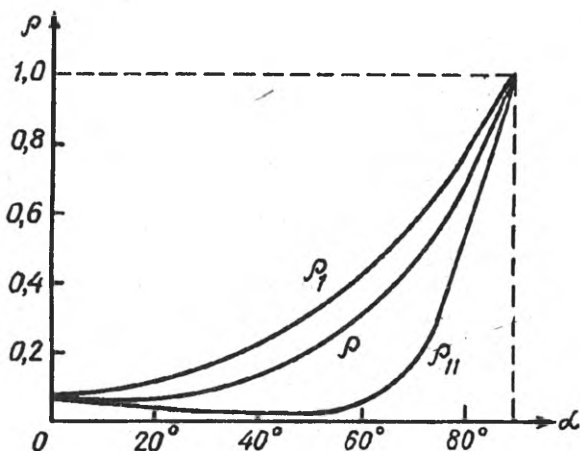


Рис. 6.17.

г. зн. адбываецца поўнае ўнутранае адбіццё. Гэтая з'ява абумоўлівае, у прыватнасці, яркія відарысы прадметаў у спакойнай вадзе.

#### 6.4. Падвойнае праменепраламленне

Заканмернасці распаўсюджвання святла ў любым асяроддзі ў канчатковым выніку вызначаюцца інтэрферэнцыяй першаснай (падаючай) хвалі і другасных хваль, якія выпраменьваюцца часціцамі рэчыва пад уздзеяннем электрычнага поля  $E$  светлавой хвалі. Таму можна лічыць, што аптычныя ўласцівасці асяроддзя абумоўлены электрычнымі ўласцівасцямі гэтых элементарных выпраменьвальнікаў, іх узаемным размяшчэннем і ўзаемадзеяннем.

Калі асяроддзе знаходзіцца ў крышталічным стане, то яго часціцы размяшчаюцца ў строгім парадку. Кожная часціца знаходзіцца ў моцным узаемадзеянні з самымі блізкімі суседзямі ў рашотцы. Таму выпраменьванне другасных хваль часціцамі крышталічнага асяроддзя залежыць не толькі ад электрычных уласцівасцей саміх часціц, але і ад характару ўзаемадзеяння іх з іншымі часціцамі. Характар поля ўзаемадзеяння залежыць ад сіметрыі рашоткі крышталя. Як паказалі даследаванні, толькі крысталі кубічнай сістэмы (каменная соль  $NaCl$ ), якія маюць высокую ступень сіметрыі рашоткі, з'яўляюцца аптычна ізатропнымі. Усе астатнія крысталі незалежна ад электрычных уласцівасцей іх часціц з'яўляюцца аптычна анізатропнымі.

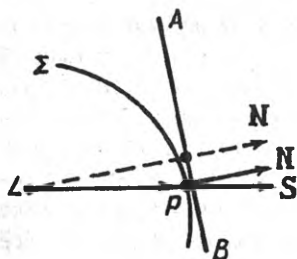


Рис. 6.18.

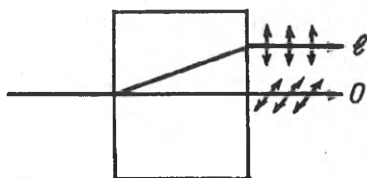


Рис. 6.19.

Аптычная анізатрапія асяроддзя характарызуецца неаднолькавай здольнасцю асяроддзя рэагаваць на дзеянне падаючага святла па розных напрамках. Для аптычна анізатропных рэчываў велічыня зрушэння электрычных зарадаў пад дзеяннем поля светлавой хвалі залежыць ад напрамку яе распаўсюджвання, г. зн. дыэлектрычная пранікальнасць, і паказчык праламлення асяроддзя розныя для розных напрамкаў электрычнага вектара светлавой хвалі. Паказчык праламлення і хуткасць святла залежаць ад напрамку распаўсюджвання светлавой хвалі і плоскасці яе палярызацыі. Таму для анізатропнага асяроддзя хвалевае паверхня будзе адрознівацца ад сферычнай, што характэрна для ізатропнага асяроддзя, у якім хуткасць распаўсюджвання святла не залежыць ад напрамку. Для анізатропнага асяроддзя трэба адрозніваць напрамак распаўсюджвання фазы (нармаль  $N$ ) і напрамак распаўсюджвання энергіі (прамень  $S$ ) (рис. 6.18).

Праходжанне святла праз анізатропнае рэчыва (крышталі) звязана з шэрагам своеасаблівых з'яў. Так, напрыклад, пры праходжанні праз крышталі ісландскага шпату светлавая прамень разбіваецца на два прамені (рис. 6.19). Гэтая з'ява носіць назву *падвойнага праменепраламлення*, якое ўпершыню назіраў дацкі фізік і матэматык Э. Бартамен (1625 — 1698). Вынікі сваіх назіранняў ён апісаў у працы «Доследы з крышталі ісландскага вапнавага шпату, якія выяўляюць надзвычайнае і дзіўнае праламленне» (1669).

Пры даследаваннях было ўстаноўлена, што два прамяні, якія выходзяць з крышталю, паралельныя паміж сабою, а таксама праменю, што падае на паверхню крышталю. Яны валодаюць аднолькавымі інтэнсіўнасцямі і лінейна-палярызаваныя ва ўзаемна перпендыкулярных плоскасцях. Унутры крышталю гэтыя прамяні распаўсюджваюцца з рознымі хуткасцямі і ў розных напрамках. Адзін з гэтых прамянёў задавальняе звычайнаму закону праламлення і называецца *звычайным*, другі не падпарадкоўваецца закону праламлення і носіць назву *незвычайнага*.

У крышталях існуе напрамак, уздоўж якога не адбываецца падвойнага праменепраламлення. Гэты напрамак называюць аптычнай воссю. Плоскасць, якая змяшчае падаючы прамень і аптычную вось, называецца галоўным сячэннем або галоўнай плоскасцю крышталя. Існуюць аднавосевыя і двухвосевыя крышталі. Прыкладамі аднавосевых крышталёў з'яўляюцца ісландскі шпат, кварц і турмалін, двухвосевых — слюда, гіпс. Падвойнае праменепраламленне ў двухвосевых крышталях даволі складаная з'ява. Часцей за ўсё разглядаюць падвойнае праменепраламленне ў аднавосевых крышталях.

Звычайны прамень палярызаваны ў плоскасці галоўнага сячэння крышталя, а незвычайны — у плоскасці, перпендыкулярнай галоўнаму сячэнню.

У большасці празрыстых аднавосевых крышталёў паглынне звычайнага і незвычайнага прамянёў аднолькавае. Аднак існуюць і такія крышталі, у якіх адзін з прамянёў паглынаецца больш. Такая з'ява атрымала назву *дыхраізму*. Напрыклад, крышталі турмаліну таўшчынёй 1 мм практычна поўнасцю паглынае ў бачнай вобласці спектра звычайны прамень.

Крышталі ў дачыненні да звычайнага і незвычайнага прамянёў валодаюць рознымі ўласцівасцямі. Калі  $v_o$  — хуткасць звычайнага праменя, а  $v_e$  — хуткасць незвычайнага, то  $v_e \neq v_o$ . Крышталі, для якіх  $v_e < v_o$ , называюць *дадатнымі*. Калі  $v_e > v_o$ , то крышталі *адмоўныя*.

Паколькі  $n_e = c/v_e$  і  $n_o = c/v_o$ , то і  $n_e \neq n_o$ . Для дадатных крышталёў  $n_e > n_o$ , для адмоўных —  $n_e < n_o$ . Прыклады дадатных крышталёў кварц, адмоўных — ісландскі шпат.

## 6.5. Палярызацыйныя прыборы

Часцей за ўсё для атрымання плоска палярызаванага святла з натуральнага выкарыстоўваюць палярызацыю пры адбіцці пад вуглом Брустэра або падвойнае праменепраламленне ў якім-небудзь крышталі. Аднак абодва спосабы маюць недахопы. Таму на практыцы карыстаюцца больш складанымі сістэмамі. Разгледзім некаторыя з іх.

*Стос* уяўляе сабой набор празрыстых плоскіх пласцін, якія ўстанаўліваюцца пад некаторым вуглом да падаючага святла (рыс. 6.20). Ступень палярызацыі павялічваецца пры кожным праламленні. Напрыклад, калі паказчык праламлення шкла  $n = 1,5$ , практычна поўную палярызацыю святла ( $P = 0,99$ ) дае стос з 16 пласцін.

*Прызма Валастона* (англійскі фізік, 1766 — 1828) складаецца з дзвюх прамавугольных прызм з ісландскага шпату (рыс. 6.21). Прызмы размешчаны такім чынам, што іх аптычныя восі ўзаемна

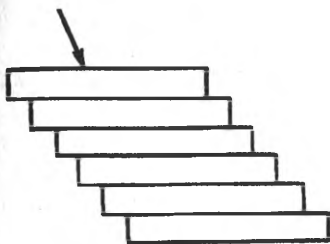


Рис. 6.20.

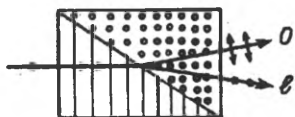


Рис. 6.21.

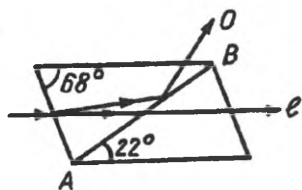


Рис. 6.22.

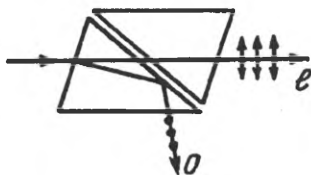


Рис. 6.23.

перпендикулярныя. Дзякуючы гэтаму ўдаецца значна павялічыць разыходжанне прамянёў, а значыць, вылучыць прамяні з пэўнымі напрамкамі ваганняў вектара  $E$ .

*Прызма Нікаля* (шатландскі фізік, 1768 — 1851) (нікаль) складаецца з дзвюх прамавугольных прызм з ісландскага шпату (рис. 6.22), якія склеены канадскім бальзамам. Прызмы размешчаны такім чынам, што звычайны прамень падае на мяжу ісландскі шпат — канадскі бальзам пад вуглом, роўным або большым, чым гранічны ( $76^{\circ} 26'$ ). Таму звычайны прамень на гэтай мяжы зведвае поўнае ўнутранае адбіццё і не ідзе ў другую прызму. Паказчык праламлення канадскага бальзаму  $n = 1,550$ , у той час як паказчык праламлення ісландскага шпату для звычайнага праменя  $n_0 = 1,658$ , для незвычайнага —  $n_e = 1,456$ .

Нікаль не ўжываецца ва ультрафіялетавай вобласці, паколькі канадскі бальзам паглынае ультрафіялетавыя прамяні.

*Прызма Фуко* (французскі фізік, 1819 — 1868) мае такую ж будову, як і нікаль, але замест канадскага бальзаму — тонкі слой паветра (рис. 6.23). Дзякуючы гэтаму прызма можа выкарыстоўвацца для ультрафіялетавых прамянёў. Поўнае ўнутранае адбіццё ад плоскасці разрэзу ў прызме Фуко ажыццяўляецца пад меншымі вугламі, паколькі паказчык праламлення паветра меншы, чым  $n_0$  і  $n_e$ .

Разгледзім прыстасаванні, якія заснаваны на прымяненні *дыхраізму*. У многіх крышталях паглынне святла залежыць ад напрамку электрычнага вектара ў светлавой хвалі. Гэтая з'ява таксама выкарыстоўваецца для атрымання лінейна палярызаванага святла.

Крышталі турмаліну таўшчынёй 1 мм прапускае толькі незвычайныя прамень і паглынае звычайны. Пласцінка з турмаліну можа быць палярызатарам. Недахопам такіх пласцінак з'яўляецца селектыўнае (выбіральнае) паглынне і незвычайнага праменя. Пlosкапалярызаванае святло, якое праходзіць праз турмалін, афарбоўваецца ў жоўта-зялёны колер. Гэта значна абмяжоўвае выкарыстанне крышталёў турмаліну ў якасці палярызуючага прыстасавання. Часта прымяняюць палярызуючыя плёнкі, якія атрымалі назву *паляроідаў*. Яны ўяўляюць сабой плёнку з целулоіду ці іншага празрыстага матэрыялу, на якую нанесены тонкім слоём пэўным чынам арыентаваныя мікраскапічныя крышталікі моцна дыхраічнага рэчыва.

## 6.6. Інтэрферэнцыя лінейна палярызаваных хваль

У натуральным святле ваганні, якія адбываюцца ў розных плоскасцях, вылучаюцца рознымі атамамі або малекуламі. Значыць, яны не звязаны адзін з адным і не з'яўляюцца кагерэнтнымі.

Звычайны і незвычайны прамяні, што ўзнікаюць у крышталях пры падзенні на іх натуральнага святла, не будуць кагерэнтнымі. Калі ж звычайны і незвычайны прамяні ўзнікаюць з аднаго і таго ж палярызаванага праменя, то яны кагерэнтныя. Пры накладанні такіх прамянёў назіраецца інтэрферэнцыя. Калі ваганні ў двух кагерэнтных палярызаваных прамянях адбываюцца ва ўзаемна перпендыкулярных напрамках, то яны пры накладанні прыводзяць да ўзнікнення эліптычна палярызаванага вагання. У выпадку роўнасці амплітуд атрымліваецца цыркулярна палярызаванае ваганне.

Інтэрферэнцыю палярызаваных прамянёў можна ажыццявіць наступным чынам. Паралельны пучок натуральнага святла падае на нікаль  $N_1$  (рыс. 6.24). Пасля гэтага лінейна палярызаванае святло пападае на плоскапаралельную пласцінку  $P$  з аднавосевага крышталю. У выніку падвойнага праменепраламлення ўзнікаюць звычайны і незвычайны прамяні, якія будуць распаўсюджвацца ў напрамку падзення з рознымі хуткасцямі. Кагерэнтныя хвалі, якія выходзяць з крышталічнай пласцінкі, палярызаваныя ва ўзаемна перпендыкулярных плоскасцях. Каб звесці іх ваганні ў адну плоскасць, пасля пласцінкі ставіцца яшчэ адна прызма  $N_2$ , з якой выходзяць два кагерэнтныя прамяні. Яны распаўсюджваюцца ў адным напрамку і палярызаваныя ў адной плоскасці. Пры гэтым ствараюцца ўмовы, неабходныя для ажыццяўлення інтэрферэнцыі такіх хваль. Розніца

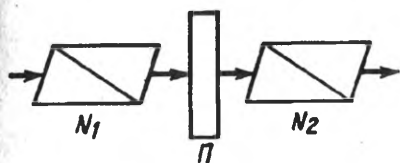


Рис. 6.24.

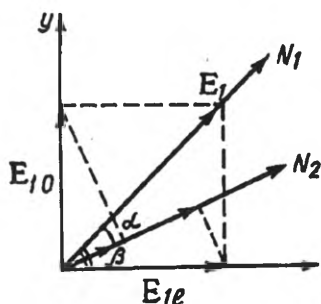


Рис. 6.25.

ў хуткасцях распаўсюджвання хваль прыводзіць да ўзнікнення некарай рознасці фаз паміж двума кагерэнтнымі хвалямі.

Інтэрфэрэнцыйная карціна залежыць ад амплітуды хваль і рознасці фаз паміж імі.

Рознасць фаз паміж прамянямі, якія выйшлі з крышталічнай пласцінкі таўшчынёй  $d$ ,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) d.$$

Інтэнсіўнасць у выніку інтэрфэрэнцыі двух монахраматычных хваль з рознасцю фаз  $\Delta\varphi$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\Delta\varphi. \quad (6.8)$$

У нашым выпадку  $I_1 \sim E_{20}^2$ ,  $I_2 \sim E_{2e}^2$ , дзе  $E_{20}$  і  $E_{2e}$  — амплітуды хваль, якія выходзяць з прызмы  $N_2$ . Няхай галоўныя напрамкі крышталічнай пласцінкі будуць  $x$  і  $y$  (рис. 6.25). Галоўныя сячэнні нікалей  $N_1$  і  $N_2$  утвараюць вугал  $\alpha$ . Вектар амплітуды светлавой хвалі  $E_1$ , якая выйшла з прызмы  $N_2$  і падае на пласцінку П, складае вугал  $\beta$  з аптычнай воссю крышталю  $x$ . Тады пры падвойным праменепраламленні ў крышталічнай пласцінцы атрымліваем

$$\left. \begin{aligned} E_{10} &= E_1 \sin\beta; \\ E_{1e} &= E_1 \cos\beta. \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

Прызма  $N_2$  прапускае складовыя

$$E_{20} = E_{10} \cos [90^\circ - (\beta - \alpha)]; \quad (6.10)$$

$$E_{2e} = E_{1e} \cos(\beta - \alpha). \quad (6.11)$$

Паколькі  $\cos\Delta\varphi = (1 - 2\sin^2\frac{\Delta\varphi}{2})$ , то, згодна з роўнасцямі (6.8) — (6.11), атрымаем

$$I = I_1 \left[ \cos^2\alpha - \sin 2\beta \sin 2(\beta - \alpha) \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} \right], \quad (6.12)$$

дзе  $I_1$  — інтэнсіўнасць святла пасля прызмы  $N_1$ .

Разгледзім некаторыя асобныя выпадкі такой інтэрферэнцыі:

а)  $d = 0$  (адсутнічае крышталічная пласцінка). Тады  $\Delta\varphi = 0$ .

З роўнасці (6.12) будзем мець  $I = I_1 \cos^2\alpha$  (закон Малюса);

б) галоўныя плоскасці прызм узаемна перпендыкулярныя ( $N_1 \perp N_2$ ). У гэтым выпадку  $\alpha = \pi/2$ . Тады

$$I_{\perp} = I_1 \sin^2 2\beta \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}. \quad (6.13)$$

Пры  $N_1 \perp N_2$  мініумы інтэрферэнцыі з'яўляюцца цёмнымі ( $I_{\min} = 0$ ) пры любых вуглах  $\beta$ ;

в) галоўныя плоскасці прызм  $N_1$  і  $N_2$  паралельныя ( $N_1 \parallel N_2$ ). У гэтым выпадку  $\alpha = 0$ . Тады

$$I_{\parallel} = I_1 \left[ 1 - \sin^2 2\beta \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} \right]. \quad (6.14)$$

Пры  $N_1 \parallel N_2$  мініумы інтэрферэнцыі будуць цёмнымі ( $I_{\min} = 0$ ) толькі пры вуглах  $\beta = \pm 45^\circ$ . Пры вуглах  $\beta \neq 45^\circ$   $I_{\min} \neq 0$ .

З роўнасцей (6.13) і (6.14) бачым, што інтэнсіўнасці  $I_{\perp}$  і  $I_{\parallel}$  з'яўляюцца дадатковымі ( $I_1 = I_{\perp} + I_{\parallel}$ ).

Рознасць фаз  $\Delta\varphi$  залежыць ад таўшчыні пласцінкі  $d$ . Калі таўшчыня пласцінкі такая, што рознасць ходу дзвюх хваль складае чвэрць даўжыні светлавой хвалі, то будзем мець *пласцінку ў 1/4 хвалі*:

$$(n_o - n_e) d = \frac{1}{4} \lambda. \quad (6.15)$$

Калі на пласцінку ў 1/4 хвалі накіраваць лінейна палярызаванае святло, то з яе выйдзе эліптычна палярызаванае святло. Калі вугал паміж аптычнай воссю крышталю і напрамкам вагання лінейна палярызаванай хвалі складае  $45^\circ$ , то будзем мець цыркулярна палярызаванае святло. Магчыма і адваротнае. Пры праходжанні эліптычна і цыркулярна палярызаванага святла праз пласцінку ў чвэрць хвалі яно ператвараецца ў плоскапалярызаванае святло.

Калі таўшчыня пласцінкі такая, што рознасць ходу дзвюх хваль складае палавіну даўжыні светлавой хвалі, то пласцінку называюць *пласцінкай у 1/2 хвалі*:

$$(n_0 - n_e) d = \frac{\lambda}{2}. \quad (6.16)$$

Рознасць фаз пры гэтым складае  $\pi$ . Калі  $\Delta\varphi = \pi$ , эліпс выраджаецца ў прамую лінію. Пры праходжанні лінейна палярызаванага святла праз пласцінку ў 1/2 хвалі плоская палярызацыя захоўваецца, але напрамак вагання мяняецца.

Калі рознасць фаз складае  $2\pi$  (пласцінка ў  $1\lambda$ ), то

$$(n_0 - n_e) d = \lambda. \quad (6.17)$$

Пры гэтым пласцінка прапускае лінейна палярызаванае святло без змянення напрамку вагання. Калі падлічыць таўшчыню пласцінак  $d$  на падставе формул (6.15) — (6.17), то атрымаем, што для  $\lambda = 4,6 \cdot 10^{-7}$  м  $d \sim 10^{-6}$  м. Выраб такіх пласцінак прадстаўляе пэўныя цяжкасці. Таўшчыня пласцінкі павінна адпавядаць рознасці фаз

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} + 2k\pi,$$

дзе  $k$  — цэлы лік. Звычайна пласцінкі вырабляюць не з ісландскага шпату, а з матэрыялаў (напрыклад, слюда), якія больш спрыяльныя для апрацоўкі.

Пры назіранні праз прызму  $N_2$  крышталічнай пласцінкі ў мохраматычным святле на яе паверхні відаць сістэма цёмных і светлых інтэрферэнцыйных палос. У белым святле гэтая пласцінка набывае рознакаляровую афарбоўку. Афарбоўка бесперапынна змяняецца, калі паварочваць адну з прызм. Гэтая з'ява носіць назву *храматычнай палярызацыі*. Калі пласцінка неаднародная па таўшчыні або па паказчыку праламлення, то ўчасткі, для якіх гэтыя параметры аднолькавыя, з'яўляюцца аднолькава цёмнымі або аднолькава афарбаванымі.

Храматычная палярызацыя з'яўляецца вельмі адчувальным метадам даследавання падвойнага праменепраламлення.

Да гэтага часу мы разглядалі інтэрферэнцыю ў паралельных прамянях. Больш складаныя з'явы назіраюцца пры інтэрферэнцыі збежных палярызаваных прамянёў. Пры гэтым рознасць фаз паміж прамянямі, а таксама характар палярызацыі залежаць ад вугла нахілу падаючага прамяня:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d(n_0 - n_e)}{\lambda \cos\alpha},$$

дзе  $\alpha$  — вугал падзення.

Пры  $\alpha = \text{const}$  атрымаем  $\Delta\varphi = \text{const}$ . Лініі, уздоўж якіх рознасць фаз пастаянная, называюцца *ізахраматамі*, г. зн. лініямі пастаяннага колеру. Форма ізахрамат і інтэрферэнцыйных палос вызначаецца сіметрыяй крышталю і арыентацыяй яго аптычных восей.

## 6.7. Штучная аптычная анізатрапія

Агульныя звесткі. Аптычна ізатропнае празрыстае рэчыва можа пры пэўных умовах стаць анізатропным, а гэта азначае, што яно будзе валодаць уласцівасцямі падвойнага праменепраламлення.

Анізатрапія асяроддзя абумоўлена асаблівасцямі часціц, якія складаюць гэтае асяроддзе. Існуюць атамы і малекулы, уласцівасці якіх залежаць ад напрамку даследавання ўнутры іх. Аднак уласцівасці ізаляванага атама ці малекулы яшчэ не вызначаюць уласцівасцей асяроддзя.

Анізатрапія асяроддзя абумоўлена як анізатрапіяй яго часціц, так і характарам іх узаемнага размяшчэння. Пры гэтым ізатропнае асяроддзе можа складацца з анізатропных часціц, а анізатропнае — з ізатропных. Гэта будзе залежаць ад арыентацыі часціц, якая абумоўлівае анізатрапію асяроддзя. Падобная арыентацыя назіраецца ў рэчывах пад дзеяннем міжмалекулярных сіл (у крышталю), а часам яна можа ўзнікаць пад уплывам вонкавых уздзеянняў (штучная анізатрапія).

Існуюць розныя спосабы стварэння штучнай аптычнай анізатрапіі.

Штучная анізатрапія пры механічных дэфармацыях. У 1813 г. Зеебекам (нямецкі фізік, 1770 — 1831) і ў 1815 г. Брустэрам было выяўлена, што аптычна ізатропнае цвёрдае цела пад уплывам механічнай дэфармацыі становіцца аптычна анізатропным, што абумоўлена залежнасцю дыэлектрычнай пранікальнасці рэчыва ад дэфармацыі. Пры гэтым мае месца дэфармацыя электронных абалонак атамаў і змяненне арыентацый аптычна анізатропных малекул або іх частак.

Пры аднабаковым сцісканні або расцягванні цела ўздоўж напрамку  $OO'$  (рыс. 6.26) у ім узнікае аптычная анізатрапія. Цела ў такім стане валодае ўласцівасцямі аднавосевага крышталю з аптычнай воссю  $OO'$ . Рознасць паказчыкаў праламлення звычайнага і незвычайнага прамянёў у напрамку, перпендыкулярным аптычнай восі, прапарцыйная нармальнаму напружанню  $\sigma$ :

$$n_0 - n_e = k\sigma,$$



Рис. 6.26.

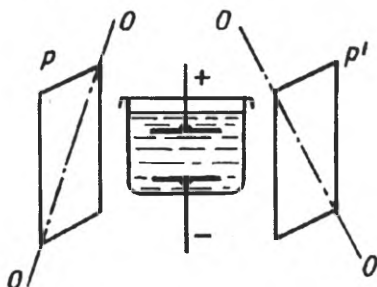


Рис. 6.27.

дзе  $k$  — каэфіцыент, які залежыць ад уласцівасцей рэчыва.

Рознасць ходу, што набываюць звычайны і незвычайны прамяні ўнутры цела таўшчынёй  $l$ ,

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) = c\pi l,$$

дзе  $c$  — аптычная канстанта ( $c = 2\pi k/\lambda$ ).

У выпадку інтэрфэрэнцыі палярызаваных прамянёў у белым святле афарбоўка розных участкаў будзе залежаць ад размеркавання напружання ўнутры цела. Таму штучнае падвойнае праменепрапамленне выкарыстоўваецца для вывучэння дэфармацый у празрыстых рэчывах. Такі метада даследавання дэфармацыі атрымаў назву *фотапругкасці*.

Мадэль якой-небудзь дэталі або канструкцыі з празрыстага ізатропнага матэрыялу размяшчаецца паміж палярызатарамі, аптычныя восі якіх перпендыкулярныя. На мадэль дзейнічаюць нагрукі, падобныя да тых, якія будуць дзейнічаць на саму дэталю. Назіраемая пры гэтым у белым святле інтэрфэрэнцыйная карціна дазваляе вызначыць размеркаванне напружання, а таксама вызначыць яго велічыню.

Аптычная анізатрапія ў электрычным полі. У 1875 г. Дж. Кер (шатландскі фізік, 1824 — 1907) паказаў, што вадкі або цвёрды ізатропны дыэлектрык, што змешчаны ў аднароднае электрычнае поле, становіцца аптычна анізатропным. Гэтая з'ява атрымала назву *эфекту Кера*. Кювета з вадкасцю, у якую апушчаны пласціны плоскага кандэнсатара (ячэйка Кера) (рыс. 6.27), размяшчаецца паміж палярызатарамі  $P$  і  $P'$ , аптычныя восі якіх перпендыкулярныя.

Калі на пласціны падаюць напружанне, паміж імі ўзнікае практычна аднароднае электрычнае поле. Пад яго ўздзеяннем вадкасць набывае ўласцівасці аднавосевага крышталя з аптычнай воссю ўздоўж поля.

Рознасць паказчыкаў праламлення  $n_0$  і  $n_e$  прапарцыянальна квадрату напружанасці поля  $E$ :

$$n_0 - n_e = kE^2,$$

дзе каэфіцыент  $k$  залежыць ад рэчыва і яго стану, а таксама ад даўжыні светлавой хвалі  $\lambda$ .

Часам карыстаюцца паняццем пастаяннай Кера  $B = k/\lambda$ , тады

$$n_0 - n_e = B\lambda E^2.$$

Рознасць ходу

$$\Delta = (n_0 - n_e) l = B\lambda l E^2,$$

дзе  $l$  — таўшчыня слоя.

Рознасць фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) l = 2\pi B l E^2.$$

Тлумачэнне ефекту Кера было дадзена ў 1910 г. французскім фізікам П. Ланжэнам (1872 — 1946) і ў 1918 г. нямецкім фізікам М. Борнам (1882 — 1970). Электрычнае поле арыентуе малекулы рэчыва, якія валодаюць дыпольным момантам, і індукіруе дыпольны момант у малекулах, якія не маюць уласнага дыпольнага моманту. У выніку гэтага паказчыкі праламлення становяцца рознымі і ўзнікае падвойнае праменепраламленне. Пры адсутнасці электрычнага поля малекулы арыентаваны хаатычна, таму вадкасць не будзе анізатропнай.

Працэсы, якія звязаны з арыентацыяй малекул у электрычным полі, адбываюцца на працягу  $10^{-10}$  с. Таму ячэйка Кера, што размешчана паміж палярызатарамі, аптычныя восі якіх перпендыкулярныя, можа быць безынэрцыяльнай светлавой засаўкай. Пры адсутнасці напружання на пласцінах кандэнсатара засаўка не будзе прапускаць святло. Пры ўключэнні напружання яна прапускае значную частку святла, якое падае на першы палярызатар. У некаторых выпадках замест вадкасці ў ячэйках Кера выкарыстоўваюць крышталі або шклопадобныя асяроддзі. Вышэй разглядалася ўзнікненне падвойнага праменепраламлення ў ізатропным асяроддзі пад уздзеяннем пастаяннага электрычнага поля. Але, як паказваюць назіранні, такая з'ява можа адбывацца і ў пераменным электрычным полі і нават у полі светлавой хвалі. Развіццё лазернай

тэхнікі дазволіла атрымаць імпульсы святла з вельмі вялікай напружанасцю электрычнага поля. Пад уздзеяннем такіх магутных імпульсаў святла ў вадкасцях узнікае падвойнае праменепраламленне.

У некаторых крышталях пры накладанні вонкавага электрычнага поля ўзнікае падвойнае праменепраламленне, якога няма пры адсутнасці поля. Пры гэтым рознасць паказчыкаў праламлення звычайнага і незвычайнага прамянёў прапарцыянальная першай ступені напружанасці электрычнага поля. Гэтая з'ява называецца *эфектам Покельса* (нямецкі фізік, 1865 — 1913).

Аптычная вось крышталя арыентуецца паралельна праменю святла і напружанасці вонкавага электрычнага поля. Пры наяўнасці вонкавага электрычнага поля ўзнікае другая аптычная вось, якая знаходзіцца ў плоскасці, што перпендыкулярная першай аптычнай восі. Адносна гэтай восі і адбываецца падвойнае праменепраламленне. Пры гэтым

$$n_e - n_o = kE,$$

дзе  $k$  — пастаянная.

З пункту гледжання практычнага прымянення эфект Покельса мае перавагі перад эфектам Кера. Для атрымання аднолькавага падвойнага праменепраламлення ў гэтым выпадку патрабуецца значна меншая рознасць патэнцыялаў. Эфект Покельса таксама безынерцыйны і выкарыстоўваецца для стварэння мадулятараў святла.

Калі электрычнае поле прыкладаецца ўздоўж аптычнай восі крышталю, то мае месца падоўжны эфект, а калі перпендыкулярна, то папярочны. У абодвух выпадках прамень святла павінен распаўсюджвацца ў напрамку аптычнай восі, якую крышталю мае пры адсутнасці вонкавага электрычнага поля.

Ячэйкі Кера выкарыстоўваюць у хуткаснай фота- і кіназдымцы, аптычнай тэлефаніі, аптычнай лакацыі і інш.

Аптычная анізатрапія ў магнітным полі. У 1907 г. французскія фізікі Э. Катонам і А. Мутонам была даследавана з'ява падвойнага праменепраламлення ў ізатропным рэчыве, якое змяшчалася ў магнітнае поле. Пры адсутнасці магнітнага поля хаатычнае размяшчэнне малекул забяспечвае макраскапічную ізатрапію асяроддзя. У магнітным полі рэчыва становіцца анізатропным у выніку пэўнай арыентацыі магнітных момантаў малекул. Такая з'ява атрымала назву *эфекту Катона — Мутона*.

Для назірання гэтага эфекту празрыстае рэчыва змяшчаюць паміж палюсамі магутнага электрамагніта і прапускаюць праз яго прамень монахраматычнага святла, які лінейна палярызаваны ў плоскасці, што складае з напрамкам магнітнага поля вугал  $45^\circ$ .

Гэты прамень, што праходзіць праз рэчыва, якое стала ў магнітным полі анізатропным, ператвараецца ў эліптычна палярызаваны, паколькі ён дзеліцца на два прамяні (звычайны і незвычайны) з рознымі паказчыкамі праламлення ( $n_0$  і  $n_e$ ). Прамяні распаўсюджваюцца пад вельмі малым вуглом адзін да аднаго. Таму для назірання эфекта Катона — Мутона патрабуюцца дастаткова моцныя магнітныя палі. Рознасць фаз пры гэтым

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0) l = 2\pi ClB^2,$$

дзе  $C$  — пастаянная Катона — Мутона. Велічыня  $C$  мае найбольшыя значэнні для вадкіх крышталёў і калоідных раствораў.

Вывучаючы эфект Катона — Мутона ў розных рэчывах, можна атрымаць інфармацыю аб структуры малекул, утварэнні міжмалекулярных агрэгатаў і рухомасці малекул.

## 6.8. Вярчэнне плоскасці палярызацыі

У 1811 г. французскі фізік Д. Араго (1786 — 1853) выявіў, што пры праходжанні лінейна палярызаванага святла праз крышталі кварцу ўздоўж яго аптычнай восі плоскасць палярызацыі святла паварочваецца вакол напрамку праменя. Далейшыя даследаванні паказалі, што такая з'ява назіраецца і для іншых рэчываў. Рэчывы, якія здольны паварочваць плоскасць палярызацыі праменя, што праходзіць праз іх, называюцца *аптычна актыўнымі*. Гэтыя рэчывы падзяляюць на два класы. Рэчывы, якія ажыццяўляюць вярчэнне плоскасці палярызацыі па гадзіннікавай стрэлцы для назіральніка, што глядзіць насустрач праменю, называюць *прававярчальнымі* або *дадатнымі* ( $\varphi > 0$ ). Калі вярчэнне адбываецца супраць гадзіннікавай стрэлкі, то рэчыва называюць *леваверчальным* або *адмоўным* ( $\varphi < 0$ ).

Незалежна ад назіральніка вярчэнне плоскасці палярызацыі адбываецца ў процілеглых бакі, калі прамяні распаўсюджваюцца насустрач адзін аднаму. Калі святло прымусіць прайсці туды і назад праз актыўнае рэчыва, то плоскасць палярызацыі зойме першапачатковае становішча.

У аптычна актыўных крышталях і чыстых вадкасцях вугал павароту  $\varphi$  плоскасці палярызацыі святла прапарцыйны таўшчыні  $l$  слоя рэчыва, які праходзіць святло,

$$\varphi = \alpha l,$$

дзе  $\alpha$  — удзельнае вярчэнне, якое залежыць ад уласцівасцей рэчыва, а таксама ад даўжыні хвалі святла.

У 1815 г. французскі фізік Ж. Біо (1774 — 1862) выявіў аптычную актыўнасць у некаторых растворах і ўстанавіў закон (закон Біо), згодна з якім для раствораў вугал  $\varphi$  павароту плоскасці палярызацыі лінейна залежыць ад таўшчыні  $l$  слоя раствора і канцэнтрацыі  $c$  актыўнага рэчыва:

$$\varphi = \alpha_1 cl,$$

дзе  $\alpha_1$  — удзельнае вярчэнне раствору.

Часам карыстаюцца паняццем малекулярнага вярчэння

$$\alpha_m = \frac{M}{100} \alpha_1,$$

дзе  $M$  — малекулярная маса аптычна актыўнага рэчыва.

Удзельная аптычная актыўнасць залежыць не толькі ад роду рэчыва, але і ад яго аграгатнага стану, ціску, тэмпературы, тыпу растаральніка і інш.

Некаторыя рэчывы аптычна актыўныя толькі ў крышталічным стане (кварц, кінавар і іш.). Іх аптычная актыўнасць з'яўляецца ўласцівасцю крышталю наогул. Існуюць рэчывы, актыўныя ў любым аграгатным стане. Гэта азначае, што іх аптычная актыўнасць вызначаецца будовай асобных малекул (шкіпінар).

У аснове тэорыі вярчэння плоскасці палярызацыі ляжыць гіпотэза Фрэнеля (1817), згодна з якой хуткасць распаўсюджвання святла ў актыўных рэчывах розная для прамянёў, палярызаваных па правым і левым крузе. Рознымі з'яўляюцца і паказчыкі праламлення.

Лінейна палярызаваную хвалю  $E$  (рыс. 6.28) можна раскласці на дзве хвалі, палярызаваныя па правым  $E_{\text{пр}}$  і па левым  $E_{\text{л}}$  крузе. Калі  $v_{\text{пр}} = v_{\text{л}}$  (рыс. 6.28, а), то рэзультыўнае ваганне адбываецца ўздоўж  $E$ , г. зн. асяроддзе не будзе аптычна актыўным. Калі  $v_{\text{пр}} \neq v_{\text{л}}$ , напрыклад  $v_{\text{пр}} > v_{\text{л}}$  (рыс. 6.28, б), то вектары  $E_{\text{пр}}$  і  $E_{\text{л}}$  павернуцца на розныя вуглы ( $\varphi_{\text{пр}} > \varphi_{\text{л}}$ ). Гэта прывядзе да павароту рэзультыўнага вектара  $E$  на некаторы вугал  $\varphi$ :

$$\varphi = \frac{\varphi_{\text{пр}} - \varphi_{\text{л}}}{2}.$$

Паколькі

$$\varphi_{\text{пр}} = \omega \left( t - \frac{l}{v_{\text{пр}}} \right); \quad \varphi_{\text{л}} = \omega \left( t - \frac{l}{v_{\text{л}}} \right),$$

дзе  $l$  — таўшчыня слоя рэчыва, то

$$\varphi = \frac{\omega l}{2} \left( \frac{1}{v_{\text{л}}} - \frac{1}{v_{\text{пр}}} \right).$$

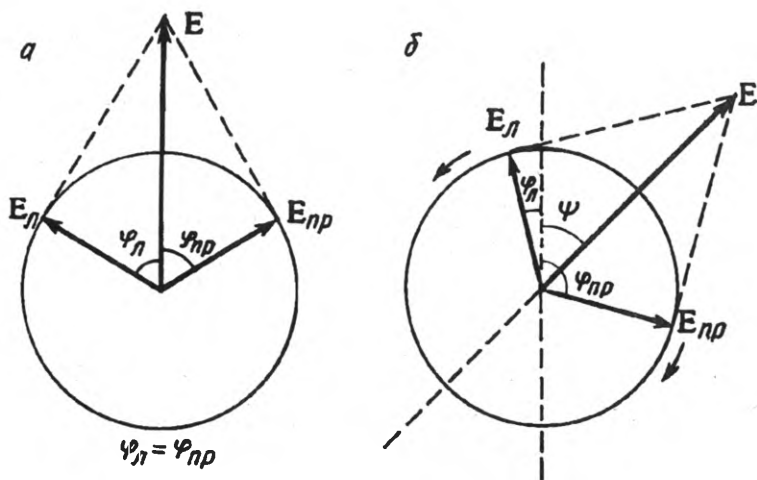


Рис. 6.28.

Але  $v_{л} = c/n_{л}$ ,  $v_{пр} = c/n_{пр}$  і, значыць,

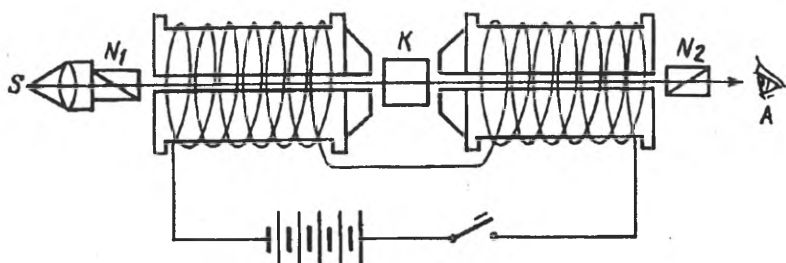
$$\varphi = \frac{\pi l}{\lambda} (n_{л} - n_{пр}).$$

Для прававярчальных рэчываў  $v_{пр} > v_{л}$ ,  $n_{пр} < n_{л}$  і вугал  $\varphi$  з'яўляецца дадатным. Для левавярчальных  $v_{пр} < v_{л}$ ,  $n_{пр} > n_{л}$  і вугал  $\varphi$  — адмоўны.

На практыцы звычайна  $l \gg \lambda$ . Пры гэтым  $\varphi$  можа быць значным пры малой розніцы  $n_{пр}$  і  $n_{л}$ . Такія абставіны даюць магчымасць распрацоўваць вельмі адчувальныя метады вымярэння паказчыкаў праламлення рэчываў, пры дапамозе якіх можна вымяраць розніцу паказчыкаў праламлення ў  $10^4$  разоў меншую, чым інтэрфераметрычным метадам.

Тэорыя Фрэнеля не тлумачыла залежнасці хуткасці распаўсюджвання святла, а таксама паказчыка праламлення ад характару палярызацыі святла. Патрэбна было высветліць прычыны залежнасці хуткасцей распаўсюджвання правага і левага прамянёў у актыўных рэчывах.

Малекулярная тэорыя аптычнай актыўнасці ўпершыню была распрацавана нямецкім фізікам М. Борнам (1882 — 1970). Ён лічыў, што вярчэнне плоскасці палярызацыі можна растлумачыць асіметрычнымі малекуламі, якія не маюць ні цэнтра сіметрыі, ні плоскасці сіметрыі. Пры гэтым фаза светлавой хвалі ў розных пунктах малекулы розная.



Рыс. 6.29.

У 1846 г. М. Фарадэй (1791 — 1861) выявіў вярчэнне плоскасці палярызацыі ў аптычна неактыўных рэчывах у магнітным полі. Гэтая з’ява атрымала назву *эфекту Фарадэя*.

Эфект Фарадэя можна назіраць пры дапамозе эксперыментальнай устаноўкі, якая паказана на рыс. 6.29. Рэчыва  $k$  размяшчаецца паміж полюсамі электрамагніта, які ў сваю чаргу знаходзіцца паміж двума скрыжаванымі нікалямі. Лінейна палярызаванае святло прапускаецца праз цела так, каб напрамак яго супадаў з напрамкам магнітнага поля. Калі прапусціць ток, то праз скрыжаваньня прызмы праходзіць частка святла. Гэта тлумачыцца тым, што мае месца вярчэнне плоскасці палярызацыі святла, якое выйшла з палярызатара  $N_1$ . Калі павярнуць прызму  $N_2$  вакол восі праменя, то можна дасягнуць поўнай цемнаты і вызначыць вугал павароту плоскасці палярызацыі.

Вугал павароту плоскасці палярызацыі залежыць ад даўжыні шляху святла  $l$  у рэчыве і індукцыі магнітнага поля  $B$ :

$$\varphi = \beta l B,$$

дзе  $\beta$  — пастаянная Вердэ, якая залежыць ад рэчыва, яго фізічнага стану і даўжыні хвалі святла.

Вярчэнне плоскасці палярызацыі ў магнітным полі абумоўлена тым, што пад уплывам магнітнага поля электроны, якія ўваходзяць у састаў атамаў і малекул, зведваюць прэцэсію. У выніку гэтага хуткасці распаўсюджвання хваль, якія палярызаваны па гадзіннікавай стрэлцы і супраць гадзіннікавай стрэлкі, будуць рознымі, зменіцца аптычная рознасць ходу паміж двума палярызаванымі хвалямі, усё гэта прыводзіць да дадатковага павароту плоскасці палярызацыі.

Вымяраючы вугал павароту плоскасці палярызацыі, можна вырашаць шэраг практычных задач, у прыватнасці, вызначаць канцэнтрацыю аптычна актыўных раствораў. Прыборы, пры дапамозе

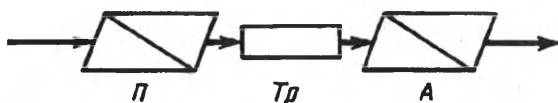


Рис. 6.30.

які вимяраюць вугал павароту плоскасці палярызацыі, атрымалі назву *палярыметраў*. Аптычная схема такога прыбора прыведзена на рыс. 6.30 (паміж палярызацыйнымі прызмамі П і А размяшчаецца трубка з раствором  $T_p$ ). Палярыметр, які выкарыстоўваецца для вызначэння канцэнтрацыі цукру ў раствору, называюць *цукраметрам*.