

# 28 ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

В попередніх розділах нами розглянуті явища інтерференції і дифракції, які обумовлені хвильовою природою світла. В цьому розділі розглянемо ще одну важливу і корисну властивість світла, яка полягає в тому, що світло можна поляризувати. Існування поляризації також можна пояснити, припустивши, що світло є хвиля, або, точніше, поперечна хвиля.

## § 28.1. Поперечність світлових коливань

Світло являє собою електромагнітні коливання. Звідси безпосередньо випливає, що світлові хвилі поперечні. Справді, вся сукупність законів електромагнетизму і електромагнітної індукції веде до висновку, що зміна в часі напруженості електричного поля  $\vec{E}$  супроводжується появою змінного магнітного поля  $\vec{H}$ , напрямленого перпендикулярно до вектора  $\vec{E}$ , і навпаки. Таке змінне електромагнітне поле не є нерухомим у просторі, а поширюється зі швидкістю світла вздовж лінії, перпендикулярної до векторів  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$ , утворюючи електромагнітні, зокрема, світлові хвилі. Отже, три вектори  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  і  $\vec{v}$  (швидкість поширення) взаємно перпендикулярні і утворюють правогвинтову систему. Інакше кажучи, напрямки векторів  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  перпендикулярні до напрямку поширення, тобто електромагнітна хвиля поперечна (рис. 28.1).

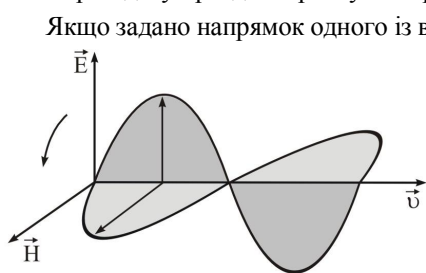


Рис. 28.1

Якщо задано напрямок одного із векторів, наприклад, вектора  $\vec{E}$ , то напрямок вектора  $\vec{H}$  визначиться однозначно. Однак “хрест” векторів  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  може бути орієнтований відносно напрямку поширення довільно.

В кожному окремому випадку існує та чи інша орієнтація векторів  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  і, отже, напрямок поширення не є віссю симетрії електромагнітних хвиль. Така асиметрія характерна для поперечних хвиль, поздовжні ж хвилі завжди симетричні відносно напрямку поширення\*.

**Отже, асиметрія відносно напрямку поширення і є тією ознакою, яка відрізняє поперечну хвилю від поздовжньої.** Цю ознаку і було використано для експериментального встановлення поперечності світлових хвиль задовго до того, як було встановлено їх електромагнітну природу, де поперечність очевидна.

Можна досить легко експериментально встановити відмінність між поперечними і поздовжніми хвилями. Пояснимо це на наочному механічному прикладі (рис. 28.2).

Біжучі по мотузці хвилі вільно проходять через вертикальну щілину (рис. 28.2, а). Якщо щілину повернути на  $90^\circ$ , то коливання будуть погашені повністю (рис. 28.2, б). Поздовжні ж хвилі в обох випадках проходять вільно і ніяких змін не зазнаватимуть.

---

\* Поздовжня хвиля має однакові властивості в різних напрямках, перпендикулярних до напрямку поширення.

Зрозуміло, що для експериментального виявлення асиметрії світлових хвиль подібні механічні щілини непридатні.

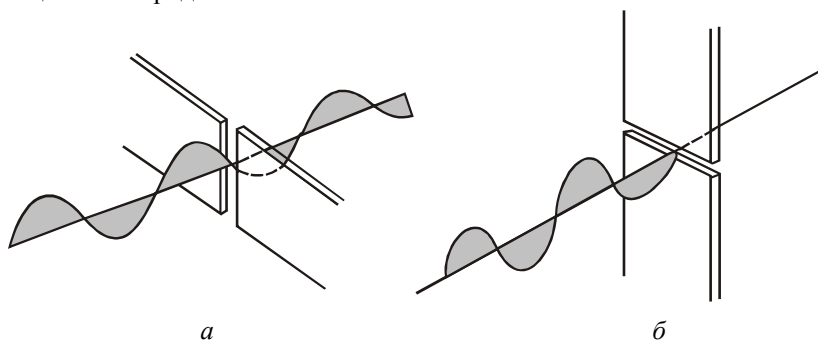


Рис. 28.2

Експериментальне дослідження асиметрії світлових хвиль може бути здійснене за допомогою системи, яка в свою чергу також має властивість асиметрії. Такою системою може служити кристал, який володіє анізотропними властивостями. І дійсно, проходження світла через такий кристал і було першим явищем, на підставі якого було встановлено поперечність світлових хвиль.

Гюйгенс (1690 р.), вивчаючи відкриту Е. Бартоліном (1669 р.)<sup>\*</sup> властивість ісландського шпату роздвоювати світлові промені (подвійне променезаломлення), які проходять через нього, знайшов, що кожний з цих променів поводить себе при проходженні крізь другий кристал ісландського шпату інакше, ніж звичайні промені. А саме: залежно від орієнтації кристалів один відносно одного кожний з променів, роздвоюючись у другому кристалі, дає два промені різної інтенсивності, а при деяких орієнтаціях – тільки один промінь (інтенсивність другого променя рівна нулю). Гюйгенс не зміг пояснити відкрите ним явище. Дещо пізніше Ньютон (1704 р.), обмірковуючи відкриття Гюйгенса, звернув увагу на асиметрію світлових хвиль.

Більше ніж через 100 років французький фізик Малюс (1775 – 1812) у 1808 р. відкрив схожі особливості в світлі, відбитому від поверхні скла. Для позначення цих особливостей світла Малюс ввів термін **поляризація**<sup>\*\*</sup>.

Після встановлення у світла хвильової природи явище поляризації світла і далі ретельно вивчалось. Досліди Араго і Френеля над інтерференцією поляризованих променів (1816р.) спонукали Юнга висловити припущення про поперечність світлових хвиль. Френель, незалежно від Юнга, також висунув концепцію поперечності світлових хвиль, всебічно обґрунтувавши її численними важливими дослідженнями. Концепцію поперечності світлових хвиль Френель поклав в основу пояснення явища поляризації світла та подвійного променезаломлення в кристалах.

## § 28.2. Природне і поляризоване світло

Електромагнітні хвилі, як сказано вище, поперечні. Однак, разом з тим світлові хвилі в звичайних умовах не виявляють асиметрії відносно напрямку поширення променя. Це зумовлено тим, що світлові хвилі, які випромінюються тілами, є результатом тих окремих хвиль, що випромінюються його атомами (елементарними вібраторами). Оскільки окремі атоми безперервно змінюють свою просторову орієнтацію, то змінюються з великою частотою і напрям-

<sup>\*</sup> Бартолін Еразм (1625 – 1698) – датський фізик і математик.

<sup>\*\*</sup> Поляризація – надання, набуття певної орієнтації, полярності.

ки коливань вектора  $\vec{E}$  окремих хвиль світлового променя (рис. 28.3). Вектор  $\vec{E}$  багато мільярдів разів за секунду міняє напрямок своїх коливань. Тому в результаті хвилі коливання різних напрямків представлені з однаковою імовірністю. Таке світло випромінюють полум'я, електричні дуга і лампа, Сонце та інші джерела світла. Описане світло називається **природним або неполяризованим**. Таким чином, в природному світлі коливання вектора  $\vec{E}$  різних напрямків швидко і безладно змінюють одне одного.

Однак, можна отримати світло, в якому вектор  $\vec{E}$  коливається в одному єдиному напрямку (вектор  $\vec{E}$  лежить в одній площині). Таке світло називається **плоско або лінійно поляризованим**. Площина, в якій коливається світловий вектор (вектор  $\vec{E}$ ), називається **площиною коливань** (рис. 28.4). Площину, перпендикулярну до площини коливань, прийнято називати **площиною поляризації** (в силу історичних причин). Світло, яке випромінюється в елементарному акті (елементарним випромінювачем), завжди лінійно поляризоване (рис. 28.5).

Макроскопічне джерело світла, як правило, представляє собою хаотичну сукупність елементарних випромінювачів. Тому в окремих елементарних актах випромінюється світло з різною поляризацією (з різними азимутами лінійної поляризації). В цілому і отримується неполяризоване світло. Існує ще і так зване **частково поляризоване світло**, у якого коливання світлового вектора відбуваються у всіх можливих напрямках, але якийсь один із них переважає над іншими (рис. 28.6).

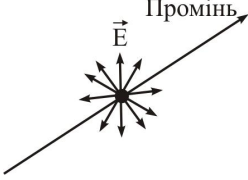


Рис. 28.3

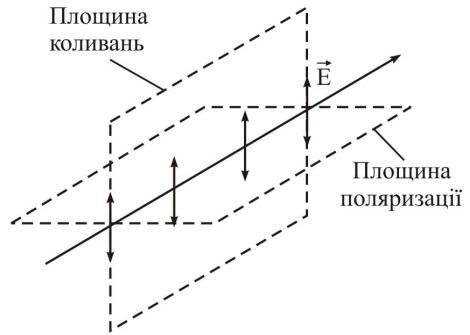


Рис. 28.4

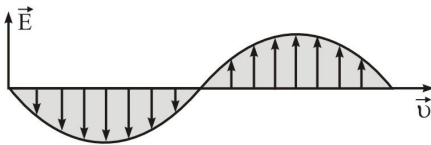


Рис. 28.5

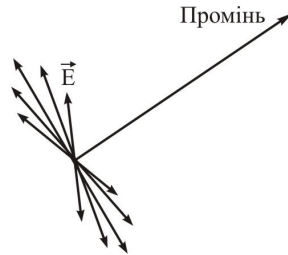


Рис. 28.6

### § 28.3. Поляризація при відбиванні і заломленні світла на межі двох діелектриків

Будь-який пристрій, за допомогою якого можна отримати поляризоване світло, називається **поляризатором**. Лінійно поляризоване світло найпростіше можна отримати при відбиванні світла від плоско паралельної пластинки діелектрика (наприклад, від скляної пластинки). Використана таким чином скляна пластинка є поляризатором світла\*.

\*Цей спосіб поляризації відкрив Малюс у 1808 р. Він випадково помітив, що при повертанні кристала навколо променя, відбитого від поверхні скла, інтенсивність світла періодично змінюється (підсилюється і послаблюється), тобто, відбивання від скла діє на світло подібно до проходження його через кристал турмаліну.

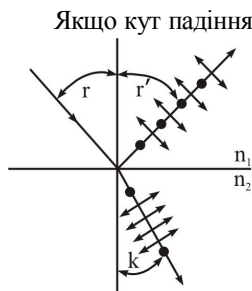


Рис. 28.7

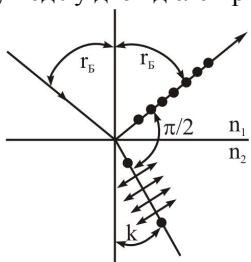


Рис. 28.8

Якщо кут падіння на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря-скло, тобто на поверхню скляної пластинки) відмінний від нуля, то відбитий і заломлений промені є частково поляризовані. У відбитому промені переважають коливання електричного вектора  $\vec{E}$ , які перпендикулярні до площини падіння (на рис. 28.7 ці коливання позначені точками), а в заломленому промені переважають коливання, паралельні площині падіння (на рис. 28.7 вони зображені двос-

торонніми стрілками).

Ступінь поляризації обох променів залежить від кута падіння. При куті падіння, який задовольняє умові

$$\operatorname{tgr}_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (28.1)$$

де  $n_1$  і  $n_2$  – відповідно абсолютні показники заломлення першого і другого середовищ,  $n_{21}$  – відносний показник заломлення другого середовища відносно першого, відбитий промінь повністю поляризований (він містить тільки коливання, перпендикулярні до площини падіння (рис. 28.8)). Ступінь поляризації заломленого променя при виконанні умови (28.1) досягає найбільшого значення, однак, цей промінь все ще залишається поляризованим тільки частково.

Співвідношення (28.1) носить назву **закону Брюстера**. Кут  $r_B$  називається **кутом Брюстера**, або **кутом повної поляризації відбитого променя**. Легко перевірити, що при падінні світла під кутом Брюстера, відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні (рис. 28.8).

Як уже відмічалось вище, при падінні світла під кутом Брюстера поляризація заломленого променя максимальна, але далеко не повна (для звичайного скла ступінь поляризації складає  $\sim 15\%$ ). Якщо заломлений і, значить, частково поляризований промінь піддати другому, третьому і т. д. заломленням, то ступінь поляризації його зросте. Дослід показує, якщо при падінні під кутом Брюстера світло пропустити через 8 – 10 пластинок, то не тільки відбитий, але і заломлений промінь практично будуть повністю поляризовані. Напрямки коливань електричних векторів у відбитому і заломленому променях будуть взаємно перпендикулярні. Таким чином, **група пластинок, яку прийнято називати стопою Столстова, може служити в якості поляризатора.**

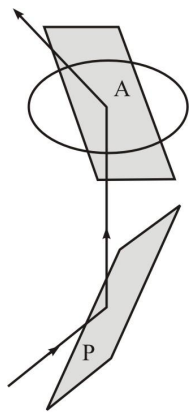


Рис. 28.9

А як експериментально переконатися в тому, що світло, відбите під кутом Брюстера, дійсно лінійно поляризоване? Для цього можна скористатися іншою такою ж плоско паралельною пластинкою, розмістивши її на шляху первинно відбитого променя також під кутом Брюстера, але в такому положенні, щоб компонента електричного вектора, яка була перпендикулярною до площини падіння першої пластинки (рис. 28.8), стала паралельною до площини падіння другої пластинки (рис. 28.9). Якщо пластинки розміщені достатньо точно, то інтенсивність відбитого променя від другої пластинки буде рівна нулю. При такому відносному розміщенні два поляризаційні прилади (у нашому випадку пластинки) називають **схрещеними**. **Перший пристрій (першу пластинку) прийнято називати поляризатором, а другий – аналізатором.** Повернувши пластинку на  $90^\circ$

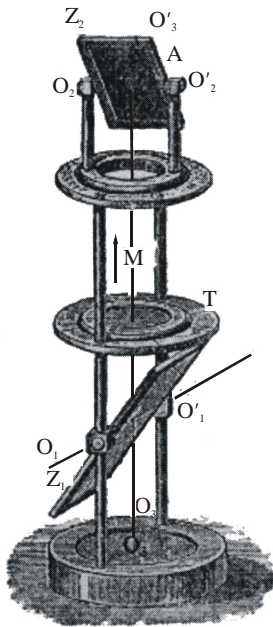


Рис. 28.10

навколо осі, яка співпадає з напрямком променя між пластинками, отримаємо паралельне розміщення пластинок (пристрій). При цьому інтенсивність двічі відбитого променя від пластинок буде максимальна. На цьому принципі ґрунтується дія незаслужено забутого поляризаційного приладу Неренберга (рис. 28.10).

Прилад складається з двох дзеркал  $Z_1$  і  $Z_2$  (дзеркала можна замінити плоско паралельними пластинками). На дзеркало  $Z_1$  падає світловий промінь природного світла і воно може повертатися навколо осі, змінюючи при цьому кут падіння променя. Дзеркало  $Z_1$  служить поляризатором. Світловий промінь, відбитий від дзеркала  $Z_1$ , який є частково або повністю поляризованим, падає на дзеркало  $Z_2$ , яке може обертатися як навколо осі  $O_2O_2'$ , так і навколо осі  $O_3O_3'$ . Дзеркало  $Z_2$  служить аналізатором. На столику  $T$  можна розміщувати прозорі об'єкти для їх дослідження або для дослідження світла. Якщо дзеркала  $Z_1$  і  $Z_2$  розмістити так, як показано на рис. 28.10, то інтенсивність відбитого від дзеркала  $Z_2$  променя буде рівна нулю.

Відомо, що інтенсивність відбитого від поверхні діелектрика світлового променя невелика (навіть при виконанні умови Брюстера), тому метод поляризації при відбиванні і заломленні у простому вигляді не знайшов широкого застосування.

**Приклад 28.1.** Під яким кутом  $\alpha$  до горизонту повинно знаходитися Сонце, щоб світло, відбите від поверхні води озера, було лінійно поляризованим?

**Розв'язок.** Щоб світло, відбите від поверхні води, було лінійно поляризованим, необхідно, щоб сонячні промені падали на поверхню води під кутом Брюстера. Тоді, скориставшись формулою (28.1) і поклавши  $n_g = 1,33$ , отримаємо:

$$\operatorname{tg} r_B = n_g = 1,33; \quad r_B = 53,1^\circ.$$

Тоді  $\alpha = 90^\circ - 53,1^\circ = 36,9^\circ$ . Сонце повинно знаходитися під кутом  $\alpha = 36,9^\circ$  до горизон-

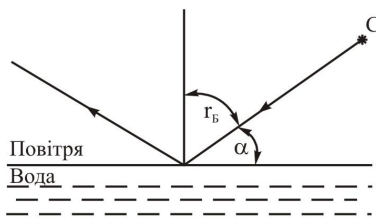


Рис. 28.11

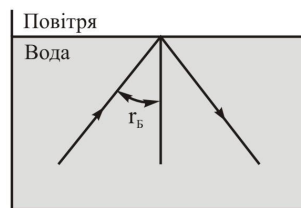


Рис. 28.12

ту (рис. 28.11).

**Приклад 28.2.** Знайти кут Брюстера (кут повної поляризації) при відбиванні світла від поверхні води (із під води) (рис. 28.12).

**Розв'язок.** Скористаємось знову законом Брюстера (28.1). Тоді:

$$\operatorname{tg} r_B = \frac{n_{\text{нов}}}{n_{\text{води}}} = \frac{1}{1,33}; \quad r_B = 36,9^\circ.$$

### § 28.4. Оптична анізотропія: подвійне променезаломлення

В багатьох прозорих середовищах швидкість світла однакова у всіх напрямках. Такі середовища називаються **ізотропними**. Але в деяких кристалах і розчинах швидкість світла в різних напрямках різна. Такі середовища називаються **анізотропними**. Яскравим проявом оптичної анізотропії є явище подвійного променезаломлення: **розділення кристалом променя на два промені** (рис. 28.13). Це явище, як відмічалось вище (§ 28.1), було відкрито в 1669 р. Еразмом Бартоліном на кристалі ісландського шпату ( $\text{CaCO}_3$ ).

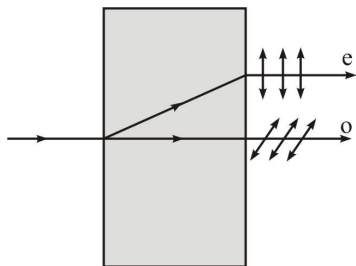


Рис. 28.13

При подвійному променезаломленні один із променів задовольняє закону заломлення і лежить в одній площині з падаючим променем та нормаллю, поставленою в точку падіння. Цей промінь називають **звичайним** і на рисунках його позначають малою буквою **о**. Для іншого променя, який називається **незвичайним** (його позначають малою буквою **е**), відношення  $\sin r / \sin k$  не залишається сталим при зміні кута падіння.

Крім того, незвичайний промінь не лежить, як правило, в одній площині з падаючим променем і нормаллю до заломлюючої поверхні. У будь-якого кристала, який володіє властивістю подвійного променезаломлення, існує, принаймні, один напрямок (зауважимо, що мова йде про напрямок, а не про окрему лінію), вздовж якого звичайний і незвичайний промені поширюються просторово не розділяючись і з однаковою швидкістю. Цей напрямок називається **оптичною віссю кристала**. Якщо промінь світла падає на кристал перпендикулярно до головної оптичної осі, то звичайний і незвичайний промені також просторово не розділяються, але поширюються з різними швидкостями. У всіх інших напрямках звичайний і незвичайний промені просторово розділяються і поширюються з різними швидкостями. Будь-яка площина, яка проходить через оптичну вісь кристала, називається **головним перерізом або головною площиною кристала**. Дослідження звичайного і незвичайного променів показали, що обидва промені повністю лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках (рис. 28.13). **Площина коливань звичайного променя перпендикулярна до головного перерізу кристала. У незвичайному промені коливання світлового вектора здійснюється в площині, яка співпадає з головним перерізом.** Після виходу із кристала обидва промені відрізняються один від одного тільки напрямком поляризації.

Явище подвійного променезаломлення можна пояснити, прийнявши наступне припущення: швидкість світла залежить від напрямку орієнтації вектора  $\vec{E}$  відносно оптичної осі кристала. Як видно із рис. 28.13, звичайний промінь поляризований перпендикулярно до оптичної осі (вектор  $\vec{E}$  коливається перпендикулярно до оптичної осі), тому його швидкість однакова у всіх напрямках, оскільки у всіх напрямках поляризація залишається перпендикулярною до оптичної осі. У незвичайного променя є компоненти поляризації як паралельні так і перпендикулярні до оптичної осі і тому його швидкість поширення неоднакова в різних напрямках. Якщо напрямок коливання електричного вектора  $\vec{E}$  (незвичайного променя) перпендикулярний до оптичної осі, то його швидкість дорівнює швидкості поширення звичайного променя ( $v_e = v_0$ ). У всіх інших випадках швидкість поширення променя **e** буде меншою (в деяких кристалах більшою), ніж швидкість поширення променя **o** і досягає мінімуму (максимуму) при напрямку вектора  $\vec{E}$ , паралельного оптичній осі. В залежності від того, яка із швидкостей ( $v_e$  або  $v_0$ ) більша, розрізняють **додатні** ( $v_e < v_0$ ) і **від'ємні** ( $v_e > v_0$ ) кристали.

Величина  $n_0 = c/v_0$  називається показником заломлення звичайного променя, а

$n_e = c/v_e$  показником заломлення незвичайного променя. Таким чином, показник заломлення  $n_0$  однаковий у всіх напрямках, тоді як показник заломлення  $n_e$  різний в різних напрямках. Як правило, значення  $n_e$  приводять для променя  $e$ , який поширюється перпендикулярно до оптичної осі з напрямком коливання вектора  $\vec{E}$  паралельно оптичній осі. Головні значення показників заломлення  $n_0$  і  $n_e$  для деяких кристалів наведені в таблиці 28.1 ( $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ).

Таблиця 28.1

| Кристал | $n_0$ | $n_e$ |
|---------|-------|-------|
| Лід     | 1,309 | 1,313 |
| Кварц   | 1,544 | 4,553 |
| Кальцит | 1,658 | 1,486 |
| Доломіт | 1,681 | 1,500 |

### § 28.5. Поляризаційні пристрої

Для перетворення природного світла в лінійно поляризоване використовують поляризаційні пристрої. Окремі із них вище уже розглянуті, однак ці пристрої не знайшли широкого практичного застосування внаслідок малої інтенсивності відбитого і заломленого променів. Тому, для перетворення природного світла в лінійно поляризоване більш доцільно використовувати подвійне променезаломлення, оскільки промені звичайний і незвичайний, які при цьому утворюються, повністю лінійно поляризовані і після виходу із кристала поширюються паралельно один до одного. Залишається лише один із них закрити і здається, задача розв'язана.

Однак, цей простий розв'язок наштовхується на труднощі, пов'язані з тим, що лінійне розходження променів дуже мале, внаслідок чого розділити їх не так просто. Тому користуються не простими кристалами, а їх комбінаціями, які називаються поляризаційними призмами. Як правило, для виготовлення поляризаційних призм використовують ісландський шпат, іноді кварц і натронну селітру, що значно здешевлює вартість поляризаційних пристроїв.

Розрізняють однопроменеві і двопроменеві призм. Із перших виходить тільки один пучок лінійно поляризованого світла, із других – два, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах, пучки.

**Призма Ніколя.** Шотландський фізик Уільям Ніколь (1768 – 1851) у 1828 р. вперше запропонував поляризаційну призму, яка відноситься до призм першого типу. Її скорочено називають просто ніколем. Принцип, запропонований Ніколем, став одним із основних в конструкції поляризаційних пристроїв (приладів).

Схематичне зображення призми Ніколя наведено на рис. 28.14. Вона являє собою приз-

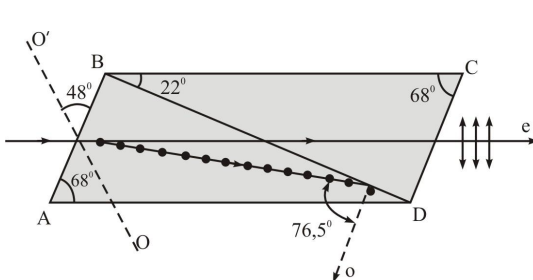


Рис. 28.14

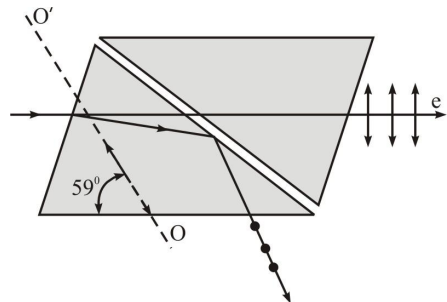


Рис. 28.15

му із ісландського шпату, яка розрізана по малій діагоналі і склеєна канадським бальзамом.

Показник заломлення канадського бальзаму ( $n_{к.б.} = 1,55$ ) має проміжне значення між показником заломлення звичайного ( $n_0 = 1,658$ ) і незвичайного ( $n_e = 1,486$ ) променів у призмі ( $n_0 > n_{к.б.} > n_e$ ). Тому, на межі склеюючого прошарку звичайний промінь падає із більш оптично густого середовища на менш оптично густе і при відповідно вибраному куті падіння спостерігається його повне відбивання, тобто, через призму звичайний промінь не проходить. Після відбивання від канадського бальзаму він падає на зачорнену бокову поверхню призми і поглинається нею. Незвичайний промінь при будь-якому куті падіння проходить крізь призму. Таким чином, із призми виходить лінійно поляризоване світло. Геометрія призми вибирається так, щоб забезпечити виконання умови повного відбивання звичайного променя в призмі.

**Призма Фуко** (рис. 28.15) побудована як і призма Ніколя, тільки канадський бальзам замінений повітряним прошарком. Завдяки цьому її можна використовувати для дослідження ультрафіолетової ділянки спектра, тоді як призма Ніколя не придатна для цієї мети, оскільки канадський бальзам сильно поглинає ультрафіолет. Крім того, призма Фуко відрізняється від призми Ніколя ще і тим, що показник заломлення повітряного прошарку менший за показник заломлення обох променів  $n_0$  і  $n_e$ , внаслідок чого повне відбивання від площини розрізу в призмі Фуко здійснюється під меншими кутами, а сама призма значно коротша, а, значить, і дешевша за призму Ніколя.

До **двопроменевих призм** відноситься **призма Волластона** (рис. 28.16). Складається вона із двох кусків ісландського шпату, які вирізані паралельно оптичній осі і склеєні так, щоб їхні осі були взаємно перпендикулярні. Оптична вісь призми 2 перпендикулярна до площини рисунка, а оптична вісь призми 1 паралельна їй. Промінь світла, який падає на вхідну поверхню призми, поширюється в ній без роздвоєння, оскільки обидва промені, звичайний і незвичайний, поширюються в призмі в одному напрямку, але з різними швидкостями. Переходячи із призми 1 в призму 2, обидва промені міняються місцями; звичайний промінь стає незвичайним і навпаки.

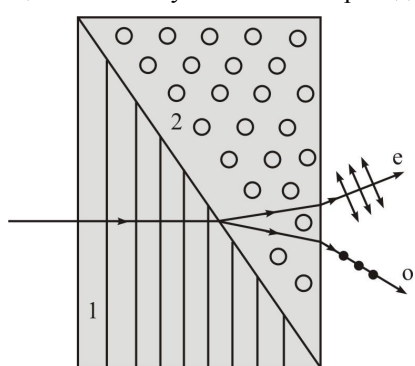


Рис. 28.16

Таким чином, один промінь (звичайний в призмі 1) переходить із середовища з показником заломлення  $n_0$  в середовище з показником заломлення  $n_e$ , інший (незвичайний в призмі 1) – із середовища з  $n_e$  в середовище з  $n_0$ . В ісландському шпаті  $n_0 > n_e$ . Значить, перший промінь переходить із оптично більш густого середовища в оптично менш густе, другий – навпаки. В результаті один промінь на межі заломиться вгору, а другий – на стільки ж вниз, із призми симетрично вийдуть два лінійно поляризовані промені.

В деяких кристалах, де має місце подвійне променезаломлення, один із променів поглинається сильніше. Тобто, в таких кристалах поглинання світла залежить від напрямку коливання світлового вектора променя (анізотропія поглинання). Це явище називається **лінійним дихроїзмом** і було відкрито П. Кордье в 1809 р. на мінералі, який був названий **кордієритом**.

Сильним дихроїзмом володіє кристал турмаліну, в якому звичайний промінь в багато разів сильніше поглинається, ніж незвичайний. Пластинка турмаліну товщиною в 1 мм практично пропускає тільки незвичайний промінь, повністю поглинувши звичайний. Така пластинка турмаліну може служити поляризуючим пристроєм (поляризатором). Недоліком турмаліну є те, що він володіє селективним (вибірковим) поглинанням. Ще яскравіше виявлений дихроїзм мають кристали сірчаноокислого йодхініну (герапа-

титу), які при товщині 0,3 мм повністю поглинають один із променів. Кристали герпатиту дуже малі. Тому, щоб побудувати поляризатор з великою площею поверхні, застосовують целулоїдні плівки, в які введено велике число однаково орієнтованих кристаликів герпатиту. Такі плівки називають **поляроїдами**.

### § 28.6. Аналіз лінійно поляризованого світла. Закон Малюса

Як уже відмічалось вище, прилади, які призначені для отримання лінійно поляризованого світла, називають **поляризаторами**. Для аналізу ступеня поляризації світла використовують ті ж самі пристрої, що і для отримання лінійно поляризованого світла. Однак, в цьому випадку їх називають **аналізаторами**.

Нехай на шляху поширення пучка природного світла розміщений поляризатор  $P_1$  (рис. 28.17). Після поляризатора світло лінійно поляризоване. Далі воно падає на поляризатор  $P_2$

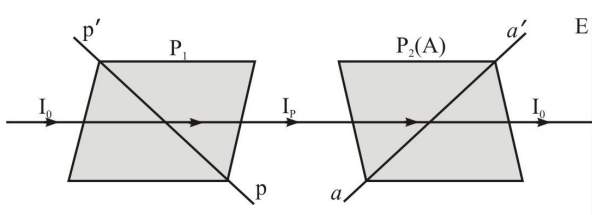


Рис. 28.17

(аналізатор) і, пройшовши через нього, падає на екран  $E$  (екран спостереження). Експерименти показують, що інтенсивність світла після проходження через поляризатор  $P_1$  не змінюється при обертанні поляризатора навколо напрямку поширення променя. Це є прямим наслідком того, що в природному

світлі жодний із напрямків коливань вектора  $\vec{E}$  не переважає. Очевидно, що

$$I_p = \frac{1}{2} k_p I_0, \quad (28.2)$$

де  $I_p$  – інтенсивність променя після поляризатора,  $I_0$  – інтенсивність падаючого променя природного світла, а  $k_p$  – коефіцієнт прозорості поляризатора.

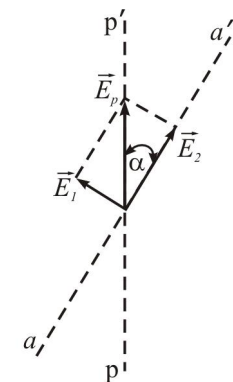


Рис. 28.18

Інтенсивність поляризованого світла, яке пройшло через аналізатор, залежить від кута  $\alpha$  між головними площинами аналізатора ( $a - a'$ ) і поляризатора ( $p - p'$ ) (рис. 28.18).

Нехай  $\vec{E}_p$  – амплітуда електричного вектора лінійно поляризованого променя, який пройшов через поляризатор. На вході в аналізатор цей вектор розкладається на два вектори  $\vec{E}_1$ , який перпендикулярний до головної площини аналізатора, і  $\vec{E}_2$ , який паралельний головній площині аналізатора. Із рис. 28.18

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_p \sin \alpha \quad \text{і} \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_p \cos \alpha. \quad (28.3)$$

Перший із них не пройде через аналізатор, оскільки він перпендикулярний до головної площини аналізатора. Повністю пройде через аналізатор вектор  $\vec{E}_2$ . Якщо аналізатор повністю прозорий, то амплітуда електричного вектора  $\vec{E}_a$  для світла, яке пройшло через аналізатор, дорівнюватиме

$$\vec{E}_a = \vec{E}_2 = \vec{E}_p \cos \alpha. \quad (28.4)$$

Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди ( $I \sim E^2$ ), то використовуючи співвідношення (28.3), отримаємо:

$$I_a = I_p \cos^2 \alpha. \quad (28.5)$$

В загальному випадку в праву частину формули (28.5) треба ще ввести коефіцієнт прозорості аналізатора. Тоді

$$I_a = k_a I_p \cos^2 \alpha. \quad (28.6)$$

Співвідношення (28.5) і (28.6) носять назву **закону Малюса**. Експериментально цей закон було підтверджено Араго.

При  $\alpha = 0$ , тобто, коли головні площини поляризатора і аналізатора паралельні  $\cos^2 \alpha = 1$  і  $I_a = I_p$ , тобто, освітленість екрана буде максимальна. При  $\alpha = 90^\circ$ , тобто, коли головні площини поляризатора і аналізатора взаємно перпендикулярні,  $\cos^2 \alpha = 0$ , і освітленість екрану рівна нулю. В цьому випадку говорять, як уже відмічалось вище, що поляризатор і аналізатор схрещені.

Якщо в формулу (28.6) замість  $I_p$  підставити його значення із формули (28.2), то вона запишеться так:

$$I_a = \frac{1}{2} k_p k_a I_0 \cos^2 \alpha. \quad (28.7)$$

Світло, в якому коливання одного напрямку переважають над коливаннями інших напрямків, називають **частково поляризованим**. Частково поляризоване світло завжди можна уявити собі (принаймні, формально) як суміш природного і лінійно поляризованого світла. Якщо пропустити частково поляризоване світло через аналізатор, то при повертанні аналізатора навколо напрямку поширення променя інтенсивність світла на виході із аналізатора буде змінюватись в межах від  $I_{\max}$  до  $I_{\min}$ , причому перехід від  $I_{\max}$  до  $I_{\min}$  (і навпаки) буде здійснюватися при повороті приладу навколо променя на кут  $\alpha = 90^\circ$ .

Частково поляризоване світло характеризується величиною, яка називається **ступенем поляризації  $P$** , який визначається формулою:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (28.8)$$

Для лінійно поляризованого світла  $I_{\min} = 0$ , а, значить,  $P = 1$ , або  $P = 100\%$ ; для природного світла  $I_{\max} = I_{\min}$ , а  $P = 0$ .

**Приклад 28.3.** Два поляризатори орієнтовані під кутом  $\alpha = 45^\circ$  відносно один одного. Яка частина інтенсивності світла пройде через поляризатори, якщо на перший поляризатор падає неполяризоване світло інтенсивності  $I_0$ . Втратою світла на поглинання знехтувати.

**Розв'язок.** Інтенсивність світла, яке проходить через обидва поляризатори, визначається законом Малюса (28.7):

$$I_a = \frac{1}{2} k_p k_a I_0 \cos^2 \alpha,$$

де  $I_0$  – інтенсивність падаючого на перший поляризатор природного світла,  $k_p$  і  $k_a$  – відповідно коефіцієнти прозорості поляризатора і аналізатора,  $\alpha$  – кут між оптичними осями поляризатора і аналізатора. Оскільки, згідно умови задачі  $k_p = k_a = 1$ , то

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 45^\circ = 0,25 I_0.$$

Інтенсивність світла, що пройшло через систему, дорівнює четвертій частині інтенсивності падаючого світла.

**Приклад 28.4.** Два поляризатори орієнтовані так, що пропускають максимум світла. На який кут потрібно повернути один із поляризаторів, щоб інтенсивність світла, що пройде через систему, зменшилася в два рази?

**Розв'язок.** Поляризатори пропускають максимум світла, якщо вони розміщені паралельно. Інтенсивність світла, пропущеного такою системою

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_0. \quad (1)$$

Тут  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\cos^2 0 = 1$ .

Повернувши один із поляризаторів на кут  $\alpha$ , інтенсивність  $I_1$ , згідно умови задачі, зменшилася в два рази. Тоді вона стане рівною:

$$I_2 = \frac{I_1}{2} = \frac{I_0}{4}. \quad (2)$$

З другого боку

$$I_2 = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha. \quad (3)$$

Прирівнявши (2) і (3), отримаємо:

$$\frac{1}{4} I_0 = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha. \quad (4)$$

звідки  $\cos^2 \alpha = \frac{1}{2}$ ,  $\cos \alpha = 0,71$ ,  $\alpha = 45^\circ$ .

**Приклад 28.5.** Ступінь поляризації частково поляризованого світла  $P = 0,25$ . Знайти відношення інтенсивності поляризованої складової цього світла до інтенсивності природної складової.

**Розв'язок.** Оскільки частково поляризоване світло можна собі уявити як суміш поляризованого і природного світла, то інтенсивність такого світла виразиться так:

$$I = I_p + I_{np}, \quad (1)$$

де  $I_p$  – інтенсивність поляризованої складової світла,  $I_{np}$  – інтенсивність природної складової світла.

Якщо на шляху частково поляризованого світла поставити поляризатор, то при певному його положенні через нього пройде максимум світла (див. § 28.6):

$$I_{\max} = I_p + \frac{1}{2} I_{np}. \quad (2)$$

Після повороту поляризатора на кут  $90^\circ$  поляризатор пропустить мінімум світла:

$$I_{\min} = \frac{1}{2} I_{np}. \quad (3)$$

Далі, користуючись формулою (28.8), знайдемо, що

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_p + \frac{1}{2} I_{np} - \frac{1}{2} I_{np}}{I_p + \frac{1}{2} I_{np} + \frac{1}{2} I_{np}} = \frac{I_p}{I_p + I_{np}},$$

звідки

$$\frac{I_p}{I_{np}} = \frac{P}{1-P} = \frac{0,25}{1-0,25} = 0,33.$$

### § 28.7. Інтерференція поляризованого світла

Як уже неодноразово відмічалось, інтерференція двох хвиль найбільш ефективно здійснюється у тому випадку, коли напрямки коливань у взаємодіючих пучках співпадають. При накладанні двох когерентних променів, поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках (наприклад, звичайний і незвичайний промені, які утворюються в одновісному кристалі), ніякої інтерференційної картини, з характерним для неї чергуванням максимумів і мінімумів інтенсивності, не спостерігається. Однак, напрямки коливань двох поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках світлових променів можна звести в одну площину. Практично такий випадок можна здійснити, розмістивши між поляризаторами  $P_1$  і  $P_2$  плоскопаралельну кристалічну пластинку  $AB$  (рис. 28.19).

Нехай пластинка  $AB$  вирізана із одновісного кристала паралельно до оптичної осі і розміщена так, як показано на рис. 28.19. Припустимо, що поляризатори схрещені і на систему падає паралельний пучок світла. В промені, який пройшов через поляризатор  $P_1$ , електричний вектор здійснює коливання в напрямку площини головного перерізу (оптичної осі). Амплітуда цих коливань на рис. 28.20 представлена вектором  $\vec{E}^0$ . Нехай  $OO'$  – напрямок

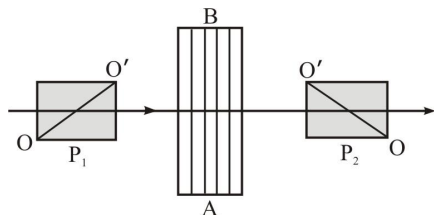


Рис. 28.19

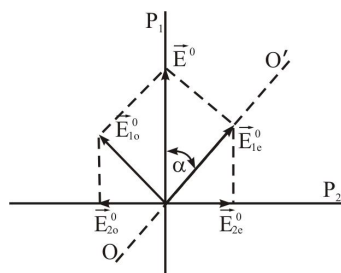


Рис. 28.20

площини головного перерізу пластинки  $AB$ . Промінь, попавши в пластинку  $AB$ , розбіється на два промені – звичайний і незвичайний, які будуть поширюватися в одному напрямку, але з різними швидкостями. Електричний вектор незвичайного променя здійснює коливання в напрямку  $OO'$ , а звичайного в напрямку, перпендикулярному до  $OO'$ . Позначимо вектор амплітуди звичайного променя через  $\vec{E}_{1o}^0$ , а незвичайного – через  $\vec{E}_{1e}^0$ . Вектор  $\vec{E}^0$  є результатом векторів  $\vec{E}_{1o}^0$  і  $\vec{E}_{1e}^0$ . Якщо головний переріз пластинки  $OO'$  складає з головним перерізом поляризатора кут  $\alpha$ , то

$$\left. \begin{aligned} E_{1o}^0 &= E^0 \sin \alpha, \\ E_{1e}^0 &= E^0 \cos \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (28.9)$$

Між коливаннями цих променів (звичайного і незвичайного) з амплітудами  $\vec{E}_{1o}^0$  і  $\vec{E}_{1e}^0$  виникне різниця ходу

$$\Delta = (n_o - n_e)d, \quad (28.10)$$

або різниця фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d, \quad (28.11)$$

де  $n_o$  і  $n_e$  – відповідно показники заломлення звичайного і незвичайного променів,  $d$  – товщина пластинки  $AB$ ,  $\lambda_0$  – довжина світлової хвилі у вакуумі.

Другий ніколь пропустить лише коливання, які являють собою проекції коливань  $\vec{E}_{1o}^0$  і  $\vec{E}_{1e}^0$  на напрямок оптичної осі поляризатора  $P_2$ . Вектори амплітуд цих коливань зображені на рис. 28.20 стрілками  $\vec{E}_{2o}^0$  і  $\vec{E}_{2e}^0$ . Із рис. 28.20 із врахуванням (28.9) маємо:

$$\left. \begin{aligned} E_{2o}^0 &= E_{1o}^0 \cos \alpha = E^0 \sin \alpha \cos \alpha, \\ E_{2e}^0 &= E_{1e}^0 \sin \alpha = E^0 \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (28.12)$$

Таким чином, амплітуди  $E_{2o}^0$  і  $E_{2e}^0$  за величиною рівні. Обидва коливання виникли із одного і того ж лінійно поляризованого коливання  $\vec{E}^0$ , тому вони когерентні і можуть інтерферувати. Оскільки вектори  $\vec{E}_{2o}^0$  і  $\vec{E}_{2e}^0$  напрямлені в протилежні сторони, то між коливаннями, що їм відповідають, крім різниці фаз, яка визначається співвідношенням (28.11), є ще додаткова різниця фаз, яка дорівнює  $\pi$ . Таким чином, сумарна різниця фаз буде

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda}d(n_o - n_e) + \pi. \quad (28.13)$$

Якщо  $\delta_1 = 2k\pi$ , де  $k$  – ціле число, то обидва коливання максимально підсилять одне одного, і поле, при розгляданні його через схрещені ніколи, виявиться просвітленим. При  $\delta_1 = (2k + 1)\pi$  коливання повністю погасять одне одного, і поле виявиться темним.

Якщо головні перерізи (оптичні осі) поляризаторів розмістити паралельно один до одного, то, як видно із рис. 28.21,

$$\left. \begin{aligned} E_{2e}^0 &= E_{1e}^0 \cos \alpha = E^0 \cos^2 \alpha, \\ E_{2o}^0 &= E_{1o}^0 \sin \alpha = E^0 \sin^2 \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (28.14)$$

Обидва вектори  $\vec{E}_{2o}^0$  і  $\vec{E}_{2e}^0$ , в цьому випадку, одного напрямку, і різниця фаз між відповідними їм коливаннями дорівнює:

$$\delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda}d(n_o - n_e), \quad (28.15)$$

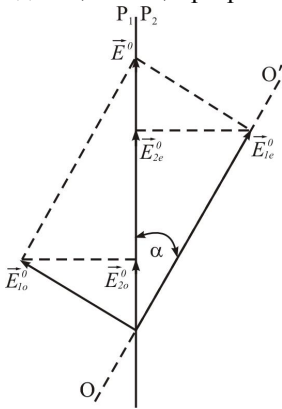


Рис. 28.21

тобто, відрізняється від  $\delta_1$  на  $\pi$ .

При будь-якому значенні кута  $\alpha$ , крім  $\alpha = \pm \frac{\pi}{4}, \pm \frac{3\pi}{4}, \dots$ , амплітуди  $E_{2o}^0$  і  $E_{2e}^0$  те пер не рівні за величиною і, значить, при жодній товщині пластинки коливання не можуть повністю погасити одне одного, тобто за цієї умови в мінімумах не буде повної темноти. При будь-якій товщині пластинки, розміщеної між паралельними поляризаторами, поле виявиться більш-менш просвітленим. Тільки при  $\alpha = \pm \frac{\pi}{4}, \pm \frac{3\pi}{4}, \dots$ , при паралельних по-

ляризаторах, амплітуди  $E_{2o}^0$  і  $E_{2e}^0$  будуть рівні одна одній. В цьому випадку пластинка, яка введена між поляризаторами, може повністю погасити світло.

Якщо на пластинку АВ падає лінійно поляризоване біле світло, то при спостереженні через другий поляризатор пластинка здається забарвленою. Якщо обертати навколо променя другий (або перший) поляризатор, забарвлення пластинки змінюватиметься. Це пояснюється тим, що для різних монохроматичних складових білого світла значення

$$\delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e), \text{ яке визначає результат інтерференції, неоднакове.}$$

Якщо товщина  $d$  пластинки в різних місцях неоднакова, а  $n_o - n_e = \text{const}$ , то і значення  $\delta$  також різні. Тому при спостереженні такої пластинки через другий ніколь в монохроматичному світлі на її поверхні видно систему світлих і темних інтерференційних смуг, які відповідають ділянкам пластинки однакової товщини. В білому світлі ця пластинка набирає химерного різноколірного забарвлення, причому кожна різноколірна інтерференційна лінія (ізохромата) проходить через ті точки пластинки, де її товщина однакова. Аналогічна картина спостерігається в пластинці, товщина якої скрізь однакова, але зате різні різниці показників заломлення  $n_o - n_e$ . В цьому випадку ізохромати сполучають точки, для яких різниці  $n_o - n_e$  однакові.

Описане явище інтерференції поляризованих променів було виявлене у 1811 р. Араго і названо **хроматичною поляризацією**.

### § 28.8. Штучна анізотропія

В більшості прозорих речовин ізотропність оптичних властивостей є наслідком хаотичного розташування молекул, з яких вони складаються. Самі молекули або групи молекул можуть бути анізотропними, але така мікроанізотропія зникає при статистичному усередненні хаотичного розподілу і теплового руху молекул.

Досвід показує, що односторонній зовнішній вплив може призвести до впорядкування (орієнтованого перегрупування) молекул, що є причиною виникнення анізотропії речовини. Такими зовнішніми впливами можуть бути механічні деформації, електричні і магнітні поля.

**Анізотропія при механічних деформаціях.** У 1813 р. німецький фізик Т. Зеєбек (1780 – 1831) і у 1815 р. шотландський фізик Д. Брюстер (1781 – 1868) виявили, що подвійне променезаломлення може виникати в прозорих ізотропних тілах при їх механічній деформації. Це явище отримало назву **штучної оптичної анізотропії, або фотопружності**. Мірою оптичної анізотропії, яка виникає при деформації, може служити різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів  $n_o - n_e$ . Дослідні дані показали, що оптична анізотропія, яка виникає при одновісній механічній деформації (односторонній розтяг або стиснення), прямо пропорційна прикладеній напрузі:

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (28.16)$$

де  $k$  – коефіцієнт пропорційності, який характерний для даної речовини (стала Брюстера),  $\sigma = F/S$  – механічна напружка,  $n_e$  – показник заломлення за напрямком прикладеної сили  $\vec{F}$ , а  $n_o$  – показник заломлення вздовж напрямку, перпендикулярного площині рисунка і силі  $\vec{F}$ . **Деформоване тіло веде себе, з точки зору оптичних властивостей, як одновісний кристал, оптична вісь якого співпадає з напрямком прикладеної сили.** Таким чином, **в деформованих тілах виникає подвійне променезаломлення.**

Розмістимо скляну пластинку СП між схрещеними поляризаторами  $P_1$  і  $P_2$  (рис. 28.22). Поки скло не деформоване, така система світла не пропустить. Якщо скло піддати деформа-

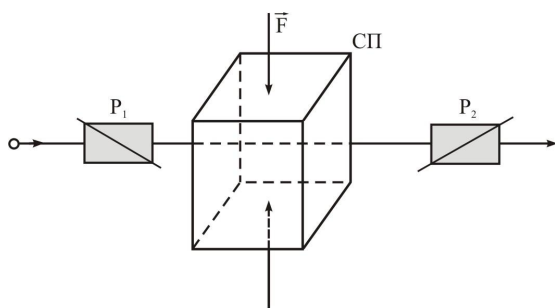


Рис. 28.22

ції (наприклад, одновісному стиску або розтягу), то система пропустить світло, і на екрані буде спостерігатися картина із кольорових смуг (при освітленні системи білим світлом), оскільки  $n_o$  і  $n_e$  залежать від довжини світлової хвилі. Кожна така смуга відповідає однаково деформованим місцям пластинки. Отже, за характером розміщення смуг можна судити про розподіл напруг в пластинці.

Різниця фаз між звичайним і незвичайним променями, які вийшли із пластинки, виразиться формулою

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} dk\sigma, \quad (28.17)$$

де  $d(n_o - n_e) = \Delta$  – оптична різниця ходу. При складніших деформаціях, наприклад, **при двосторонньому розтягу або стиску, зразок стає оптично двовісним.**

Штучне подвійне променезаломлення (метод фотопружності) використовується для виявлення і вивчення залишкових напруг в прозорих тілах (кінескопах, різних лампах тощо), які можуть виникнути при порушенні технології виготовлення.

**Анізотропія в електричному полі.** В 1875 р. шотландський фізик Дж. Керр (1824 – 1907) виявив, що в рідинах і аморфних твердих тілах під дією електричного поля виникає подвійне променезаломлення. Це явище називають ефектом Керра. В 1930 р. ефект Керра спостерігався і в газах. Принципова схема для спостереження ефекту Керра в рідинах наведена на рис. 28.23, де  $P_1$  і  $P_2$  – схрещені поляризатори, а  $KK$  – так звана комірка Керра: кювета з досліджуваною речовиною, в яку занурено обкладки плоского конденсатора.

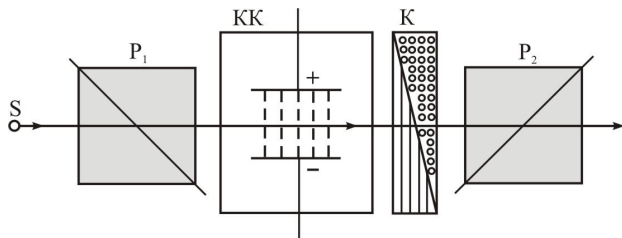


Рис. 28.23

У відсутності зарядів на обкладках конденсатора світло через систему не проходить, оскільки поляризатори  $P_1$  і  $P_2$  схрещені. Ввімкнення зовнішнього електричного поля (зарядка конденсатора) викликає поляризацію рідини між обкладками конденсатора, внаслідок чого рідина набуває влас-

тливостей одновісного кристала з оптичною віссю, напрямленою вздовж зовнішнього електричного поля. Різниця показників заломлення  $n_o$  і  $n_e$  пропорційна квадрату напруженості прикладеного поля  $\vec{E}$ :

$$n_o - n_e = kE^2, \quad (28.18)$$

де  $k$  – коефіцієнт пропорційності.

Внаслідок квадратичної залежності  $n_o - n_e$  від  $\vec{E}$ , подвійне променезаломлення в електричному полі **від напрямку поля не залежить.**

На шляху  $d$  (довжина пластини конденсатора) між звичайним і незвичайним променями виникає різниця фаз

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} dkE^2 = 2\pi BdE^2, \quad (28.19)$$

де  $d(n_0 - n_e) = \Delta$  – оптична різниця ходу,  $B = k/\lambda_0$  – так званий коефіцієнт (стала) Керра. Різницю фаз  $\delta$  можна знайти за допомогою компенсатора Бабіне К (рис. 28.23), а значить, і знайти різницю  $n_0 - n_e$ . Коефіцієнт Керра обернено пропорційно залежить від температури речовини і довжини світлової хвилі  $\lambda$ .

Для більшості рідин  $n_e > n_o$ , тому в електричному полі вони ведуть себе як додатні оптичні кристали. Явище Керра можна спостерігати і в змінному електричному полі і навіть під дією поля світлової хвилі.

Ефект Керра пояснюється оптичною анізотропією молекул рідини. У відсутності поля молекули орієнтовані хаотично, тому рідина в цілому не виявляє оптичної анізотропії. Накладання сильного поля викликає деяку переважаючу орієнтацію молекул, а це означає, що якийсь один напрямок в середовищі виявиться напрямком найбільшої поляризованості. Тому і швидкість поширення світлових хвиль буде залежати від напрямку коливання світлового вектора в середині середовища.

Ефект Керра практично безінерційний: тривалість процесів переходу речовини в електричному полі із анізотропного стану в ізотропний і навпаки, після зникнення поля, не перевищує  $10^{-9} - 10^{-10}$  с. Тому, подаючи на обкладинки конденсатора комірки Керра змінну напругу  $U$  ( $0 < U < U_0$ ), можна модулювати інтенсивність світла, яке проходить через аналізатор, відповідно до коливань напруги. Цей принцип використав П.Г. Тагер у першій системі радянського звукового кіно для запису звуку на кіноплівці. Комірку Керра в поєднанні із схрещеними поляризатором і аналізатором використовують як швидкодіючий світловий затвор.

**Приклад 28.6.** Двозаломлюючий біологічний зразок товщиною  $d = 1,65 \cdot 10^{-3}$  см має показники заломлення  $n_o = 1,331$  і  $n_e = 1,322$  для світла з довжиною хвилі  $\lambda = 5800$  Å. Яка різниця фаз виникне між звичайним і незвичайним променями після проходження їх через цей зразок?

**Розв'язок.** Скористаємось формулою (28.17):

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) = \frac{2(3,14)(1,65 \cdot 10^{-5} \text{ м})(1,331 - 1,322)}{5,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 1,6078 \text{ рад} = 92,13^\circ.$$

**Штучна анізотропія в магнітному полі.** У 1907 р. французькі фізики Е. Коттон і Х. Мутон виявили явище виникнення оптичної анізотропії речовини під впливом сильного магнітного поля (ефект Коттона-Мутона). Різниця показників заломлення речовини для незвичайного і звичайного променів, які поширюються перпендикулярно до напрямку оптичної осі, тобто вектора  $\vec{H}$  зовнішнього однорідного магнітного поля, визначається формулою, аналогічною формулі (28.18) для ефекту Керра:

$$n_o - n_e = C\lambda H^2, \quad (28.20)$$

де  $C$  – стала Коттона-Мутона, яка залежить від природи речовини, довжини світлової хвилі  $\lambda$  і температури. Ефект Коттона-Мутона спостерігали у речовин, в яких анізотропні молекули мають постійні магнітні моменти. Накладання достатньо сильного магнітного поля, яке діє на магнітні моменти молекул, орієнтує їх певним чином відносно цього зовнішнього поля. Орієнтація анізотропних молекул призводить до появи анізотропії всього середовища, яке можна спостерігати звичайним методом. Схема досліду аналогічна схемі, яка застосовується для спостереження явища Керра.

Для спостереження ефекту Коттона-Мутона необхідно створювати сильні магнітні поля у великих об'ємах. В нітробензолі, наприклад, поміщеному в магнітне поле  $H = 1,7 \cdot 10^7$  А · м

на шляху  $l = 0,1$  м між звичайним і незвичайним променями виникає різниця фаз  $\Delta\varphi \approx 3,21^\circ$ .

### § 28.9. Повертання площини поляризації в кристалах і аморфних речовинах

1. У 1811 р. французький фізик Д. Араго (1786 – 1853) виявив, що при проходженні лінійно поляризованого світла крізь кристал кварцу вздовж його оптичної осі площина поляризації повертається навколо напрямку поширення променя на деякий кут  $\varphi$ . Якщо пластинку кварцу К, вирізану перпендикулярно до оптичної осі, розмістити між схрещеними ніколями (рис. 28.24), то поле зору на екрані Е, яке було темним, стане світлим. Для повного затемнення поля зору другий ніколь (аналізатор) потрібно повернути навколо напрямку поширення променя на кут  $\varphi$ , який рівний куту повороту площини поляризації світла. При цьому не байдуже, в який бік повертається аналізатор. При деяких сортах кварцу аналізатор необхідно повертати вправо, тобто за годинниковою стрілкою, а

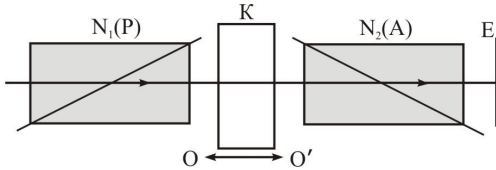


Рис. 28.24

при інших – вліво, проти годинникової стрілки. Подальші дослідження показали, що кварц не є єдиним тілом, здатним повертати площину поляризації. Таку ж властивість мають і деякі інші кристалічні тверді тіла (кіновар, винна кислота, камфора), чисті рідини та деякі розчини (водний розчин цукру, амінокислоти, глюкози, винної кислоти тощо). **Речовини, які здатні повертати площину поляризації світла, називають оптично активними.**

Напрямок повертання площини поляризації у різних тіл не однаковий. В залежності від напрямку повертання площини поляризації оптично активні тіла поділяються на право- і лівоповертаючі. **Якщо дивитись назустріч променю, то в правоповертаючих тілах площина поляризації повертається за годинниковою стрілкою, а в лівоповертаючих – проти годинникової стрілки.** Напрямок повертання площини поляризації не залежить від напрямку поширення променя в оптично активному середовищі. Таким чином, якщо площина поляризації в оптично активному середовищі повертається, наприклад, вправо, то при зміні напрямку поширення світла на протилежний вона також буде повертатися вправо. Однак, напрямки повертання “вправо” і “вліво” відносяться до різних спостерегачів: до кожного із них, за визначенням, світло повинно наблизитися. Об’єктивно, незалежно від вибору спостерігача, повертання відбувається в протилежні напрямки, якщо промені поширюються назустріч один одному. Якщо змусити світло пройти туди і назад, змусивши його відбитися від дзеркала, то площина поляризації повернеться до свого попереднього напрямку.

Деякі оптично активні тіла існують у двох модифікаціях (наприклад, кварц): **одна із них повертає площину поляризації вправо, друга – вліво.** Таке явище називається **енантоморфізмом**.

Енантоморфізм зустрічається у кристалів, які не мають центрів і площин симетрії. Обидві модифікації відрізняються одна від одної зовнішньою формою і внутрішньою структурою. За своєю симетрією вони відрізняються одна від одної приблизно так, як правий гвинт відрізняється від лівого. Деякі рідини, наприклад, винна кислота, також зустрічаються в двох модифікаціях.

В оптично активних кристалічних тілах кут  $\varphi$  повороту площини поляризації пропорційний товщині  $d$  шару речовини, пройденого світлом:

$$\varphi = \alpha d. \quad (28.21)$$

Коефіцієнт  $\alpha$  в (28.21) називається **питомим повертанням і чисельно дорівнює куту повороту  $\varphi$  площини поляризації шаром оптично активної речовини одиничної тов-**

**щини (товщина шару речовини вимірюється в міліметрах).** Питоме повертання виражається в кутових градусах на міліметр (град/мм). Коефіцієнт  $\alpha$  сильно залежить від природи речовини, довжини хвилі\* і температури. Так, кварцова пластинка володіє питомим повертанням, рівним для червоного світла 15 град/мм, для жовтого – 27 град/мм, для синього – 33 град/мм, для фіолетового – 51 град/мм. Для деяких рідких кристалів  $\alpha$  може сягати до  $4 \cdot 10^4$  град/мм. Таким чином, повертання площини поляризації в кварці буде найменшим для променів з великою довжиною хвилі і найбільшим з малою довжиною хвилі. Цим пояснюється забарвлення кварцової пластинки при освітленні її білим світлом. Звідси видно, що для даної довжини хвилі величина кута повороту площини поляризації пропорційна лише товщині пластинки. Варто відмітити, що повертання площини поляризації має місце і у випадку, коли світло падає на кристал не вздовж, а під кутом до його оптичної осі. Вивчати його в цьому випадку, без сумніву, важче, оскільки на явище повертання площини поляризації накладається явище подвійного променезаломлення. Ще важче спостерігати це явище у двовісних кристалах, оскільки повертання площини поляризації може бути різним вздовж кожної із осей. Нарешті, виявлено деякі кристали кубічної системи, які не виявляють подвійного променезаломлення, але є оптично активними. Це кристали  $\text{NaClO}_3$  і  $\text{NaBrO}_3$ . Величина повертання в таких кристалах не залежить від орієнтації кристала.

2. Дослідження за допомогою більш чутливих методів показали, що явище повертання площини поляризації є достатньо поширеним і властиве багатьом некристалічним тілам. До їх числа належать чисті рідини, наприклад, скипидар, розчини багатьох речовин в неактивних розчинниках (наприклад, водний розчин цукру), пара і газу. Сьогодні відомі тисячі активних аморфних речовин, які володіють різною повертаючою здатністю, від дуже малої до дуже великої.

Для розчинів французький фізик Біо Ж. Б. (1774 – 1862 р.) у 1831 р. встановив, що кут повороту площини поляризації прямо пропорційний товщині шару  $d$  і концентрації  $C$  оптично активної речовини, тобто

$$\varphi = [\alpha]Cd. \quad (28.22)$$

Коефіцієнт пропорційності  $[\alpha]$  характеризує природу речовини і носить назву **сталого повертання**. Він залежить від довжини хвилі і слабо від температури. Для більшості речовин  $[\alpha]$  зменшується із зростанням  $\lambda$ , але є речовини, для яких  $[\alpha]$  зростає із зростанням  $\lambda$  (аномальна оберտальна дисперсія).

**Стала повертання  $[\alpha]$  розчиненої речовини визначається величиною кута (в градусах) повороту площини поляризації, який викликаний шаром розчину товщиною в один дециметр, при концентрації розчину в  $1 \text{ г/см}^3$ .** Для водного розчину цукру і жовтого світла ліній натрію ( $\lambda = 589,3 \text{ нм}$ ),  $[\alpha] = 66,5 \text{ град/(дм г/см}^3)$  при температурі  $t = 20^\circ\text{C}$ .

Аморфні речовини також існують у двох модифікаціях – право- і лівообертаючі.

3. Якщо для даної речовини відомі  $[\alpha]$ , довжина хвилі і температура (їх можна легко визначити), то співвідношення (28.22) можна використати для визначення концентрації розчиненої оптично активної речовини. Як вже відзначалось,  $[\alpha]$  виражають в градусах,  $d$  – в дециметрах,  $C$  – в  $\text{г/см}^3$ ; тоді сталу  $[\alpha]$ , як і у випадку кристалічних тіл, називають **питомим повертанням**.

Оскільки цей метод швидкий і надійний, то він став основним методом кількісного визначення концентрації речовин при виробництві цукру, камфори, нікотину тощо. Прилади, які призначені для цих цілей, називаються **поляриметрами або цукрометрами**.

\* Залежність  $\alpha$  від  $\lambda$  називають **обертальною дисперсією**.

**Приклад 28.7.** Між двома паралельними поляризаторами помістили кварцову пластинку товщиною  $d = 1$  мм, вирізану паралельно оптичній осі. При цьому площина поляризації монохроматичного світла, яке падає на другий поляризатор, повернулася на кут  $\varphi = 20^\circ$ . При якій мінімальній товщині пластинки світло не пройде через поляризатор?

**Розв'язок.** Для того, щоб світло не пройшло через другий поляризатор, необхідно, щоб кварцова пластинка повернула площину поляризації на кут  $\varphi = 90^\circ$ . Тоді

$$\varphi_1 = \alpha d_1,$$

звідки

$$d_1 = d_{\min} = \frac{\varphi_1}{\alpha}, \quad (1)$$

де  $\alpha$  – питоме повертання, яке визначимо із формули (28.21):

$$\alpha = \frac{\varphi}{d}.$$

Тоді

$$d_{\min} = \frac{(90^\circ)(1 \text{ мм})}{20^\circ} = 4,5 \text{ мм}.$$

**Приклад 28.8.** Цукровий розчин концентрації  $C_1 = 0,3$  г/см<sup>3</sup> повертає площину поляризації монохроматичного світла на кут  $\varphi_1 = 25^\circ$ . Визначити концентрацію  $C_2$  розчину в іншій такій же трубці, якщо він повертає площину поляризації на  $\varphi_2 = 20^\circ$ .

**Розв'язок.** Скористаємось формулою (28.22) і запишемо її для обох випадків:

$$\varphi_1 = [\alpha]C_1l, \quad (1)$$

$$\varphi_2 = [\alpha]C_2l, \quad (2)$$

де  $[\alpha]$  – питоме повертання,  $l$  – довжина трубки.

Поділимо почленно формулу (2) на формулу (1) і знайдемо, що

$$C_2 = \frac{\varphi_2 C_1}{\varphi_1} = \frac{(20^\circ)(300 \text{ кг/м}^3)}{25^\circ} = 240 \text{ кг/м}^3.$$

**4.** У 1846 р. М. Фарадей відкрив надзвичайно важливе явище, яке вперше засвідчувало про зв'язок між оптичними і електромагнітними процесами. Він виявив повертання площини поляризації в оптично неактивних речовинах під дією магнітного поля. За образним виразом Фарадея, йому вдалося “намагнітити” світло. Це явище називають **ефектом Фарадея** або **магнітним повертанням площини поляризації**.

Для спостереження явища можна скористатися електромагнітом, вздовж осі якого просвердлено циліндричний канал, як це показано схематично на рис. 28.25. Електромагніт розміщується між поляризаторами  $P_1$  і  $P_2$ , а досліджувана оптично неактивна речовина  $K$  вводиться між полюсами магніту. У випадку відсутності магнітного поля (електромагніт вимкнений) при схрещених поляризаторах  $P_1$  і  $P_2$  світ-

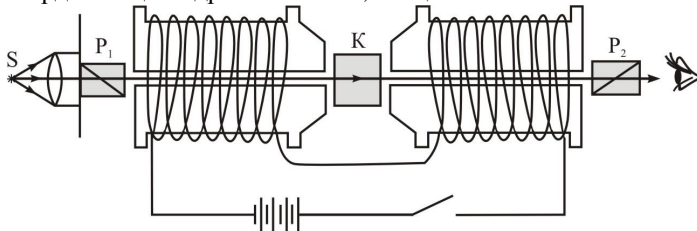


Рис. 28.25

розміщується між поляризаторами  $P_1$  і  $P_2$ , а досліджувана оптично неактивна речовина  $K$  вводиться між полюсами магніту. У випадку відсутності магнітного поля (електромагніт вимкнений) при схрещених поляризаторах  $P_1$  і  $P_2$  світ-

ло через систему не проходить. При ввімкненні електромагніту система просвітлюється внаслідок повертання площини поляризації лінійно поляризованого світла під дією магнітного поля.

Кількісні закони явища дослідив ще сам Фарадей, а більш повно і системно – Верде. Досліди показали, що кут  $\varphi$  повороту площини поляризації пропорційний довжині шляху  $d$  світла в речовині і напруженості зовнішнього магнітного поля або магнітній індукції  $B$  в речовині:

$$\varphi = VdB. \quad (28.23)$$

де  $V$  – стала, яка характерна для речовини і носить назву **сталої Верде**, або **магнітної обертальної здатності**. Коефіцієнт  $V$  залежить від природи речовини, її фізичного стану і довжини хвилі. Числові значення  $V$  невеликі.

Якщо тіла мають природну оптичну активність, то при внесенні їх в магнітне поле їх природна здатність повертати площину поляризації додається до здатності повертати, яка виникла під впливом магнітного поля.

Достатньо велике повертання спостерігається в дуже тонких шарах феромагнітних металів (залізо, нікель, кобальт). Так, залізна плівка товщиною 0,1 мкм в магнітному полі з індукцією  $B = 1,26 \cdot 10^2$  Тл повертає площину поляризації на кут  $20^\circ$ . Кут повороту в феромагнітних речовинах пропорційний намагніченості речовини і тому не підкоряється співвідношенню (28.23).

Різні тіла повертають площину поляризації в різних напрямках. **Правоповертаючими або позитивними ( $V > 0$ )**, називають речовини, які повертають площину поляризації вправо для спостерігача, який дивиться вздовж магнітного поля. Речовини, які повертають площину поляризації в протилежному напрямку, називаються **лівоповертаючими або негативними ( $V < 0$ )**. Всі негативні речовини містять парамагнітні атоми. Однак, чимало парамагнітних тіл і, більше того, всі діамантні тіла характеризуються позитивним повертанням.

Напрямок повертання кожної даної речовини **визначається лише напрямком магнітного поля і не залежить від напрямку поширення світла**. Цим магнітне повертання відрізняється від природного повертання, напрямок якого залежить від того, як ми його спостерігаємо: вздовж чи назустріч світловому пучку. Ця обставина дозволяє збільшити кут повороту при магнітному повертанні, якщо змусити світло багаторазово відбитися від внутрішніх поверхонь зразка, які для збільшення відбиваючої здатності посріблюють (за виключенням місць входу і виходу), (див. рис. 28.26). Цей прийом, до речі, був запропонований самим Фарадеєм.

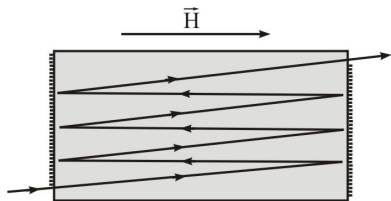


Рис. 28.26

Величина магнітного повертання, так само, як і природного, залежить від довжини хвилі і дещо від температури.

Явище Фарадея є безінерційним; час запізнення  $\tau \approx 10^{-9}$  с, як і для ефекту Керра (див. § 28.8). Це дає змогу використовувати ефект Фарадея для створення точних оптичних затворів та для модуляції світла.

**Приклад 28.9.** *Вузкий пучок лінійно поляризованого світла проходить через правоповертаючу оптично активну речовину, яка знаходиться в поздовжньому магнітному полі (рис. 28.26). Знайти кут, на який повернеться площина поляризації світлового пучка, що вийшов з речовини, якщо довжина трубки з речовиною рівна  $L$ , стала повертання  $\alpha$ , стала Верде  $V$ , індукція магнітного поля  $\vec{B}$ .*

**Розв'язок.** Величина кута повороту площини поляризації в даному випадку визначається двома чинниками: природним повертанням

$$\varphi_{\text{пр}} = L\alpha, \quad (1)$$

та повертанням площини поляризації під впливом магнітного поля

$$\varphi_{\text{магн}} = VLB. \quad (2)$$

Таким чином,

$$\varphi = \varphi_{\text{пр}} + \varphi_{\text{магн}}. \quad (3)$$

Оскільки світло в речовині проходить шлях  $L$  сім разів (рис. 28.26), то величина кута природного повороту визначиться формулою (1), бо повертання площини поляризації, при зміні напрямку поширення променя, змінюється на протилежне. Напрямок же повертання площини поляризації під впливом зовнішнього магнітного поля від напрямку поширення світла не залежить, і тому величина кута повороту площини поляризації магнітним полем

$$\varphi_{\text{магн}} = VLBN, \quad (4)$$

де  $N = 7$ .

Оскільки природне і магнітне повертання протилежні за напрямком, то остаточна формула для знаходження величини кута повертання набуде вигляду:

$$\varphi = \alpha L - VLBN = (\alpha - VBN)L. \quad (5)$$

## § 28.10. Застосування поляризації світла

Поляризоване світло широко застосовується в науці і техніці, зокрема, для регулювання інтенсивності світла автомобільних фар, гасіння світла, дзеркально відбитого від гладких поверхонь, дослідження поляризаційної фоточутливості фотопровідних матеріалів, вимірювання показників заломлення тощо.

Представляє інтерес застосування поляризованого світла в **біології**. Зокрема, явище повертання площини поляризації застосовують для визначення концентрації розчинів та для дослідження структурних перетворень в молекулярній біофізиці.

Чимало біологічних середовищ, частково або повністю, анізотропні і в тій чи іншій мірі володіють подвійним променезаломленням. Значним подвійним променезаломленням володіють, наприклад, хлоропласти деяких вищих рослин. Саме за допомогою цієї властивості вперше було встановлено анізотропну, пластинчасту будову хлоропластів. За допомогою методу подвійного променезаломлення в потоці було досліджено структуру фагових частинок, зокрема упаковки ДНК в фагах.

Успішно для досліджень в біології використовується явище дихроїзму. Так, за допомогою дихроїзму вивчалась жорсткість подвійної спіралі ДНК в залежності від зовнішніх умов (температури, концентрації тощо). Цим методом можна помічати невеликі зміни структури ДНК при ультрафіолетовому і рентгенівському опроміненні, при впливі ультразвуком тощо.

Для дослідження прозорих біологічних об'єктів використовують поляризаційні мікроскопи. Так, деякі тканини (м'язова, кісткова, нервова) володіють оптичною анізотропією. Тому, якщо такий об'єкт розмістити між схрещеними поляризатором, який розміщується перед конденсором, і аналізатором, розміщеним в тубусі між об'єктивом і окуляром, то будуть видні тільки ті волокна, анізотропія яких змінює поляризоване світло.

Поляризоване світло можна використовувати і в модельних умовах для оцінки механічних напруг, які виникають в кісткових тканинах. Цей метод ґрунтується на явищі фотопружності (див. § 28.8). Із прозорого ізотропного матеріалу, наприклад плексигласу, ство-

рюють модель кістки. В схрещених поляризаторах вона непомітна, оскільки світло через систему не проходить. Прикладене навантаження викличе появу анізотропії плексигласу, і екран відразу просвітиться: з'явиться характерна картина у вигляді смуг і плям. Аналізуючи цю картину, а також її зміну при збільшенні або зменшенні навантаження, можна робити висновки про механічні напруги, які виникають в моделі, а, значить, і в натурі.