

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В.Ф. УТКИНА**

**А.П. СОКОЛОВ, И.Г. ВЕСНОВ,
А.Н. ВЛАСОВ, А.Е. МАЛЮТИН, А.В. НИКОЛАЕВ**

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Рязань 2023

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Рязанский государственный радиотехнический университет
им. В.Ф. Уткина

А.П. СОКОЛОВ, И.Г. ВЕСНОВ,
А.Н. ВЛАСОВ, А.Е. МАЛЮТИН, А.В. НИКОЛАЕВ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Учебное пособие

*РЕКОМЕНДОВАНО НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИМ СОВЕТОМ
ФГБОУ ВО «РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. В.Ф. УТКИНА» В
КАЧЕСТВЕ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ВЫСШИХ
УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ ОЧНОЙ И ЗАОЧНОЙ ФОРМ ОБУЧЕНИЯ
ВСЕХ ТЕХНИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЙ (УРОВЕНЬ: БАКАЛАВРИАТ,
СПЕЦИАЛИТЕТ) И НАПРАВЛЕНИЯ 38.03.02 «МЕНЕДЖМЕНТ»
(УРОВЕНЬ: БАКАЛАВРИАТ)*

Рязань 2023

УДК 539

Поляризация и дисперсия света: учеб. пособие / А.П. Соколов, И.Г. Веснов, А.Н. Власов, А.Е. Малютин, А.В. Николаев; Рязан. гос. радиотехн. ун-т им. В. Ф. Уткина. Рязань, 2023. 80 с.

Рассмотрены основные вопросы, связанные с поляризацией и дисперсией света, описан порядок выполнения лабораторных работ по этой теме. Даны указания по обработке результатов эксперимента. Приведены вопросы для проверки знаний и самоконтроля.

Предназначено для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специальностей, изучающих дисциплины «Физика» и «Научные основы инновационных технологий».

Табл. 1 . Ил.34 . Библиогр.: 11 назв.

Поляризация, поляризатор, анализатор, анизотропия, дисперсия вещества, нормальная дисперсия, аномальная дисперсия

Печатается по решению научно-методического совета Рязанского государственного радиотехнического университета им. В. Ф. Уткина.

Рецензенты: *А. А. Трубицын*, д-р. физ.-мат. наук, доцент, профес-сор кафедры промышленной электроники ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет им. В. Ф. Уткина»;

Т. Г. Авачёва, канд. физ.-мат. наук., доцент, заведующая кафедрой математики, физики и медицинской информатики ФГБОУ ВО «Рязанский государственный медицинский университет имени академика И. П. Павлова».

С о к о л о в Александр Павлович
В е с н о в Игорь Геннадьевич
В л а с о в Александр Николаевич
М а л ю т и н Александр Евгеньевич
Н и к о л а е в Артём Владимирович

Поляризация и дисперсия света

Редактор Р.К.Мангутова
Корректор И.В.Черникова

Подписано в печать . Формат бумаги 60×84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 5,0.

Тираж 200 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.
390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

© Рязанский государственный радиотехнический
университет им. В. Ф. Уткина, 2023

1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

1.1. Общие сведения о поляризации

Система уравнений Максвелла полностью описывает свойства, возникновение и распространение электромагнитных волн. В частности, из этих уравнений вытекает, что электромагнитные волны поперечные, то есть векторы напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно к вектору скорости \mathbf{v} распространения волны (перпендикулярно к лучу). С поперечностью электромагнитных волн связана их важнейшая характеристика – *поляризация*. Для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно светового вектора – вектора напряженности \vec{E} электрического поля (это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества). Заметим, что поляризация присуща *только поперечным волнам*, но не продольным. В продольных волнах колебания совершаются только вдоль направления их распространения и никакой поляризации быть не может.

Различают свет *неполяризованный*, *поляризованный* и *частично поляризованный*. Примером неполяризованного света является *естественный свет*, в котором колебания вектора \vec{E} в

различных направлениях быстро и беспорядочно сменяют друг друга (рис. 1.1). Его испускают большинство тепловых источников (лампы накаливания, Солнце и др.). Свет, в котором направления колебаний вектора \vec{E} упорядочены каким-либо образом, получил название *поляризованного*. Если колебания вектора \vec{E} происходят только в одной проходящей через луч плоскости, то имеем дело с *плоско-* (или *линейно-*) *поляризованным* светом. Плоскость, проходящая через направление колебаний вектора \vec{E} плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется *плоскостью поляризации*.

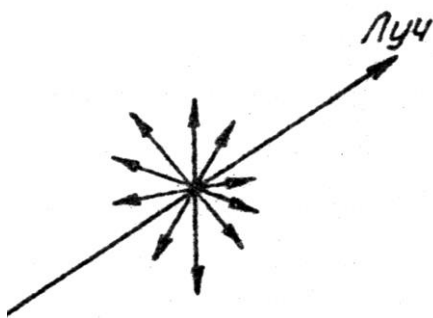


Рис. 1.1

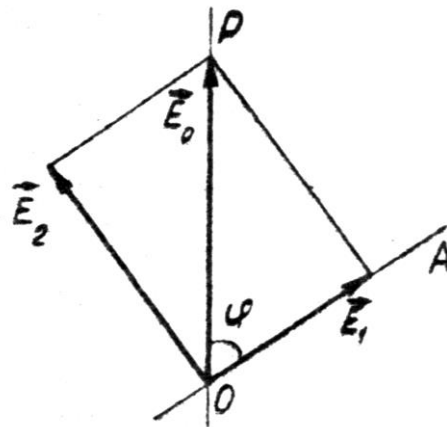


Рис. 1.2

Упорядоченность колебаний может заключаться в том, что вектор \vec{E} поворачивается вокруг луча, одновременно пульсируя по величине. В результате этого конец вектора \vec{E} описывает эллипс. Такой свет называется *эллиптически поляризованным*. Плоскополяризованный свет является предельным случаем

эллиптически поляризованного, когда при разности фаз складываемых колебаний, равной нулю или π , эллипс поляризации вырождается в прямую. При разности фаз, равной $\pm\pi/2$, и равенстве амплитуд складываемых волн эллипс поляризации вырождается в окружность, и тогда имеем дело с *циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом*.

Получение поляризованного света из естественного возможно при разнообразных физических эффектах – прохождении света через анизотропные среды, отражении от диэлектриков и др. Устройства для получения поляризованного света называют *поляризаторами*. Те же устройства, применяемые для исследования поляризации света, называются *анализаторами*. Поляризаторы (анализаторы) пропускают колебания светового вектора, параллельные плоскости, называемой плоскостью поляризатора (анализатора), и задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости.

Рассмотрим два поляризатора, поставленные друг за другом так, что их оси OP и OA образуют некоторый угол φ (рис. 1.2). Первый поляризатор пропустит свет, электрический вектор \vec{E}_0 которого параллелен его оси OP . Положим интенсивность этого света равной I_0 . Второй поляризатор (анализатор) пропустит лишь часть этого света, а именно ту его составляющую, электрический вектор которой \vec{E}_1 параллелен оси OA . Для нахождения этой составляющей разложим \vec{E}_0 на вектор \vec{E}_1 , параллельный оси OA второго поляризатора (т.е. анализатора), и вектор \vec{E}_2 , перпендикулярный к ней.

Составляющая \vec{E}_2 будет задержана анализатором. Через оба поляризатора пройдет свет с электрическим вектором $\vec{E} = \vec{E}_1$, длина которого $E = E_0 \cos \varphi$. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то интенсивность света, прошедшего через анализатор, равна

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (1.1)$$

Это соотношение носит название *закона Малюса*: *интенсивность света, прошедшего через анализатор (I), равна интенсивности света, прошедшего через поляризатор (I₀), умноженной на квадрат косинуса угла (φ) между анализатором и поляризатором.*

Из формулы (1.1) следует, что закон Малюса можно использовать *только для плоскополяризованного излучения*. При толстых пластинках в I_0 надо вносить поправку на частичное поглощение (а также и отражение) проходящего луча. Этот закон был сформулирован Э. Малюсом в 1810 году и подтвержден тщательными фотометрическими измерениями Ф. Араго, который построил на этом принципе фотометр. Интересно отметить, что Малюс вывел свой закон, основываясь на корпускулярных представлениях о свете, а сам закон широко используется для расчета интенсивности света, прошедшего через поляризатор и анализатор в различных поляризационных приборах.

Естественные источники света содержат огромное число атомов и молекул, возбужденных в различные энергетические состояния. Если энергия возбуждённых атомов будет одинакова, то излучать они будут свет одной и той же

частоты, но с самыми разными начальными фазами и с различной ориентацией плоскости поляризации в пространстве. В результате в естественном монохроматическом луче вектор \vec{E} (и соответственно вектор \vec{H}) в каждой точке непрерывно и хаотически меняет свое направление в плоскости, перпендикулярной к лучу. Разлагая этот вектор на две взаимно перпендикулярные составляющие E_x и E_y , мы тем самым можем представить *естественный луч* как наложение двух лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Однако фазы обоих лучей непрерывно и хаотически меняются и *не связаны друг с другом*. В этом принципиальное отличие естественного луча от лучей, поляризованных по какому-либо закону. Если, к примеру, каким-либо образом разделить оба луча (с составляющими E_x и E_y), а затем свести их в одну плоскость, то интерферировать они не будут, так как являются некогерентными.

Общая интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды. Из геометрических соображений следует, что:

$$E^2 = E_x^2 + E_y^2. \quad (1.2)$$

Ввиду хаотичности величины и направления вектора \vec{E} интенсивность лучей, поляризованных в любых двух взаимно перпендикулярных плоскостях, в среднем одинаковы и равны:

$$\langle E_x^2 \rangle = \langle E_y^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle E^2 \rangle. \quad (1.3)$$

Итак, любой *естественный луч света не поляризован*.

Вернемся вновь к рассмотренному ранее случаю, когда на

пути естественного луча помещались два поляризатора, плоскости которых образуют угол φ . Из первого поляризатора выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого I_0 составит половину интенсивности естественного света I_e , так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды. Согласно закону Малюса из второго поляризатора выйдет свет интенсивности $I_0 \cos^2 \varphi$. Таким образом, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, будет равна

$$I = \frac{1}{2} I_e \cos^2 \varphi. \quad (1.4)$$

Максимальная интенсивность, равная $I_e/2$, получается при $\varphi=0$ (поляризаторы параллельны). При $\varphi=\pi/2$ интенсивность света будет равна нулю (поляризаторы скрещены).

Свет, в котором колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений, называется частично поляризованным. Такой свет можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного. При пропускании частично поляризованного света через анализатор и при вращении анализатора вокруг направления луча интенсивность прошедшего света будет изменяться в пределах от I_e^{\max} до I_e^{\min} . Переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте анализатора на угол $\varphi=\pi/2$ (за один полный оборот будут достигаться два раза максимальное I_e^{\max} и два раза минимальное I_e^{\min} значения интенсивности). Степенью поляризации называется выражение

$$P = \frac{I_e^{\max} - I_e^{\min}}{I_e^{\max} + I_e^{\min}}. \quad (1.5)$$

Следовательно, степень поляризации P —это физическая величина, численно равная отношению интенсивности поляризованной составляющей ($I_{\text{пол}} = I_e^{\max} - I_e^{\min}$) к полной интенсивности частично поляризованного света ($I_0 = I_e^{\max} + I_e^{\min}$). Для плоскополяризованного света $I_e^{\min} = 0$ и $P = 1$; для естественного света $I_e^{\min} = I_e^{\max}$ и $P = 0$. Для эллиптически поляризованного света понятие степени поляризации неприменимо.

Иногда требуется выполнить обратную задачу: превратить поляризованный свет в неполяризованный, т.е. в естественный. Для этого можно взять кальку (полупрозрачную восковую бумагу) и поместить её за поляризатором. С помощью анализатора легко убедиться, что калька почти полностью деполаризует свет (интенсивность проходящего через анализатор света практически не зависит от его угла поворота).

1.2 . Поляризация при отражении и преломлении

Явление поляризации света имеет место и при отражении или преломлении света на границе двух диэлектриков. Для полной или частичной поляризации естественного луча необходима *анизотропия условий распространения* (анизотропия — зависимость физических свойств вещества от направления). В двоякопреломляющих кристаллах эта анизотропия имеется во всей толще кристалла. При отражении и преломлении света на границе двух сред, даже если обе среды оптически изотропны,

наличие вполне определенного положения плоскости падения луча само по себе создает анизотропию условий распространения. Иными словами, условия отражения и преломления лучей, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к последней, различны, а *отраженный и преломленный лучи всегда в той или иной степени поляризованы.*

Если угол падения света на границу раздела двух диэлектриков отличен от нуля, то отражённый и преломленный лучи (как было сказано выше) оказываются частично поляризованными. В отраженном луче преобладают колебания вектора E , перпендикулярные к плоскости падения, в преломленном луче – колебания, параллельные этой плоскости. Степень поляризации этих лучей зависит от угла падения и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер установил закон, согласно которому *при угле падения α_B отраженный луч будет полностью поляризован, если тангенс угла падения равен относительному коэффициенту преломления n_{21} среды, от границы которой происходит отражение:*

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21}. \quad (1.6)$$

Отражённый луч является плоскополяризованным (содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения, – на рис. 1.3 они обозначены точками). Преломлённый же луч при этом поляризуется максимально, но не полностью (содержит не только колебания, перпендикулярные к плоскости падения, но и колебания, параллельные этой плоскости, – на рис. 1.3 обозначаются двумя параллельными отрезками).

Примечательно, что если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи *взаимно перпендикулярны* (т.е. $\alpha_B + \beta = \pi/2$).

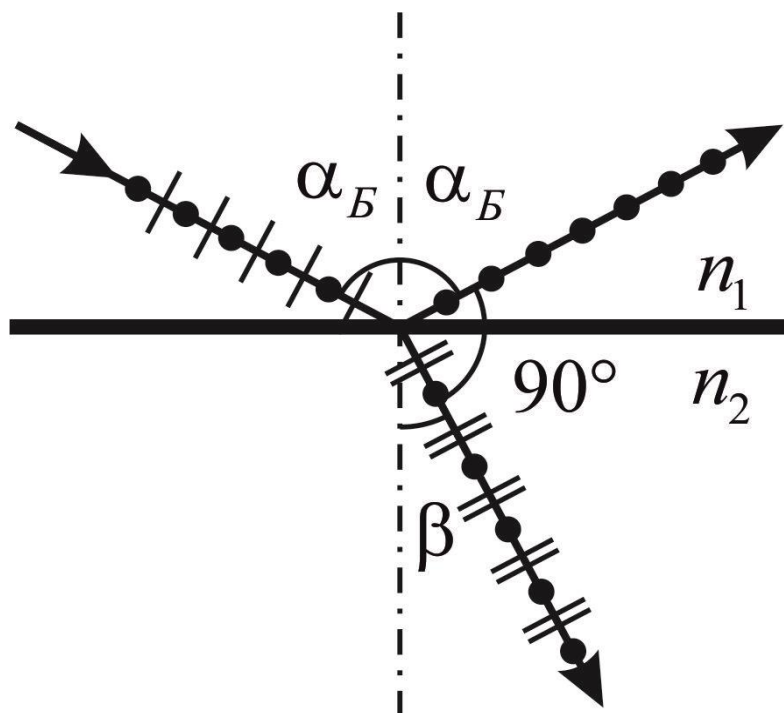


Рис. 1.3

Степень поляризации отраженного и преломленного лучей при различных углах падения можно получить с помощью *формул Френеля*. Эти формулы вытекают из условий, налагаемых на электромагнитное поле на границе двух диэлектриков. К числу таких условий принадлежит равенство тангенциальных составляющих векторов \vec{E} и \vec{H} , а также равенство нормальных составляющих векторов \vec{D} и \vec{B} по обе стороны границы раздела. Необходимо только отметить, что с помощью этих формул можно получить коэффициенты отражения линейно-

поляризованного света, плоскость поляризации которого перпендикулярна к плоскости падения (ρ_{\perp}) и параллельна ей (ρ_{\parallel}):

$$\rho_{\perp} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad \rho_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}. \quad (1.7)$$

Из этих формул видно, что при падении света под углом Брюстера ($\alpha_B + \beta = \pi/2$) следует, что $\operatorname{tg}(\pi/2) \rightarrow \infty$ и тогда $\rho_{\parallel} = 0$, т.е. отражённый свет будет полностью линейно-поляризованным в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

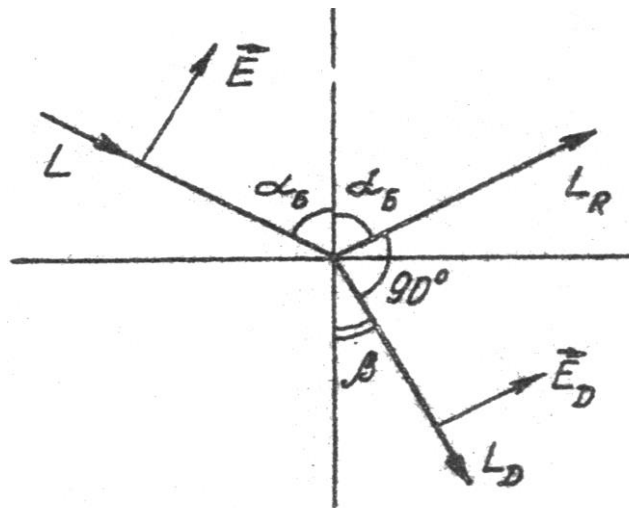


Рис. 1.4

Проанализируем возможность отражения плоскополяризованного света, в котором вектор \vec{E} лежит в плоскости падения. Ориентация лучей и векторов электрического поля для этого случая представлена на рис. 1.4, где L и L_D – падающий и преломленный лучи света, \vec{E}_D – вектор напряжённости электрического поля в веществе. Под действием электрического поля с напряженностью \vec{E}_D электрические заряды (электроны)

вещества совершают колебания в направлении \vec{E}_D перпендикулярно к преломлённому лучу, а следовательно, и в направлении L_R , в котором должен распространяться отражённый под углом Брюстера луч. Но процесс отражения представляет собой вторичное излучение колеблющихся под действием электрического поля световой волны электронов в среде.

Эти электроны, однако, в направлении своего движения согласно законам электродинамики вторичных волн не излучают. Поэтому в этом направлении никакого отражения рассматриваемой плоскополяризованной волны не происходит. Отражаться может лишь волна с составляющей вектора \vec{E} , колебания в которой происходят перпендикулярно к плоскости падения (на рис. 1.3 эти колебания обозначены точками).

Отражение под углом Брюстера дает простейший способ получения поляризованного света. Недостаток этого способа — малая интенсивность отраженного света. Для его устранения применяют несколько стеклянных пластинок (см. рис. 1.5), сложенных в стопу (стопу Столетова). Стопа может служить для анализа поляризованного света как при его отражении, так и при его преломлении. При большом числе пластинок отражается почти половина падающего света. Прошедший свет поляризован в плоскости падения, но при малом числе пластинок эта поляризация не совсем полная. Однако если использовать 8-10 наложенных друг на друга стеклянных пластинок (сложенных в стопу), то вышедший из такой системы свет будет практически полностью поляризованным. В настоящее время стопа для

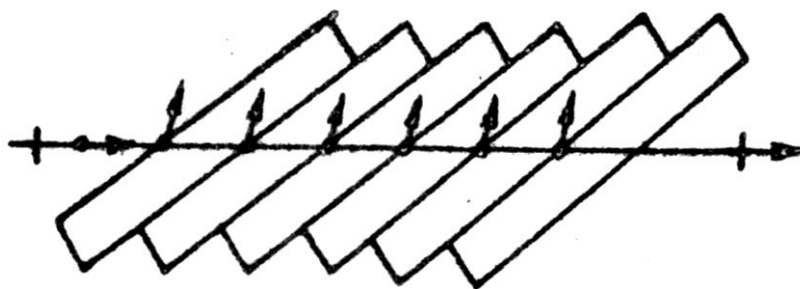


Рис. 1.5

получения поляризованного света почти не употребляется, так как существуют более удобные и совершенные способы (поляризационные призмы, поляроиды).

1.3. Поляризация при двойном лучепреломлении

Все прозрачные кристаллические диэлектрики (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают оптической анизотропией, т. е. оптические свойства света при прохождении через них зависят от направления. Вследствие этого они обладают способностью *двойного лучепреломления*, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, в 1669 г. впервые обнаруженное датским ученым *Э. Бартолином* для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно

разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис. 1.6). Даже в том случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис. 1.7). Второй из этих лучей получил название *необыкновенного* (*e*), а первый – *обыкновенного* (*o*). В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется *оптической осью* кристалла. В данном случае речь идет именно о направлении, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла. Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают *одноосные* и *двуосные*, т. е. имеют одну или две оптические оси (к первым и относится исландский шпат).

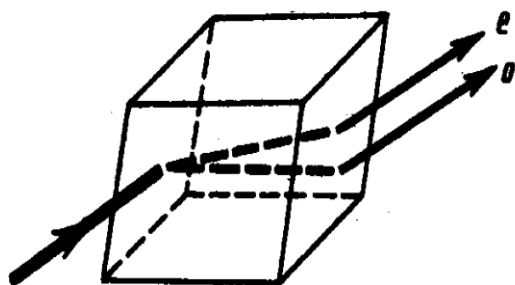


Рис. 1.6

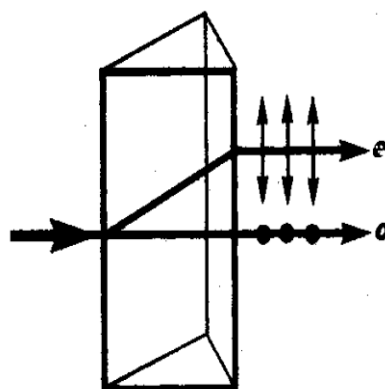


Рис. 1.7

К примеру, у одноосных кристаллов обыкновенная и

необыкновенная волны распространяются вдоль оптической оси, не разделяясь пространственно и с одинаковой скоростью.

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через луч света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла). Колебания светового вектора (вектора напряженности \vec{E} электрического поля) в обыкновенном луче происходят перпендикулярно к главной плоскости, в необыкновенном – в главной плоскости (рис. 1.7).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. Очевидно, что при любом направлении обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны к оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью и, следовательно, показатель преломления n_o для него есть величина постоянная. Для необыкновенного же луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями. Следовательно, показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название «обыкновенный»), а для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если

не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются.

Как уже рассматривалось, обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_o = c/n_o$, а необыкновенные - с разной скоростью $v_e = c/n_e$ (в зависимости от угла между вектором \mathbf{E} и оптической осью). Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_o = n_e$, $v_o = v_e$, т. е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие в v_e и v_o для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Допустим, что в точке S внутри одноосного кристалла находится точечный источник света. На рис. 1.8 показано распространение обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле (главная плоскость совпадает с плоскостью чертежа, OO' - направление оптической оси). Волновой поверхностью обыкновенного луча является сфера, необыкновенного луча — эллипсоид вращения. Наибольшее расхождение волновых поверхностей обыкновенного и необыкновенного лучей наблюдается в направлении, перпендикулярном к оптической оси. Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках их пересечения с оптической осью OO' .

Если $v_e < v_o$ ($n_e > n_o$), то эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча (эллипсоид скоростей вытянут относительно оптической оси) и одноосный кристалл

называется положительным (рис. 1.8, а). Если $v_e > v_o$ ($n_e < n_o$), то эллипсоид описан вокруг сферы (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном к оптической оси) и одноосный кристалл называется отрицательным (рис. 1.8, б). Рассмотренный выше исландский шпат относится к отрицательным кристаллам.

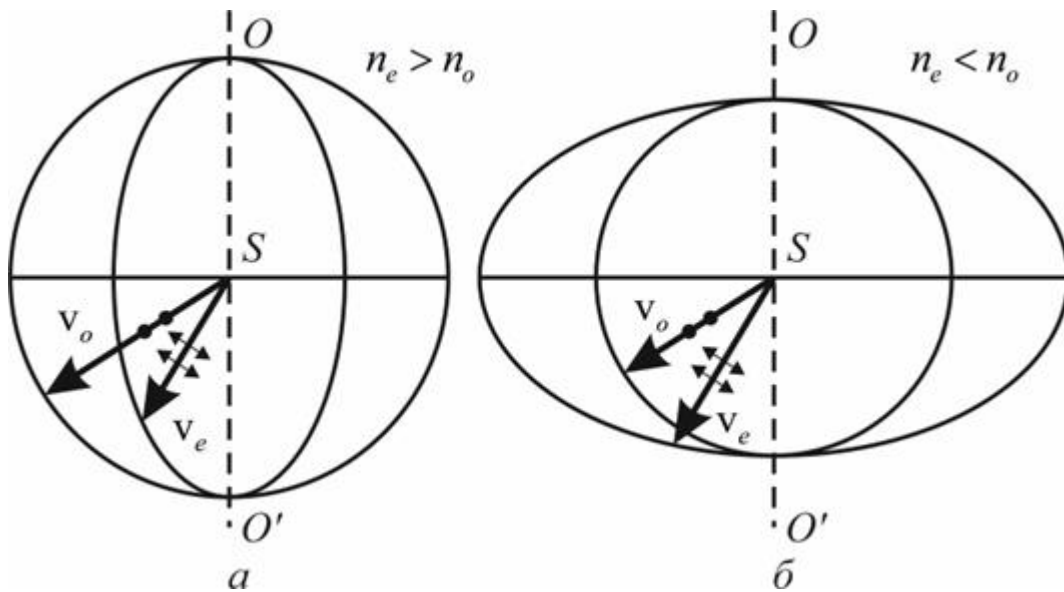


Рис. 1.8

В качестве примера построения обыкновенного и необыкновенного лучей рассмотрим преломление плоской волны на границе анизотропной среды, например положительной (рис. 1.9).

Пусть свет падает нормально к преломляющей грани кристалла, а оптическая ось OO' составляет с нею некоторый угол. С центрами в точках A и B построим сферические волновые поверхности, соответствующие обыкновенному лучу, и эллипсоидальные - необыкновенному лучу. В точке, лежащей на оси OO' , эти поверхности соприкасаются. Согласно принципу Гюй-

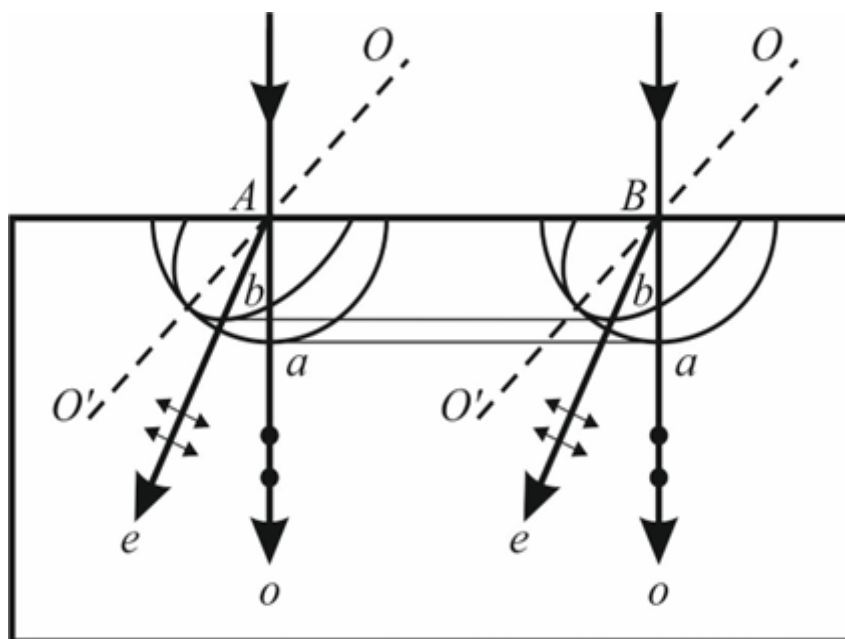


Рис. 1.9

генса, плоскость, касательная к сферам, будет фронтом (а-а) обыкновенной волны, поверхность, касательная к эллипсоидам, - фронтом (b-b) необыкновенной волны. Проведя к точкам касания прямые, получим направления распространения обыкновенного (о) и необыкновенного (е) лучей. Таким образом, в данном случае обыкновенный луч пойдет вдоль первоначального направления, необыкновенный же отклонится от первоначального направления.

В основе работы поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света, лежит явление двойного лучепреломления. Наиболее часто для этого применяются призмы и поляроиды. Призмы делятся на два класса:

1) призмы, дающие только плоскополяризованный луч (поляризационные призмы);

- 2) призмы, дающие два поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях луча (двойкопреломляющие призмы).

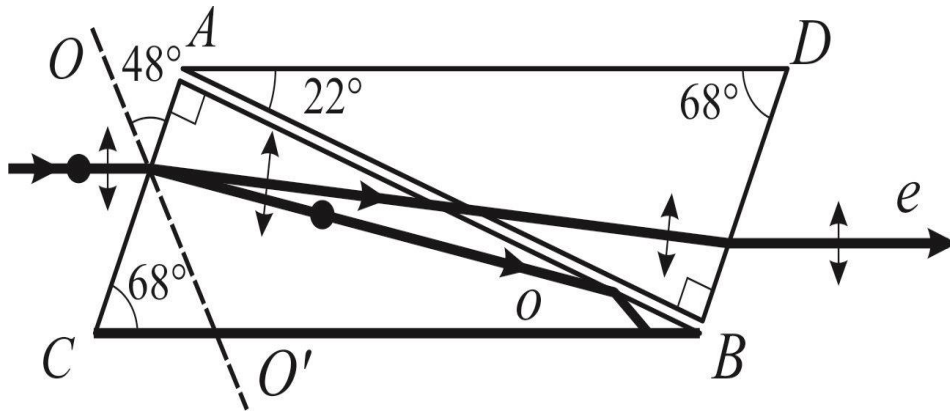


Рис. 1.10

Поляризационные призмы построены по принципу полного отражения одного из лучей (например, обыкновенного) от границы раздела, в то время как другой луч с другим показателем преломления проходит через эту границу. Типичным представителем поляризационных призм является *призма Николя*, называемая часто *николем*. Призма Николя (рис. 1.10) представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии AB канадским бальзамом с $n = 1,55$. Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру CB , разделяется на два луча: обыкновенный ($n_o=1,66$) и необыкновенный ($n_e=1,51$). При соответствующем подборе угла падения, равного или большего предельного, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой, оптически менее плотной), а затем поглощается

зачерненной боковой поверхностью CB . Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно его (ввиду преломления на наклонных гранях AC и BD).

Двоякопреломляющие призмы используют различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Примером двоякопреломляющих призм могут служить призмы из исландского шпата и стекла, призмы, составленные из двух призм из исландского шпата со взаимно перпендикулярными оптическими осями. Для первых призм (рис. 1.11) обыкновенный луч преломляется в шпате и стекле два раза и, следовательно, сильно отклоняется, необыкновенный же луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n \gg n_e$) проходит призму почти без отклонения. Для вторых призм различие в ориентировке оптических осей влияет на угол расхождения между обыкновенным и необыкновенным лучами.

Двоякопреломляющие кристаллы обладают свойством дихроизма, т. е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются *дихроичными кристаллами*. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин, в котором из-за сильного селективного поглощения обыкновенного луча уже при толщине пластинки 1 мм из неё выходит только необыкновенный луч. Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того, от длины волны, приводит к тому, что при освещении дихроичного

кристалла белым светом кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным.

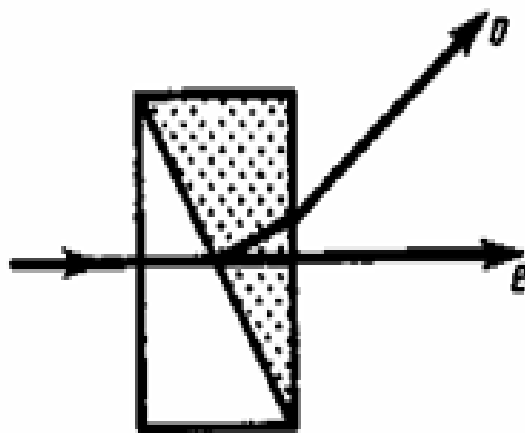


Рис. 1.11

Дихроичные кристаллы приобрели еще более важное значение в связи с изобретением *поляроидов*. Примером поляроида может служить тонкая пленка из целлулоида, в которую вкраплены кристаллики герпатита (сернокислого йод- хинина). Герпатит — двоякопреломляющее вещество с очень сильно выраженным дихроизмом в области видимого света. Установлено, что такая пленка уже при толщине $> 0,1$ мм полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором. Преимущество поляроидов перед призмами - возможность изготавливать их с площадями поверхностей до нескольких квадратных метров. Однако их меньшая по сравнению с призмами прозрачность (приблизительно 30 %) в сочетании с небольшой термостойкостью не позволяет использовать поляроиды в мощных световых потоках.

Поляроиды применяются, например, для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречного автотранспорта.

Разные кристаллы создают различное по значению и направлению двойное лучепреломление, поэтому, пропуская через них поляризованный свет и измеряя изменение его интенсивности после прохождения кристаллов, можно определить их оптические характеристики и произвести минералогический анализ. Для этой цели используются поляризационные микроскопы.

1.4. Искусственная оптическая анизотропия

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Существуют, однако, различные способы получения искусственной оптической анизотропии, т. е. сообщения оптической анизотропии естественно изотропным веществам. Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под действием:

- 1) одностороннего сжатия или растяжения (кристаллы кубической системы, стекла и др.);*
- 2) электрического поля (эффект Керра; жидкости, аморфные тела, газы);*
- 3) магнитного поля (жидкости, стекла, коллоиды).*

В перечисленных случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей соответственно указанным выше воздействиям.

Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном к оптической оси:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma \quad (\text{в случае деформации}); \quad (1.8)$$

$$n_e - n_o = k_2 E^2 \quad (\text{в случае электрического поля}); \quad (1.9)$$

$$n_e - n_o = k_3 H^2 \quad (\text{в случае магнитного поля}), \quad (1.10)$$

где k_1 , k_2 , k_3 - постоянные, характеризующие вещество, σ - нормальное напряжение, E и H - соответственно напряженность электрического и магнитного полей. На рис. 1.12 приведена установка для наблюдения *эффекта Керра* в жидкостях (установки для изучения рассмотренных явлений однотипны). Ячейка Керра - кювета с жидкостью (например, нитробензолом), в которую введены пластины конденсатора, помещается между скрещенными поляризатором P и анализатором A . При отсутствии электрического поля свет через систему не проходит. При наложении электрического поля жидкость становится двоякопреломляющей; при изменении разности потенциалов между электродами меняется степень анизотропии вещества, а следовательно, и интенсивность света, прошедшего через анализатор.

Эффект Керра - оптическая анизотропия веществ под действием электрического поля - объясняется различной поляризуемостью молекул жидкости по разным направлениям. Это явление практически безынерционно, т.е. время перехода вещества из изотропного состояния в анизотропное при включении и отключении поля составляет приблизительно 10^{-10} с— 10^{-12} с.

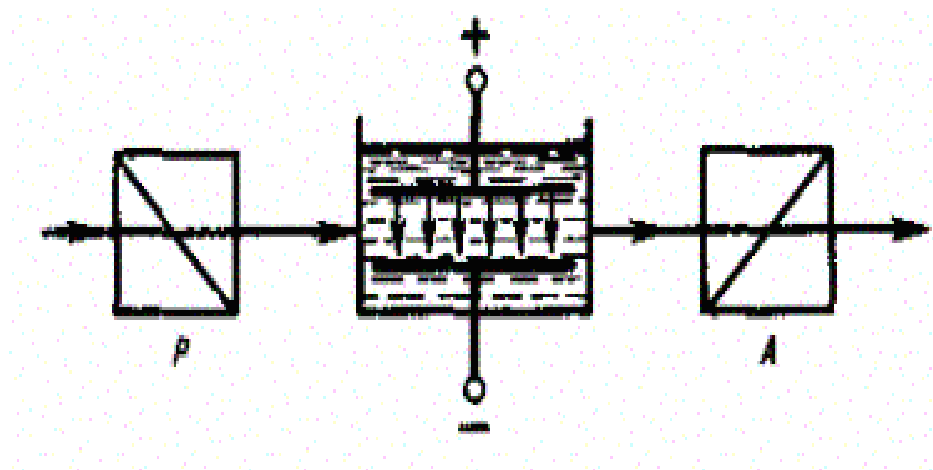


Рис. 1.12

Поэтому ячейка Керра служит идеальным световым затвором и применяется в быстропротекающих процессах (звукозапись, скоростная фото- и киносъемка, воспроизводство звука, изучение скорости распространения света и т. д.), в оптической локации, в оптической телефонии и т. д.

Искусственная анизотропия под механическим воздействием позволяет исследовать напряжения, возникающие в прозрачных телах. В данном случае о степени деформации отдельных участков изделия (например, остаточных деформаций в стекле при закалке) судят по распределению в нем окраски. Так как применяемые обычно в технике материалы (металлы) непрозрачны, то исследование напряжений производят на прозрачных моделях, а потом делают соответствующий пересчет на проектируемую конструкцию.

1.5. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (например, из твердых тел - кварц, сахар, киноварь, из жидкостей - водный раствор сахара, винная

кислота, скипидар), называемые оптически активными, обладают способностью вращать плоскость поляризации распространяющегося в них плоскополяризованного света.

Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис. 1.13). Если между скрещенными поляризатором Р и анализатором А, дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (например, кювету с раствором сахара), то поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол ϕ можно вновь получить темное поле зрения. Угол ϕ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\phi = \alpha d; \quad (1.11)$$

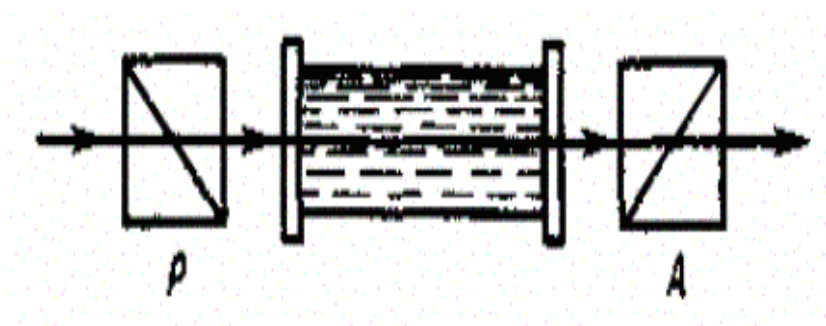


Рис. 1.13

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] C d, \quad (1.12)$$

где d - расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе, а $([\alpha])$ - так называемое удельное вращение, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации - для растворов), C - массовая концентрация оптически активного вещества в растворе, кг/м³.

Величина $[\alpha]$ зависит от температуры вещества, от длины волны проходящего в растворе света, природы активного компонента раствора и растворителя. Зависимость удельной постоянной вращения $[\alpha]$ от температуры и концентрации для большинства оптически активных веществ незначительна. В то же время $[\alpha]$ оказывается сложным образом зависящей от химического состава растворителя. Зависимость удельной постоянной вращения от длины волны в общих чертах была установлена Био. Для большинства оптически активных веществ вдали от полос поглощения

$$[\alpha] \approx \frac{1}{\lambda^2}. \quad (1.13)$$

Соотношение (1.13) отражает лишь общий характер поведения $[\alpha]$ при изменении длины волны λ света, распространяющегося в растворе активного вещества. Как следует из (1.13), удельная постоянная вращения убывает с ростом λ , иначе говоря, для большинства оптически активных

веществ имеет место нормальная вращательная дисперсия. Согласно теоретическому соотношению, полученному Друде,

$$[\alpha] = \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad (1.14)$$

где λ_i - длины волн полос поглощения вещества, A_i -

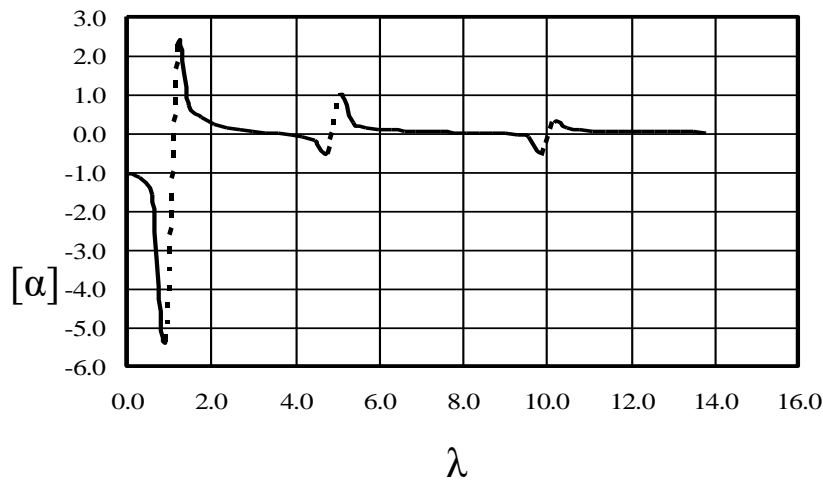


Рис. 1.14

константы, $i = 1, 2, 3, \dots$. Схематично вид зависимости, описываемой соотношением (1.14), представлен на рис. 1.14 (в относительных единицах).

Участки зависимости на рис. 1.14, показанные пунктиром, соответствуют интервалам длин волн собственных колебаний электронов в атомах, т.е. полосам поглощения для данного оптически активного вещества.

Для монохроматического света данной длины волны $[\alpha]$ оказывается приблизительно постоянной величиной. При этом согласно (1.12) при фиксированной длине пути l света в растворе величина угла φ поворота плоскости поляризации света

оказывается линейно зависящей от концентрации активного вещества в растворе. Таким образом, измерив угол поворота плоскости поляризации и длину пути света в растворе и зная величину удельной постоянной вращения $[\alpha]$ для данного оптически активного вещества, можно определить его концентрацию в растворе по формуле

$$C = \frac{\varphi}{[\alpha]l}. \quad (1.15)$$

Опыт показывает, что все вещества, оптически активные в жидком состоянии, обладают таким же свойством и в кристаллическом состоянии. Однако если вещества активны в кристаллическом состоянии, то не всегда активны в жидком (например, расплавленный кварц). Следовательно, оптическая активность обуславливается как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на право- и левовращающие. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором - влево (против часовой стрелки). Вращение плоскости поляризации объяснено О. Френелем (1817 г.).

Можно показать, что явление вращения плоскости поляризации плоскополяризованного света сводится к особому типу двойного лучепреломления. Плоскополяризованный световой луч можно представить в виде двух накладывающихся

друг на друга лучей, колебания вектора \mathbf{E} в которых поляризованы по правому и левому кругу (правокруговая и левокруговая волны), а частоты вращения векторов и их амплитуды совпадают. Согласно гипотезе Френеля скорость распространения света в активных веществах различна для лучей с правой и левой круговой поляризацией. При этом для правовращающих веществ, т.е. веществ, при прохождении через которые плоскость поляризации вектора \mathbf{E} световой волны поворачивается вправо, скорость правокруговой волны v_d оказывается больше, чем левой v_g , а для левовращающих веществ – наоборот. Соответственно в правовращающих веществах соотношение показателей преломления оптически активного вещества для двух направлений круговой (циркулярной) поляризации $n_d < n_g$, а в левовращающих – $n_d > n_g$.

Посмотрим, к чему приводит различие в скоростях движения двух волн, поляризованных по правому и левому кругу, составляющих плоскополяризованный световой луч, входящий в оптически активное вещество. Согласно Френелю вектор \mathbf{E} световой волны в любой момент времени может быть представлен как суперпозиция двух векторов, совершающих левое и правое вращение относительно направления движения исходного луча (см. рис. 1.15). При этом, как было указано выше, модули этих векторов и круговые скорости их вращения ω равны.

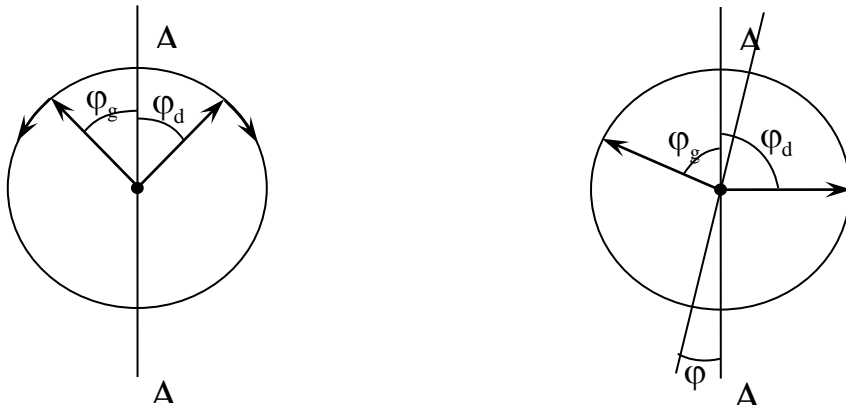


Рис. 1.15

Предположим для определенности, что вещество правовращающее. Тогда $n_d < n_g$, $v_d > v_g$ и из-за меньшей скорости движения в среде волна с левой круговой поляризацией будет отставать по фазе колебаний от волны с правой круговой поляризацией. При прохождении этих волн в веществе пути l поворот вектора \mathbf{E} в правокруговой волне произойдет на угол

$$\varphi_d = \omega \left(t - \frac{l}{v_d} \right), \quad (1.16)$$

а в левокруговой волне на угол

$$\varphi_g = \omega \left(t - \frac{l}{v_g} \right), \quad (1.17)$$

не равный углу φ_d . Как видно из рисунка, данная ситуация означает поворот плоскости поляризации (т.е. плоскости, относительно которой векторы \mathbf{E} в обеих волнах расположены симметрично: $\varphi_g + \varphi = \varphi_d - \varphi$) результирующей световой волны на угол

$$\varphi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2} = \left| \frac{v = c/n}{\omega/c = 2\pi/\lambda_0} \right| = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_g - n_d) , \quad (1.18)$$

где λ_0 - длина световой волны в вакууме.

Последнее соотношение показывает, что в веществах, для которых $n_d < n_g$, имеет место правое вращение плоскости поляризации, а в веществах, для которых $n_d > n_g$, реализуется левое вращение плоскости поляризации.

Явление вращения плоскости поляризации лежит в основе точного метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого *поляризацией* (сахариметрией). Для этого используется установка, показанная на рис. 1.13. По найденному углу поворота плоскости поляризации φ и известному значению $[\alpha]$ находится концентрация растворенного вещества.

Впоследствии М. Фарадеем было обнаружено вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это явление получило название *эффекта Фарадея* (или магнитного вращения плоскости поляризации). Магнитное вращение плоскости поляризации происходит при распространении света в прозрачном веществе вдоль линии магнитной индукции:

$$\varphi = V l B, \quad (1.19)$$

где V — постоянная Верде (магнитная вращательная способность), зависящая от природы вещества и длины волны света в вакууме, l — длина света в веществе, B — магнитная индукция.

Открытие магнитного вращения плоскости поляризации имело огромное значение для науки, так как было первым явлением, в котором обнаружилась связь между оптическими и электромагнитными процессами. Направление вращения связано только с направлением магнитного поля. От направления луча света направление вращения не зависит. Поэтому если луч света отразить от зеркала и вернуть его в исходную точку, то поворот плоскости поляризации удвоится. Это позволяет увеличить угол поворота удлинением пути света за счёт многократных отражений от зеркальных поверхностей образца. Для наблюдения эффекта Фарадея применяется установка, подобная той, что приведена на рис. 1.13. Только в последнем случае кювета с веществом должна быть помещена в магнитное поле.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

2.1. Дисперсия света

Под дисперсией света подразумеваются явления, обусловленные зависимостью коэффициента преломления вещества от длины световой волны. Свет разных длин волн (разного цвета) преломляется не одинаково на границе двух прозрачных веществ. Для определенности мы будем рассматривать преломление на границе вакуум — данное вещество, т. е. говорить о зависимости от длины волны λ абсолютного значения коэффициента преломления. В таком случае можно записать, что для каждого данного вещества коэффициент преломления n является определенной функцией от длины волны λ : $n = f(\lambda)$.

Дисперсией вещества называется величина, определяющая, как быстро меняется коэффициент преломления n при изменении длины волны λ . Если двум длинам волн λ_1 и λ_2 соответствуют значения коэффициентов преломления n_1 и n_2 , то средняя дисперсия вещества на участке длин волн от λ_1 до λ_2 изобразится отношением:

$$\frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (2.1)$$

Значение дисперсии вещества вблизи данной длины волны λ получим, перейдя в пределе к бесконечно малому интервалу длин волн; тогда соотношение (2.1) заменится производной коэффициента преломления n по длине λ :

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda). \quad (2.2)$$

Среды, обладающие дисперсией, называются диспергирующими.

В этих средах скорость световых волн зависит от λ_0 или ω .

Для всех прозрачных веществ коэффициент преломления n монотонно возрастает с уменьшением длины волны λ . Это соответствует известному факту, что в прозрачных веществах фиолетовые лучи преломляются сильнее зеленых, а зеленые — сильнее красных.

Основы теории дисперсии могут быть получены, если рассматривать взаимодействие световых волн с электронами, входящими в состав атомов и молекул.

В отсутствие внешнего электрического поля центр электронного облака совпадает с ядром и дипольный момент атома равен нулю. При наличии же внешнего поля электронное облако смещается относительно практически неподвижного ядра и возникает дипольный момент $\vec{p} = q\vec{l}$, где \vec{l} — вектор, проведенный из центра облака к ядру, q — заряд ядра. Проекция вектора \vec{p} на ось X равна $p_x = ql_x = -qx$.

По электромагнитной теории света коэффициент преломления определяется равенством $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Для всех прозрачных диэлектриков магнитная проницаемость μ практически равна единице, поэтому имеем $n^2 = \epsilon$.

Диэлектрические свойства вещества обусловлены его поляризацией, которая возникает в результате появления дипольного момента

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P_x(t)}{\varepsilon_0 E_x(t)}, \quad (2.3)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость, $P_x(t)$ – проекция вектора поляризованности на ось X , вдоль которой совершаются колебания вектора \vec{E} , ε_0 – электрическая постоянная.

Известно, что $P_x = n_0 p_x = n_0(-qx)$, где n_0 – концентрация диполей.

С учетом этого формула (2.3) примет вид

$$\varepsilon = 1 + \frac{n_0(-qx)}{\varepsilon_0 E_x}. \quad (2.4)$$

Задача сводится к определению x под действием $E_x(t)$. Для этого запишем дифференциальное уравнение движения электронного облака как

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + qE_m \cos \omega t, \quad (2.5)$$

где m – масса электронного облака, а справа записаны проекции на ось X квазиупругой силы, силы «сопротивления» и вынуждающей силы со стороны гармонической электромагнитной волны частотой ω . Магнитной составляющей этой силы мы пренебрегаем, поскольку она ничтожно мала.

Разделив уравнение (2.5) на m , приведем его к виду

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_m \cos \omega t, \quad (2.6)$$

где $\omega_0^2 = k/m$, $2\beta = r/m$, $f_m = qE/m$.

Для теории дисперсии имеет значение частное решение уравнения (2.6):

$$x = A \cos(\omega t - \varphi), \quad (2.7)$$

где A — амплитуда колебаний, φ — разность фаз между смещением x и «силой» $f_m \cos \omega t$. Подстановка этого решения в уравнение (2.6) позволяет с помощью векторной диаграммы найти значение амплитуды A и разности фаз φ , а именно

$$A = \frac{f_m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \varphi = \arctg \left(-\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (2.8)$$

[решение уравнения (2.6) подробно рассматривается в теории колебаний].

Ограничимся случаем, когда $2\beta\omega \ll (\omega_0^2 - \omega^2)$, т.е. когда вынуждающая частота (поля) не очень близка к собственной частоте ω_0 колебаний электронного облака и коэффициент β , характеризующий затухание, достаточно мал. В этом случае, если $\omega < \omega_0$, то

$$x(t) = \frac{f_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t. \quad (2.9)$$

Такой же результат будет и при $\omega > \omega_0$, когда $\varphi = \pi$.

Остается подставить (2.9) в (2.4) и учесть, что вынуждающая сила в (2.5) $qE_m \cos \omega t = -eE_x$. В результате получим

$$\varepsilon = 1 + \frac{b}{(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

где $b = n_0 q^2 / (\varepsilon_0 m)$.

Поэтому квадрат коэффициента преломления n^2 выражается следующей дисперсионной формулой:

$$n^2 = 1 + \frac{b_1}{\omega_{01}^2 - \omega^2} + \frac{b_2}{\omega_{02}^2 - \omega^2} + \dots, \quad (2.10)$$

где $\omega_{01}, \omega_{02}, \dots$ — частоты собственных колебаний атомов и молекул, b_1, b_2, \dots — определенные константы. Так как длина волны λ связана с циклической частотой ω соотношением $\lambda = 2\pi c/\omega$, то формула (2.10) примет вид

$$n^2 = 1 + \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots, \quad (2.11)$$

где a_1, a_2, \dots — новые константы, а $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ — длины волн, соответствующие точному резонансу.

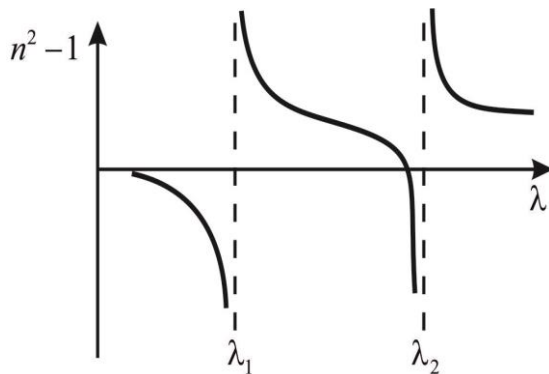


Рис. 2.1

Формула (2.11)

дает зависимость коэффициента преломления n от длины световой волны в промежутке между линиями поглощения (рис. 2.1). Пунктирные линии указывают

положение линий поглощения вещества λ_1 и λ_2 . Вблизи линий поглощения кривая дисперсии круто изгибается. У каждой линии поглощения со стороны малых длин волн ($\lambda < \lambda_i$) коэффициент преломления n от длины волны принимает малые значения, а со стороны больших длин волн ($\lambda > \lambda_i$) — весьма большие значения. По формуле (2.11) для длины волны, меньшей и очень близкой к одной из λ_i , для n^2 получатся отрицательные значения, что дает

мнимые значения для n . Это происходит из-за того, что не учтен коэффициент затухания β . Поэтому формулой (2.11) можно пользоваться лишь в областях, где β очень мал. Вдали от линий поглощения значение коэффициента преломления n приближается к постоянным величинам. Общий ход дисперсии, изображенный на рис. 2.1, с характерными изгибами около линий поглощения носит название *аномальной дисперсии*. В действительности в этом ходе нет ничего «аномального», наоборот, он представляет собой типичный ход, отвечающий физической сущности явления. Область монотонного изменения коэффициента преломления между двумя линиями поглощения передает характер дисперсии прозрачных веществ и носит название *нормальной дисперсии*.

Первыми опытами по наблюдению дисперсии были опыты Ньютона над преломлением света в призме. Ньютон разработал

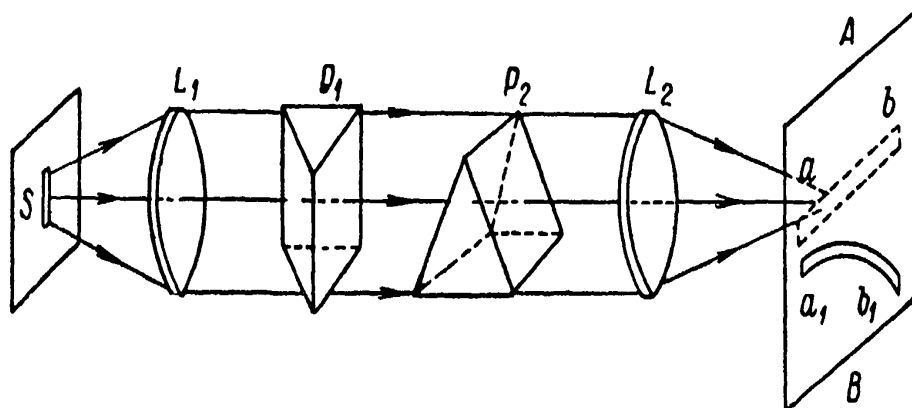


Рис. 2.2

ряд методов наблюдений дисперсии с помощью призм и в том числе метод скрещенных призм, весьма наглядно обнаруживающий ход дисперсии. Схема метода скрещенных

призм дана на рис. 2.2. Белый свет проходит через вертикальную щель S и две призмы P_1 и P_2 , преломляющие ребра которых взаимно перпендикулярны. С помощью линз L_1 и L_2 свет собирается на экране AB . При наличии только одной призмы P_1 с вертикальным преломляющим ребром на экране AB получился бы горизонтальный сплошной спектр, изображенный пунктирной полоской ab . При наличии второй призмы каждый луч будет отклонен вниз и тем сильнее, чем больше для него коэффициент преломления призмы P_2 . Благодаря этому весь спектр ab окажется смещенным вниз и займет положение a_1b_1 . Его красный конец a_1 смещен вниз меньше всего, а фиолетовый конец b_1 — больше всего. Также и каждое другое место спектра сместится тем больше, чем больше коэффициент преломления для длины волны, соответствующей этому месту спектра. Вся полоска a_1b_1 будет изогнута и наглядно представит ход дисперсии в призме P_2 .

Дисперсия стекол, кварца, флюорита и многих других веществ в видимой области спектра определяется главным образом наличием сильных полос поглощения в ультрафиолетовой области. Вторая область поглощения у этих веществ лежит в более далекой инфракрасной области и сказывается меньше. Приблизительно для видимой части спектра зависимость n^2 от λ для этих веществ может быть представлена дисперсионной формулой с одним членом:

$$n^2 \cong 1 + \frac{b}{1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}}.$$

При условии, что $\frac{\lambda_1}{\lambda} \ll 1$, это выражение дает приближенно для n :

$$n^2 \cong A + \frac{B}{\lambda^2},$$

где A , B — некоторые константы, что подтверждается теоретически.

Аномальная дисперсия легче всего наблюдается в парах металлов, дающих в видимой области спектра резкие линии поглощения. Так, пары натрия дают в желтой области две весьма интенсивные близкие линии поглощения с длинами волн $\lambda_1 = 0,5890$ мк и $\lambda_2 = 0,5896$ мк. Вуд использовал для наблюдения „аномальной” дисперсии в парах натрия метод скрещенных призм. Схема его опыта представлена на рис. 2.3.

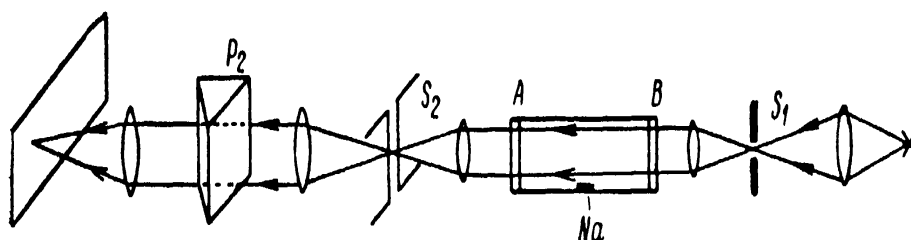


Рис. 2.3

Свет от источника сплошного спектра проходит через горизонтальную щель S_1 и затем в виде параллельного пучка — через откачанный сосуд АВ, содержащий металлический натрий. Пройдя через сосуд, свет падает на вертикальную щель S_2 и разлагается призмой P_2 в спектр. Преломляющее ребро призмы P_2 параллельно щели S_2 , и спектр получается в виде горизонтальной полоски. Благодаря наличию горизонтальной щели S_1 эта полоска узка. Если подогреть металлический натрий в сосуде АВ снизу и одновременно охладить верхнюю часть сосуда АВ, то в ней получится неоднородный столб паров натрия. Внизу плотность паров будет больше, наверху меньше. Такой неоднородный столб паров действует как призма с преломляющим ребром, расположенным сверху, перпендикулярно к длине сосуда. В

результате получится „призма” из паров натрия, скрещенная с призмой P_2 . Эта призма, как было пояснено выше, сместит все области спектра. Однако теперь, благодаря аномальному характеру дисперсии паров натрия, смещенный спектр окажется не монотонно изогнутым, а обнаружит характерные изгибы вблизи длин волн λ_1 и λ_2 . В местах, отвечающих длинам волн λ_1 и λ_2 , появятся темные полосы поглощения.

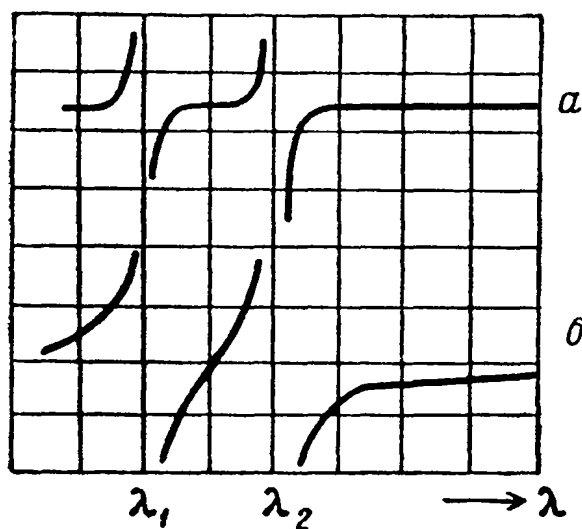


Рис. 2.4

На рис. 2.4,а представлен получаемый изгиб спектра. В сторону больших длин волн от линий поглощения спектр сильно отклонен вниз, что отвечает большим значениям коэффициента преломления натрия в этой области. В сторону коротких длин волн от линий поглощения спектр изогнут вверх, что указывает на значения коэффициента $n < 1$. Между обеими линиями поглощения коэффициент преломления круто спадает в сторону увеличения длин волн. При больших плотностях пара изгиб спектра увеличивается и принимает вид, изображенный на рис. 2.4,б.

Другой метод изучения аномальной дисперсии предложен Д. С. Рождественским. В этом методе используется измененный интерферометр Жамена. Интерферометр изменен таким образом, что пучки 1 и 2 могут быть разведены друг от друга на много сантиметров. Схема интерферометра Рождественского изображена на рис. 2.5, где A_1, A_2, A_3, A_4 — четыре плоских зеркала, из которых зеркала A_2 и A_3 сплошные, а остальные два — полупрозрачные. При отражениях от зеркал A_1 и A_2 возникают сильно разведенные пучки света 1 и 2, которые затем снова собираются вместе с помощью зеркал A_3 и A_4 и интерферируют.

Д. С. Рождественский использовал свой интерферометр для изучения аномальной дисперсии. Сущность метода

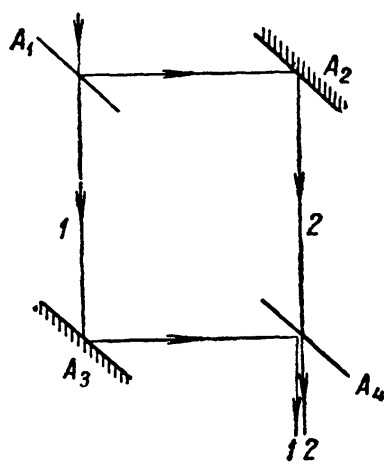


Рис. 2.5

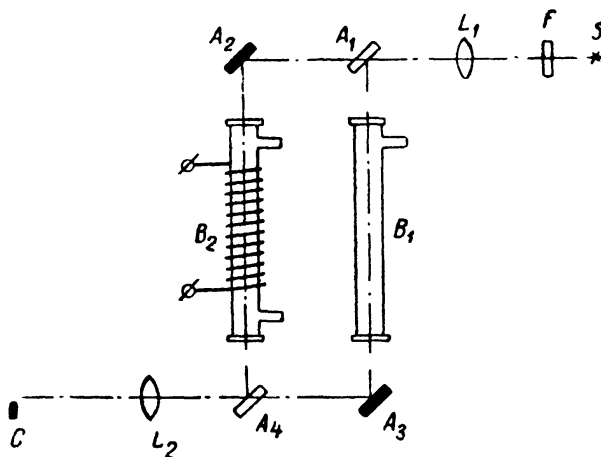


Рис. 2.6

Рождественского заключается в следующем. В обе ветви интерферометра вводятся две одинаковые кюветы B_1 и B_2 (рис. 2.6). В одну из кювет, например B_2 , вводится исследуемый металл; эта кювета может нагреваться электрической печкой до

температуры, достаточной для того, чтобы в ней получались пары металла при необходимом давлении. Вторая кювета откачивается. Через интерферометр пропускается свет от источника сплошного спектра S . Возникающая интерференционная картина проектируется с помощью линзы L_2 на щель спектрографа C . Предположим, что сперва кювета B_2 не нагрета и в ней отсутствуют пары. Тогда интерферометр даст на щели спектрографа ряд интерференционных максимумов и минимумов в виде полос, перпендикулярных к длине щели. Положение максимума, соответствующего нулевой разности хода, не зависит от длины волны. Отсюда следует, что этому максимуму в сплошном спектре, даваемом спектрографом, отвечает горизонтальная светлая полоса, тянущаяся вдоль всего спектра. Максимумы же, соответствующие разностям хода в одну, две, три и т. д. длины волны, располагаются для разных длин волн падающего света на разных высотах щели. Им отвечают в сплошном спектре светлые полосы, расположенные выше и ниже нулевой полосы и расходящиеся веером от синей области спектра к красной. Между светлыми полосами распола-

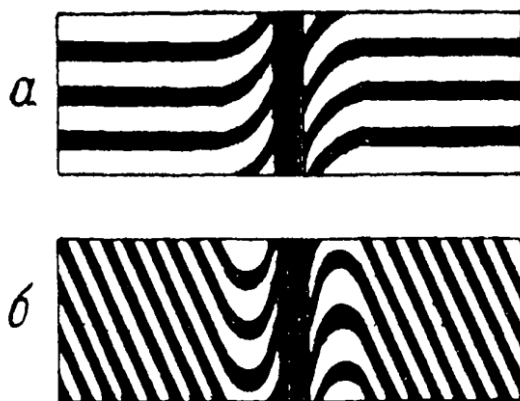


Рис. 2.7

гаются темные, отвечающие минимумам в интерференционной картине, отброшенной на щель. В результате сплошной спектр оказывается вдоль всей длины прочерченным попеременно светлыми и темными полосами.

Если теперь нагреть кювету B_2 настолько, чтобы в ней появились пары исследуемого металла, то столб этих паров даст добавочную разность хода и интерференционные полосы сместятся на величину, пропорциональную этой добавочной разности хода. Разность же хода при данной длине столба паров пропорциональна $n - 1$, где n – коэффициент преломления паров. Благодаря этому смещение интерференционных полос в спектрографе непосредственно воспроизведет ход дисперсии во всей наблюдаемой области. Если на эту область приходится какая-либо из линий поглощения исследуемого пара, то интерференционные полосы изогнутся около нее, как показано на рис. 2.7,а. Их изгиб весьма наглядно изобразит ход показателя преломления вблизи линии поглощения. Впоследствии Рождественский усовершенствовал указанный метод, что позволило производить точные количественные промеры. Он показал, что если во вторую ветвь интерферометра ввести плоскопараллельную пластинку стекла, то интерференционные полосы в спектрографе перегнутся и образуют вблизи линии поглощения своеобразные „крюки” (рис. 2.7,б). При данной толщине стеклянной пластинки положение „крюков” определится величиной дисперсии около рассматриваемой линии поглощения паров. Чем сильнее дисперсия паров вблизи линии, тем дальше от линии образуются „крюки”. Таким образом, по положению

„крюков” можно непосредственно измерить величину дисперсии паров около линии поглощения.

Теоретические соображения, представленные выше, справедливы не только для электронов, но и для ионов, а также и для случая металлов (где основную роль играют свободные электроны). Помимо дисперсии, связанной с вынужденными колебаниями электронов и ионов, существует другой вид дисперсии, на который обратил внимание Дебай. Она проявляется в средах с полярными молекулами, главным образом в жидкостях. Полярными называются молекулы, обладающие собственными дипольными моментами, обусловленными несимметричным расположением зарядов внутри молекулы. При этом полярные молекулы могут обладать и индуцированными дипольными моментами, возбуждаемыми внешним электрическим полем, однако индуцированные моменты меньше собственных.

В отсутствие внешнего электрического поля дипольные моменты полярных молекул изотропной среды ориентируются в пространстве хаотично по всем направлениям. При этом среда никакой поляризацией не обладает. При наложении на диэлектрическую среду внешнего электрического поля дипольные моменты молекул начинают ориентироваться по направлению поля, однако эта ориентация нарушается за счёт теплового движения. В результате установления равновесия этих процессов в среде возникает ориентационная поляризация. В то же время в среде за счет деформации электронных орбит под действием электрического поля возникает электронная

поляризация, которая, хотя и меньше ориентационной, однако процесс ее установления менее инерционен.

Если электрическое поле меняется с частотой ω , то с этой же частотой должна меняться и поляризация, а также и обусловленные ею диэлектрическая проницаемость среды ϵ и коэффициент преломления n .

В полях низкой частоты успевает устанавливаться такая же мгновенная поляризация среды, как и в статических полях. В такой области частот величины ϵ и n практически постоянны и определяются ориентационной поляризацией (в полярных диэлектриках). Если дипольные моменты полярных молекул велики (как у воды и спирта), то в этой области частот соотношение $n = \sqrt{\epsilon}$ выполняется (для воды $\epsilon=81$, $n=9$).

В другом предельном случае – при очень высоких частотах (например, световые волны) дипольные моменты не успевают заметно поворачиваться за время порядка периода. В этой области частот практически нет вынужденных вращений молекул и поляризация определяется менее инерционной электронной составляющей. Таким образом, молекулы начинают вести себя так, как если бы они не были полярными. Этим объясняется резкое расхождение между показателем преломления воды в оптическом диапазоне ($n = 1,33$) и значением $\sqrt{\epsilon}$ в электростатике и области низкочастотных электромагнитных волн.

3. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

3.1. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-5

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: экспериментально получить плоскополяризованный свет, изучить закон Малюса, определить степень поляризации света, прошедшего через стопу стеклянных пластин.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, источник света с блоком питания, поляризатор, анализатор, стопка стеклянных пластин, фотоприёмник, микроамперметр, собирающая линза.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка собирается на оптической скамье (рис. 3.1). Источник света— лампа накаливания помещена в кожух осветителя 1 прямоугольного сечения, в передней части которого расположена оправа с линзой. Внутри осветителя размещен стержень с патроном и лампочкой на одном конце и с ограничительной втулкой на другом. При юстировке стержень фиксируется в нужном положении винтом.

Поляризатор и анализатор помещены в оправы, которые вставляются в поворотные диски 2 и 3, позволяющие вращать

их вокруг горизонтальной оси. Диски снабжены подвижными шкалами. Цена деления шкалы 1° . Поляризатор и анализатор изготовлены из поляроидных пленок – поляроидов, которые состоят из множества маленьких (толщиной до 0,3 мм) параллельно ориентированных кристаллов сернокислого

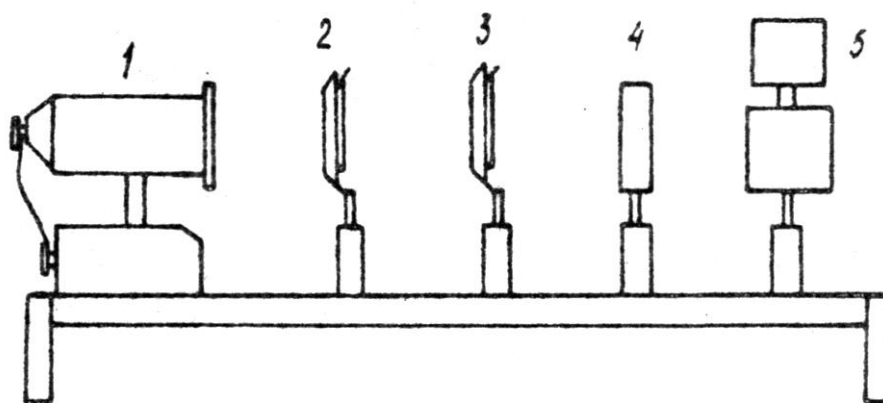


Рис. 3.1

йодистого хинина – герпатита, находящихся внутри связующей среды прозрачной пленки.

Стопа пластин крепится в оправе, которая также вставляется в поворотный диск 2 при измерениях. Собирающая линза 4 служит для изменения ширины пучка света, падающего на фотоприемник 5. В качестве фотоприемника используется селеновый фоторезистор, который представляет собой устройство, состоящее из металлической подложки, на одной стороне которой нанесен слой селена толщиной 0,1 мм. Этот слой покрыт полупрозрачной металлической пленкой, обладающей достаточной прозрачностью в той области спектра, для которой наблюдается фотоэффект.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Произвести подготовку экспериментальной установки к измерениям.

1.1. Установить на оптической скамье источник света 1, поворотные диски с поляризатором 2 и с анализатором 3, собирающую линзу 4 и фотоприемник 5 с микроамперметром (рис. 3.1).

1.2. Включить штепсельную вилку блока питания источника света (лампы накаливания) в розетку 220 В.

1.3. Включить на передней панели блока питания тумблер «Сеть» и убедиться, что лампочка источника загорелась.

2. Приступить к выполнению заданий.

Задание 1. Изучение закона Малюса.

1. Поворачивая анализатор, убедиться, что показания микроамперметра изменяются.

2. Вращая анализатор, добиться максимального отклонения стрелки микроамперметра, что соответствует параллельному расположению поляризатора и анализатора ($\varphi = 0$). В этом случае согласно закону Малюса $I_e = I_{e0}$.

3. Перемещая стержень с патроном и лампочкой, а также стойку с линзой, подобрать такое их расположение, чтобы при параллельных поляризаторе и анализаторе ток микроамперметра не превышал максимального значения отсчёта по шкале прибора.

4. Не меняя расстояние между источником света, линзой и фотоприемником, исследовать зависимость фототока от угла

поворота анализатора φ . Для этого, вращая поляроидную плёнку вместе с поворотным диском в пределах полного оборота анализатора от 0 до 360° , через каждые 10° записывать показания микроамперметра.

5. Произвести три серии измерений и занести данные в таблицу 1. Вычислить средние значения $\frac{I_e}{I_{e0}}$ для каждого значения угла φ .

6. Построить график экспериментальной зависимости

$$\left(\frac{I_e}{I_{e0}} \right)_{\text{средн}} = f(\varphi)$$

в полярных координатах. Для этого на каждом луче, проведённом из центра 0 под углом φ , в выбранном масштабе отложить значения величин $\left(\frac{I_e}{I_{e0}} \right)_{\text{средн}}$, соответствующих этому углу φ .

Полученные точки соединить плавной кривой.

На том же чертеже аналогичным образом построить теоретическую зависимость

$$\left(\frac{I_e}{I_{e0}} \right)_{\text{средн}} = \cos^2 \varphi ,$$

задавая угол φ .

7. Сравнивая экспериментальную и теоретическую кривые, определить отклонение и указать причины этого отклонения.

$$\Delta \left(\frac{I_e}{I_{e0}} \right)_{\text{средн}} = \left(\frac{I_e}{I_{e0}} \right)_{\text{средн}} - \cos^2 \varphi .$$

Задание 2. Определение степени поляризации света в стопе стеклянных пластин.

1. Не меняя на скамье расположение источника света, линзы и фотоприемника, установить вместо поляризатора в поворотный диск оправу со стопой стеклянных пластин, обратив внимание, что угол падения света на стопу пластин составляет 57° , т.е. равен углу Брюстера.

2. Поворачивая анализатор вокруг горизонтальной оси через каждые 10^0 , начиная от положения, при котором фототок максимален, измерять зависимость фототока от угла поворота анализатора.

3. Произвести три серии таких измерений и занести данные в таблицу. Вычислить среднее значение $\left(\frac{I_e}{I_{e0}} \right)_{cp.}$ для каждого угла φ .

4. Построить график экспериментальной зависимости $\left(\frac{I_e}{I_{e0}}\right)_{ср\epsilonи} = f(\varphi)$ в полярных координатах. Полученную зависимость для стопы пластин сравнить с экспериментальными данными для поляроидной пленки задания 1.

[illegible]

5. Используя данные, полученные для максимального I_{max} и минимального I_{min} фототоков, по формуле (1.5) определить степень поляризации света, прошедшего через стопу стеклянных пластин.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Какой свет называется естественным?
2. Какой свет называется поляризованным?
3. Что такое плоскополяризованный свет?
4. Как можно практически отличить естественный свет от плоскополяризованного?
5. Сформулируйте закон Малюса.
6. Что такое степень поляризации?
7. Какие существуют способы получения поляризованного света?
8. Как с помощью стопы Столетова можно получить практически полностью поляризованный свет?
9. Объясните явление поляризации при двойном лучепреломлении.
10. Объясните работу поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света.
11. Что такое плоскость поляризации?
12. Объясните работу экспериментальной установки.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-6

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ПРИ ОТРАЖЕНИИ

Цель работы: экспериментально проверить закон Брюстера, определить показатель преломления пластинки.

Приборы и принадлежности: диэлектрическая пластинка, поворотный диск, источник света, гониометр.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Работа выполняется на гониометре Г5, предназначенном для точных измерений углов. **Гониометр Г5 требует бережного и осторожного обращения.** *Строго запрещается прилагать усилие к винтам и к алидаде при закреплённом стопорном винте 7 (рис. 3.2). Это приведет к порче прибора.*

Внешний вид гониометра показан на рис. 3.2, где цифрами обозначены необходимые для проведения измерений узлы: коллиматор 2, в передней фокальной плоскости объектива которого расположены источник света 1, зрительная труба 3 с окуляром 4, угломерное отсчётное устройство с лупой 5, через которую производится отсчёт углов по шкале лимба, находящегося внутри прибора, маховичок 6 отсчётного микрометра, предметный столик 9, который может вращаться вокруг вертикальной оси.

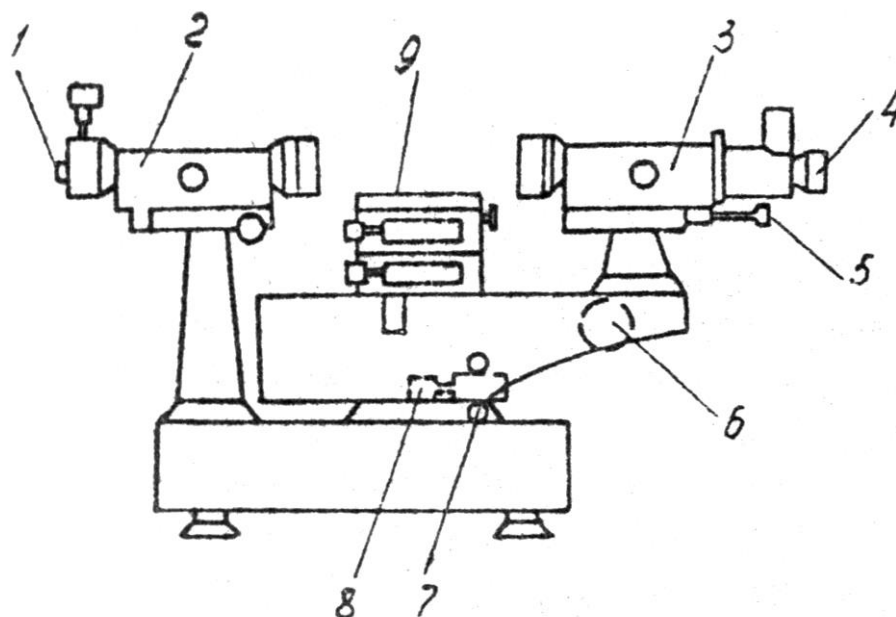


Рис. 3.2

Зрительная труба укреплена на подвижном кронштейне – алидаде, которую можно поворачивать вокруг вертикальной оси, проходящей через центр предметного столика. Поворот алидады с трубой осуществляется без усилий от руки только **после освобождения стопорного винта 7**. Тонкое перемещение трубы осуществляется винтом 8.

На тубусе коллиматора закреплена поляроидная насадка, представляющая собой поворотное устройство, которое обеспечивает вращение поляроидной плёнки вокруг горизонтальной оси.

Оптическая схема установки представлена на рис. 3.3. Световой пучок от источника света S попадает на объектив O_1 коллиматора K ; затем после объектива O_1 параллельным пучком – на диэлектрическую пластинку P , расположенную в

центре предметного столика С. Отражённый от диэлектрической пластинки параллельный пучок света направляется на объектив O_2 зрительной трубы Т, в фокальной плоскости которого образуется изображение перекрестия сетки коллиматора.

Наблюдение этой сетки и сетки, помещенной в окуляр зрительной трубы, ведётся через окуляр O_3 . При измерении углов

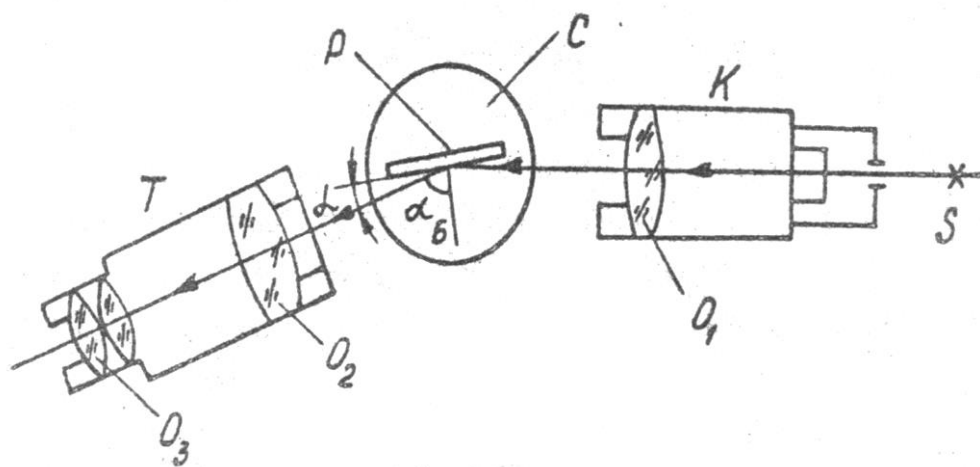


Рис. 3.3

визирные перекрестия указанных сеток должны быть совмещены.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Произвести подготовку установки к измерениям.
 - 1.1. Убедиться, что все тумблеры выключены.
 - 1.2. Включить штепсельную вилку питающего шнура гониометра в сеть 220 В.
 - 1.3. Включить освещение шкалы лимба и сетки гониометра тумблером «Включено».

1.4. Наблюдая в окуляр 4 зрительной трубы 3 (рис. 3.2), вращением накатанного кольца окуляра добиться четкого изображения визирного перекрестия зрительной трубы в поле зрения окуляра.

2. Приступить к измерениям.

Задание 1. Получение полностью поляризованного света при отражении от диэлектрической пластинки. Определение угла Брюстера и показателя преломления диэлектрической пластинки

1. Ослабить до упора винт 7.

2. Поворачивая алидаду, совместить ось зрительной трубы 3 с осью коллиматора. При этом в поле зрения трубы должно появиться светлое пятно с перекрестием. Вращая винт 8 тонкой наводки, точно совместить перекрестие сетки зрительной трубы с изображением перекрестия сетки коллиматора. С помощью отсчётного микроскопа, наблюдая в лупу 5, заметить положение зрительной трубы α_0 (поле зрения отсчётного микроскопа приведено на рис. 3.4). Для этого повернуть без усилий маховичок 6 оптического микрометра в ту или другую сторону так, чтобы верхние и нижние изображения штрихов лимба в левом окне отсчётного устройства точно совместились. Число градусов равно ближайшей левой от вертикального индекса цифре. Число десятков минут равно числу интервалов, заключенных между верхней левой цифрой, показывающей целые градусы, и правой нижней цифрой, отличающейся от левой на 180° . Число минут отсчитывается по шкале микрометра в

правом окне по левому ряду чисел. Число секунд – в том же окне по правому ряду чисел.

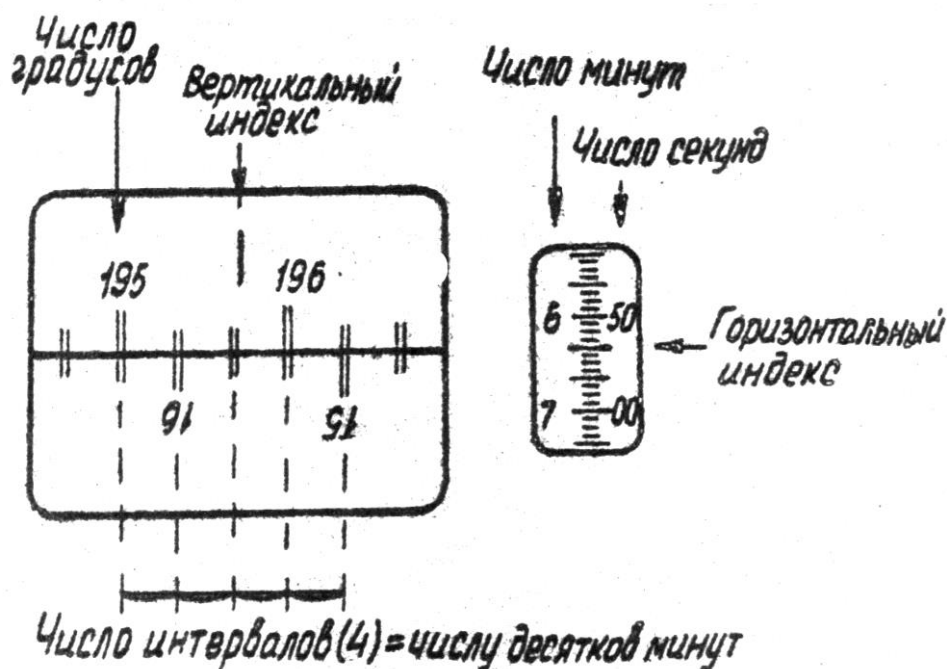


Рис. 3.4

3. Ослабить до упора стопорный винт 7.

4. В центре предметного столика установить диэлектрическую пластинку (черное зеркало), как показано на рис. 3.3. Визуально отыскать отраженный от этого зеркала пучок частично поляризованного света. Вращая поляроид (анализатор) вокруг направления отраженного луча, оставить его в таком положении, когда яркость прошедшего через него света будет минимальна. После этого повернуть зеркало вокруг вертикальной оси на несколько градусов, снова добиться минимальной интенсивности прошедшего через поляроид света. *Опыт продолжать до тех пор, пока не наступит полная поляризация, т.е. полное затемнение. Это означает, что зеркало установлено*

под углом Брюстера. Поляроид после этого можно убрать.

5. Не меняя положений предметного столика с зеркалом и глаза, подвести алидаду со зрительной трубой к направлению пучка света и, наблюдая светлое пятно в окуляр зрительной трубы, совместить перекрестия коллиматора и зрительной трубы. Далее, вращая винт тонкой наводки 8, точно совместить указанные перекрестия и сделать отсчет по шкале лимба α_1 , руководствуясь указаниями п. 2. Повторить указанные операции 3-5 раз и найти среднее значение угла α_{1cp} .

6. Определить угол Брюстера, используя выражение

$$\alpha_{Б1} = 90^\circ - \frac{1}{2} [\alpha_0 - \alpha_{1cp}] .$$

Задание 2. Изучение особенностей отражения плоскополяризованного света от диэлектрической пластинки. Определение угла Брюстера и показателя преломления диэлектрической пластинки

1. Не изменяя положения предметного столика с диэлектрической пластинкой, установить поляроидную плёнку (поляризатор) в поворотное устройство, закрепленное на тубусе коллиматора. Наблюдая визуально за отражённым от диэлектрической пластинки пучком света и вращая поочередно (см. п. 4 задания 1) поляризатор вокруг горизонтальной оси, а предметный столик с диэлектрической пластинкой — вокруг вертикальной, добиться исчезновения пучка света (полного затемнения).

2. Произвести отсчёт угла α_2 , как описано в пп. 2. и 5

задания 1, 3-5 раз и рассчитать α_{2cp} .

3. Определить угол Брюстера $\alpha_{Б2}$ по среднему значению α_{2cp} и α_0 , найденных по п. 2 задания 1, используя соотношение

$$\alpha_{Б2} = 90^\circ - \frac{1}{2} [\alpha_0 - \alpha_{2cp}].$$

4. Объяснить причину исчезновения отраженного от диэлектрической пластинки пучка плоскополяризованного света и разницу опытов, когда поляроидная плёнка сначала располагалась после диэлектрической пластинки, а затем – перед ней.

5. Определить показатель преломления диэлектрической пластинки, используя формулу $n = \operatorname{tg}[(\alpha_{1Б} + \alpha_{2Б})/2]$.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Дайте определение естественного и поляризованного света.
2. Сформулируйте и объясните закон Брюстера.
3. В чем заключается явление поляризации света?
4. Как можно практически отличить естественный свет от плоскополяризованного?
5. Что такое степень поляризации?
6. Какие существуют способы получения поляризованного света?
7. Как с помощью стопы Столетова можно получить практически полностью поляризованный свет?
8. Объясните явление поляризации при двойном

лучепреломлении.

9. Объясните работу поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света.
10. Что такое плоскость поляризации?
11. Объясните работу экспериментальной установки.
12. Объяснить причину исчезновения отраженного от диэлектрической пластинки пучка плоскополяризованного света и разницу опытов, когда поляроидная плёнка сначала располагалась после диэлектрической пластинки, а затем — перед ней.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-9

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель работы: изучение метода определения угла вращения плоскости поляризации плоскополяризованного света при прохождении его через раствор оптически активного вещества, определение концентрации оптически активного вещества в растворе.

Приборы и принадлежности: поляриметр портативный П-161М.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В данной лабораторной работе измерение угла поворота плоскости поляризации светового луча φ в растворе оптически активного вещества осуществляется поляриметром П-161М.

Устройство и принцип действия поляриметра

Поляриметр портативный П-161М предназначен для измерения угла вращения плоскости поляризации оптически активными прозрачными и однородными растворами и жидкостями. Прибор имеет следующие технические характеристики:

- диапазон измерений угла вращения плоскости;
- диапазон рабочих температур $10 \div 30$ °С;
- чувствительность прибора не более $0,1^\circ$;

- предел допускаемой основной погрешности прибора $\pm 0,1^\circ$.

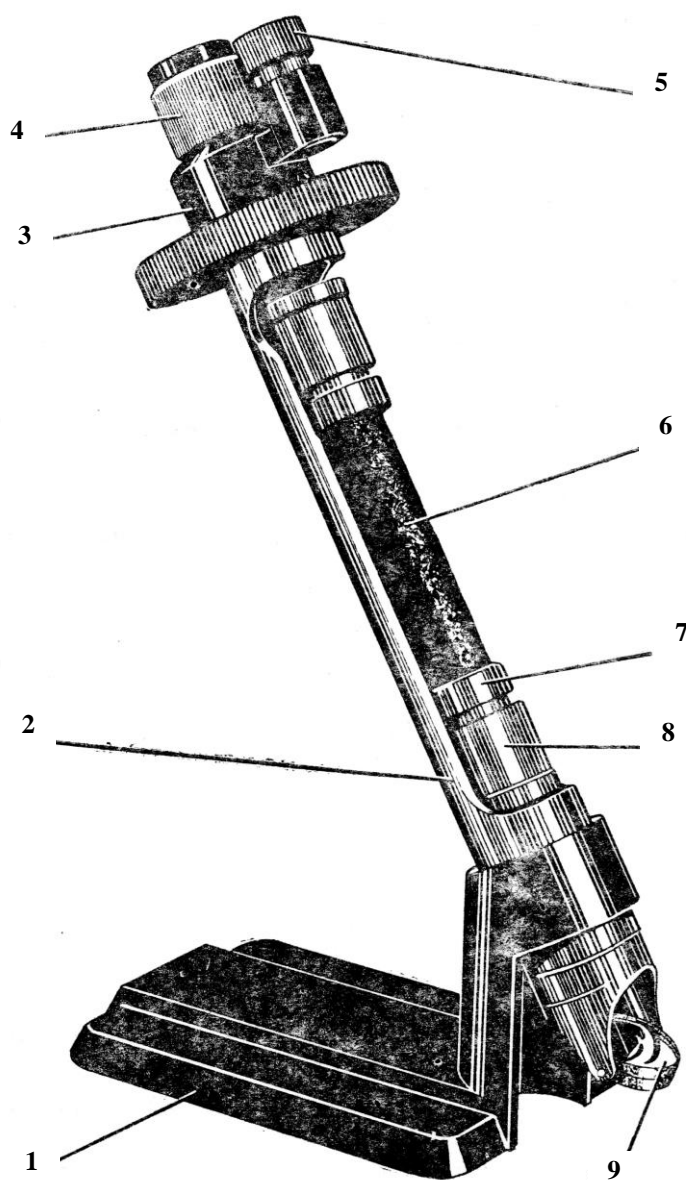


Рис. 3.5

Основными конструктивными элементами поляриметра являются (см. рис. 3.5): кронштейн 1, соединительная трубка 2, головка анализатора 3, оправа окуляра 4, отсчетная лупа 5, трубка для растворов 6, втулка 7, раковина 8, зеркало 9.

Глаз человека способен с большой точностью устанавливать одинаковость яркостей двух соседних полей. Следовательно, этим способом можно хорошо фиксировать положение плоскости поляризации падающего на анализатор света. Поэтому в данной работе измерение угла поворота плоскости поляризации света Φ основано на принципе уравнивания яркостей разделенного на две части поля зрения. Разделение поля зрения на две части осуществлено введением в оптическую схему прибора кварцевой пластинки, которая занимает половину поля зрения. Уравнивание яркостей частей поля зрения происходит вблизи полного затемнения поля зрения, что соответствует почти полному скрещиванию поляризатора и анализатора на $85 - 86^\circ$. Угол между направлением плоскости поляризации поляризатора и оптической осью кварцевой пластинки составляет $4 - 5^\circ$. Свет от матовой электрической лампы или дневной свет с помощью зеркала прибора направляется в узел поляризатора. Работать с полутеневым поляриметром необходимо, используя монохроматический свет. Для этого применяется оранжевый светофильтр. Пройдя оранжевый светофильтр и поляризатор, свет одной половиной пучка проходит через кварцевую пластинку, защитное стекло и анализатор, а другой половиной пучка – только через защитное стекло и анализатор (см. рис.

3.6). На рисунке цифрами указаны узлы поляриметра, а именно:

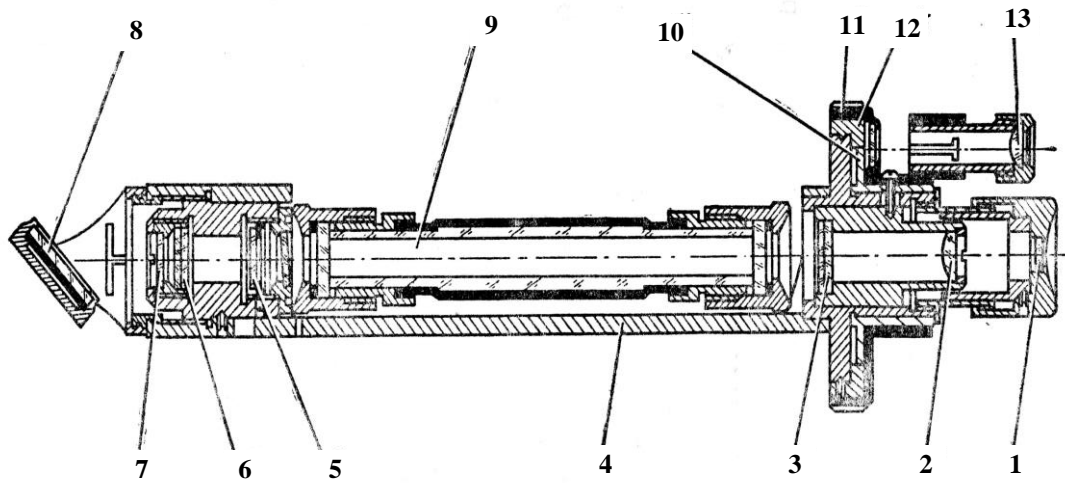


Рис. 3.6

1—окуляр, 2—объектив, 3—анализатор, 4—соединительная трубка, 5—диафрагма с кварцевой пластиной, 6—поляризатор, 7—светофильтр, 8—зеркало, 9—трубка для жидкости, 10—нониус, 11—кольцо вращения анализатора, 12—лимб, 13—отсчётная лупа.

Уравнивание яркостей частей поля зрения производится путем вращения анализатора. Угол поворота анализатора определяется с помощью неподвижного лимба и нониуса. Вид лимба и нониуса при наблюдении через отсчётную лупу приведён на рис. 3.7. Нижняя шкала—шкала нониуса, верхняя—шкала лимба. Отслеживать положение шкалы нониуса относительно неподвижного лимба можно через отсчетную лупу 5 (см. рис. 3.5). Цена деления основной шкалы лимба - 1° . Цена деления нониуса - $0,1^\circ$. Если между поляризатором и

анализатором ввести трубку с оптически активным раствором или жидкостью, то равенство яркостей частей поля зрения нарушается (см. рис. 3.8).

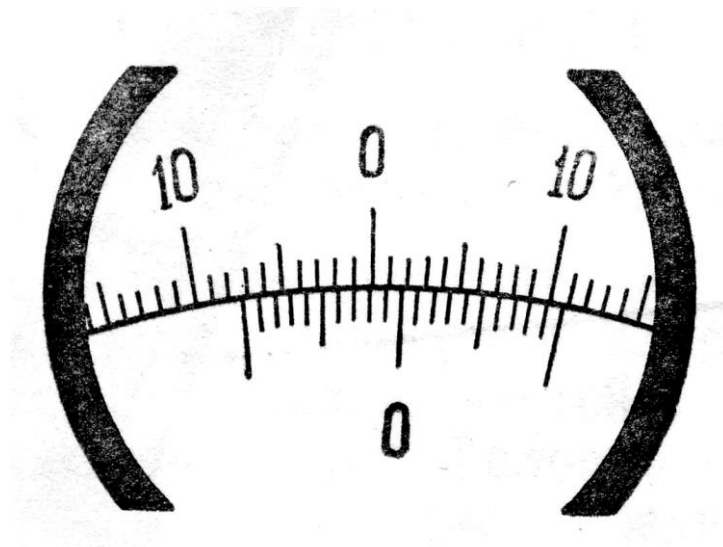


Рис. 3.7

Для того чтобы вновь уравнивать яркости частей поля зрения, необходимо повернуть анализатор на угол, равный углу поворота плоскости поляризации раствором оптически активного вещества. Разность двух отсчетов, произведенных по лимбу и нониусу, в случае установленной трубки с раствором (показание φ_2) и без нее (показание φ_1) представляет собой угол вращения плоскости поляризации светового луча $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

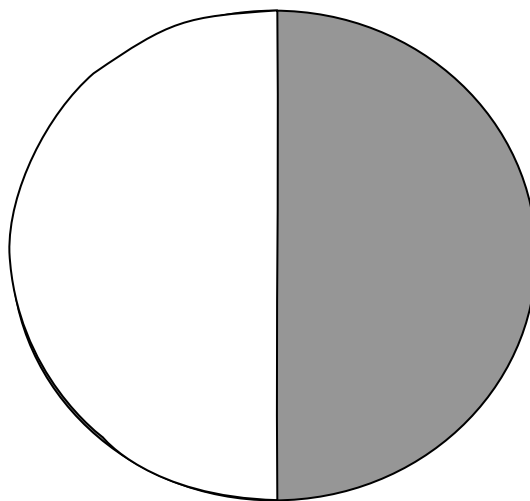


Рис. 3.8

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Задание 1. Определение нулевого отсчета прибора

1. Вынуть из поляриметра трубку для растворов (если она была установлена).
2. Зеркалом 9 (см. рис. 3.5) направить световой пучок от лампы на светофильтр 7 поляриметра (см. рис. 3.6). Поле зрения при этом должно осветиться.
3. Вращением окуляра 4 (см. рис. 3.5) добиться четкого изображения разделяющей линии поля зрения.
4. Вращением кольца 11 анализатора (см. рис. 3.6) уравнивать яркости левой и правой частей поля зрения. Произвести отсчет

нулевого угла φ_1 по лимбу и нониусу. Записать полученное значение в отчет.

5. Повернуть кольцо 11 на угол $5^\circ - 10^\circ$ влево или вправо. При этом установка нуля прибора нарушится.

6. Повторяя п.3, вновь уравнивать яркости левой и правой частей поля зрения. Произвести отсчет по лимбу и нониусу. Записать полученное значение в отчет.

7. Повторяя операции по пп.3 – 6, получить 5 значений нулевого отсчета поляриметра.

8. Вычислить среднее значение нулевого угла поляриметра $\langle \varphi_1 \rangle$.

Задание 2. Определение отсчета прибора с установленной трубкой оптически активного вещества

1. По указанию преподавателя получить у лаборанта трубку 6 с раствором № 1 или № 2 (см. рис. 3.5).

2. Поместить трубку с раствором в соединительную трубку 2 поляриметра.

3. Вращением окуляра 4 (см. рис. 3.5) добиться четкого изображения разделяющей линии поля зрения.

4. Поворотом кольца 11 (см. рис. 3.6) анализатора уравнивать яркости частей поля зрения и произвести отсчет угла φ_2 по лимбу и нониусу.

5. Измерения по п. 3 повторить не менее 5 раз.

6. Вычислить среднее значение угла - $\langle \varphi_2 \rangle$.

3. Обработка результатов

По формуле (1.15) вычислить концентрацию оптически активного вещества в растворе. Длину пути света в растворе принять равной 95,04 мм. Удельная постоянная вращения

$$[\alpha] = 66,46 \frac{\text{град} \cdot \text{см}^3}{\text{дм} \cdot \text{г}}.$$

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Дать определение понятию «естественное вращение плоскости поляризации».
2. От чего зависит величина угла поворота плоскости поляризации?
3. Пояснить метод определения концентрации оптически активного вещества в растворе, используемый в данной лабораторной работе.
4. Объяснить явление вращения плоскости поляризации.
5. Что такое искусственная оптическая анизотропия?
6. Дать определение естественного и поляризованного света.
7. В чем заключается явление поляризации света?
8. Как можно практически отличить естественный свет от плоскополяризованного?
9. Что такое степень поляризации?
10. Какие существуют способы получения поляризованного света?

11. Объяснить явление поляризации при двойном лучепреломлении.
12. Объяснить работу поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света.
13. Что такое плоскость поляризации?
14. Объяснить работу экспериментальной установки.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-7

ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

Цель работы: исследование нормальной дисперсии показателя преломления стекла при прохождении света через призму.

Приборы и принадлежности: гониометр, ртутная лампа, стеклянная призма.

МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследуется зависимость показателя преломления стекла от длины волны при разложении света призмой. Используемый здесь метод основан на измерении угла *наименьшего отклонения* луча, претерпевшего преломление в трехгранной призме.

Ход луча в призме приведен на рис. 3.9. При падении луча под некоторым углом α на боковую поверхность призмы в точке *C* он дважды испытывает преломление, каждый раз отклоняясь к основанию призмы. Угол отклонения δ луча, вышедшего из призмы, будет наименьшим, если внутри призмы луч идет параллельно ее основанию. В этом случае угол падения на вторую грань в точке *D* будет равен углу преломления на первой грани – β , а угол преломления равен α . *Преломляющий угол* призмы *A* (то есть угол между боковыми гранями) равен внешнему углу треугольника *CDE* при вершине *E*, а угол наименьшего отклонения

δ – равен внешнему углу для треугольника BCD при вершине B.

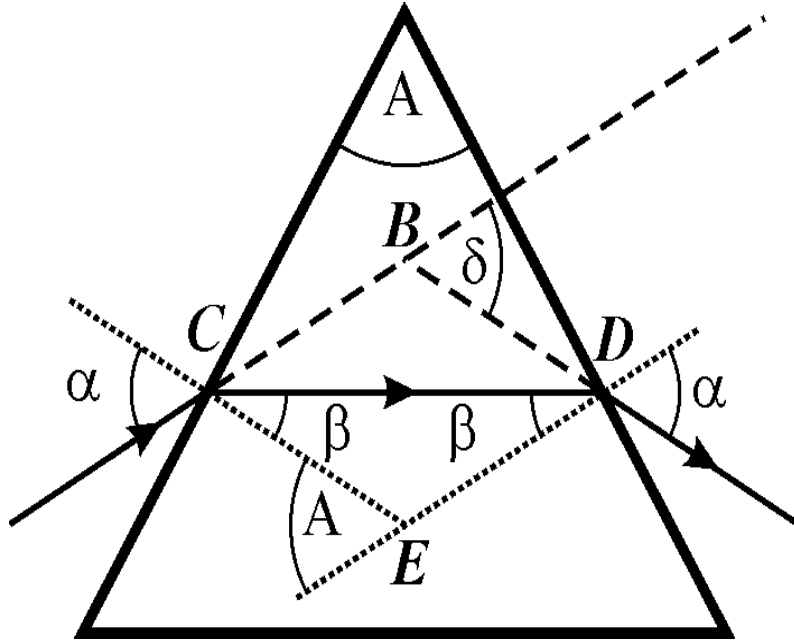


Рис. 3.9

Следовательно,

$$A = 2\beta, \quad \delta = 2(\alpha - \beta). \quad (3.1)$$

Выражаем отсюда углы падения и преломления:

$$\beta = A/2, \quad \alpha = \frac{\delta}{2} + \beta = \frac{\delta + A}{2}. \quad (3.2)$$

Подставляя эти значения в закон Снеллиуса, получаем формулу для расчета показателя преломления:

$$n = \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{\sin\left(\frac{\delta + A}{2}\right)}{\sin\left(\frac{A}{2}\right)}. \quad (3.3)$$

Таким образом, если известен преломляющий угол призмы A, то измерение показателя преломления для разных длин волн

сводится к измерению угла наименьшего отклонения δ .

Зависимость показателя преломления от длины волны позволяет использовать трехгранную призму в качестве спектрального прибора, с помощью которого исследуется состав излучения источника света. Одной из основных характеристик спектрального прибора является *угловая дисперсия*. Она характеризует способность спектрального прибора пространственно разделять пучки лучей различных длин волн. Числовой мерой угловой дисперсии является отношение $d\varphi/d\lambda$, где $d\varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися на $d\lambda$. Для трехгранной призмы угловая дисперсия вблизи угла наименьшего отклонения равна

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2 \sin\left(\frac{A}{2}\right)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\left(\frac{A}{2}\right)}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.4)$$

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

На рис. 3.10 изображен гониометр – прибор для измерения углов между световыми лучами. Свет от источника 1, в качестве которого использована ртутная лампа, проходит через щель 2 коллиматора 3 и параллельным пучком падает на призму 9, установленную на поворотном столике 8 гониометра 4. Зрительная труба 5 гониометра может поворачиваться вокруг вертикальной оси и позволяет наблюдать изображение входной щели коллиматора. Угловое положение зрительной трубы

определяют по шкале 7 и нониусу 6 гониометра.

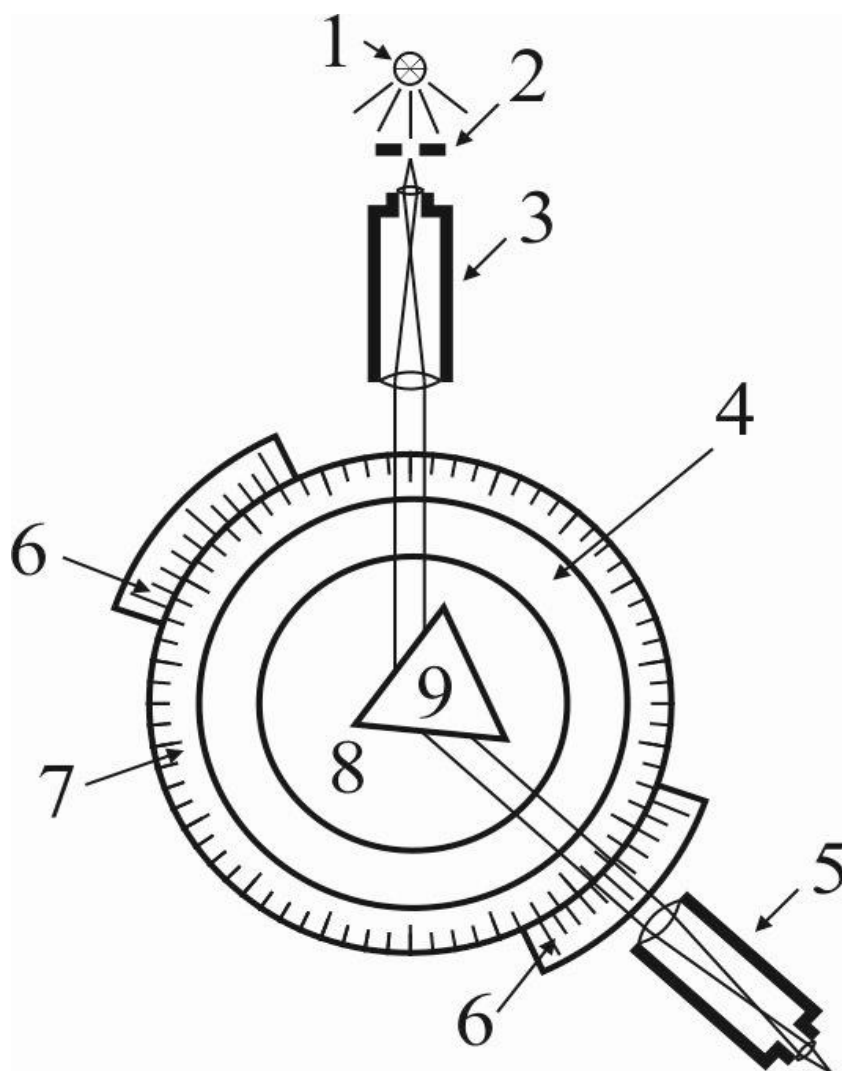


Рис. 3.10

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Задание 1. Измерение углов наименьшего отклонения

1. Перед щелью коллиматора поместить ртутную лампу. Включить её (*ртутная лампа включается от специального блока питания*). Установить трубу гониометра таким образом, чтобы отчётливо наблюдалась входная щель коллиматора. Измерить

положение φ_0 зрительной трубы, при котором изображение щели совмещается с вертикальной линией шкалы окуляра.

2. Поместить призму на столик согласно рис. 3.11. При этом биссектриса угла A должна быть перпендикулярна к оси коллиматора, а основание призмы должно быть справа (или

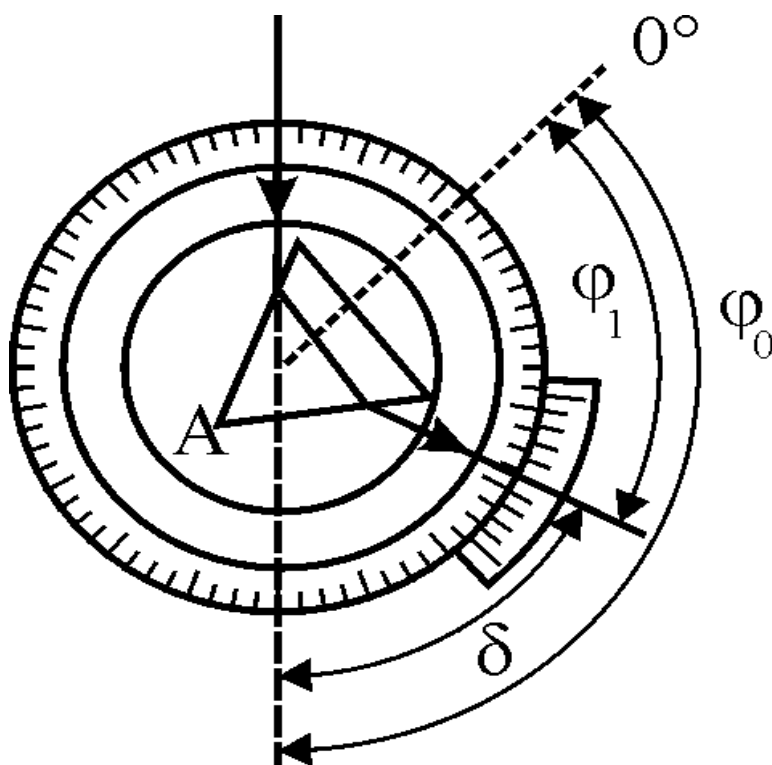


Рис. 3.11

слева) от наблюдателя. Затем столик с призмой повернуть примерно на $30-40^\circ$ против часовой стрелки. Поворачивать зрительную трубу вправо (или влево) к основанию призмы, пока в поле зрения не появится жёлтая линия спектра ртутной лампы. Спектр обнаруживается и невооружённым глазом справа от первоначального положения трубы. После обнаружения спектра сфокусировать зрительную трубу на жёлтую линию. Слегка

поворачивая столик с призмой вправо и влево, пронаблюдать, как перемещается жёлтая линия.

Затем поворачивать столик в таком направлении, чтобы жёлтая линия двигалась влево (к положению φ_0). Если при этом жёлтая линия выходит из поля зрения, трубу следует вести за линией. Отклонившись на некоторый угол влево, линия останавливается и затем начинает идти обратно (при вращении столика с призмой в том же направлении). В момент остановки жёлтой линии положение призмы соответствует установке на угол наименьшего отклонения для жёлтых лучей. В этом положении столик следует остановить и, повернув трубу, совместить вертикальную нить окуляра с серединой жёлтой линии. Произвести отсчёт по лимбу и нониусу. Это угол φ_1 .

3. Вычислить угол наименьшего отклонения для жёлтой линии спектра: $\delta_1 = |\varphi_1 - \varphi_0|$.

4. Чтобы получить второе значение δ_2 этого угла, столик с призмой повернуть так, чтобы основание призмы находилось слева от наблюдателя. Полностью повторить пп. 3,4. После этого по формуле $\delta = (\delta_1 + \delta_2)/2$ определить угол наименьшего отклонения для жёлтой линии ($\lambda = 578$ нм).

5. Аналогичным образом определить углы наименьшего отклонения для остальных линий ртутного спектра (зелёной – $\lambda = 546$ нм, зелено-голубой – $\lambda = 492$ нм, сине-фиолетовой – $\lambda = 436$ нм).

Задание 2. Измерение угла преломления призмы

1. Поместить призму согласно рис. 3.12 и произвести отсчёты положений зрительной трубы для изображений входной щели при отражении света от левой и правой граней призмы (углы φ и φ' соответственно). Тогда угол преломления призмы будет равен

$$A = |\varphi - \varphi'|/2. \quad (3.5)$$

2. Зная A и δ , вычислить по формуле (3.4) показатели преломления призмы для указанных линий спектра ртути.

3. Построить график зависимости $n = f(\lambda)$.

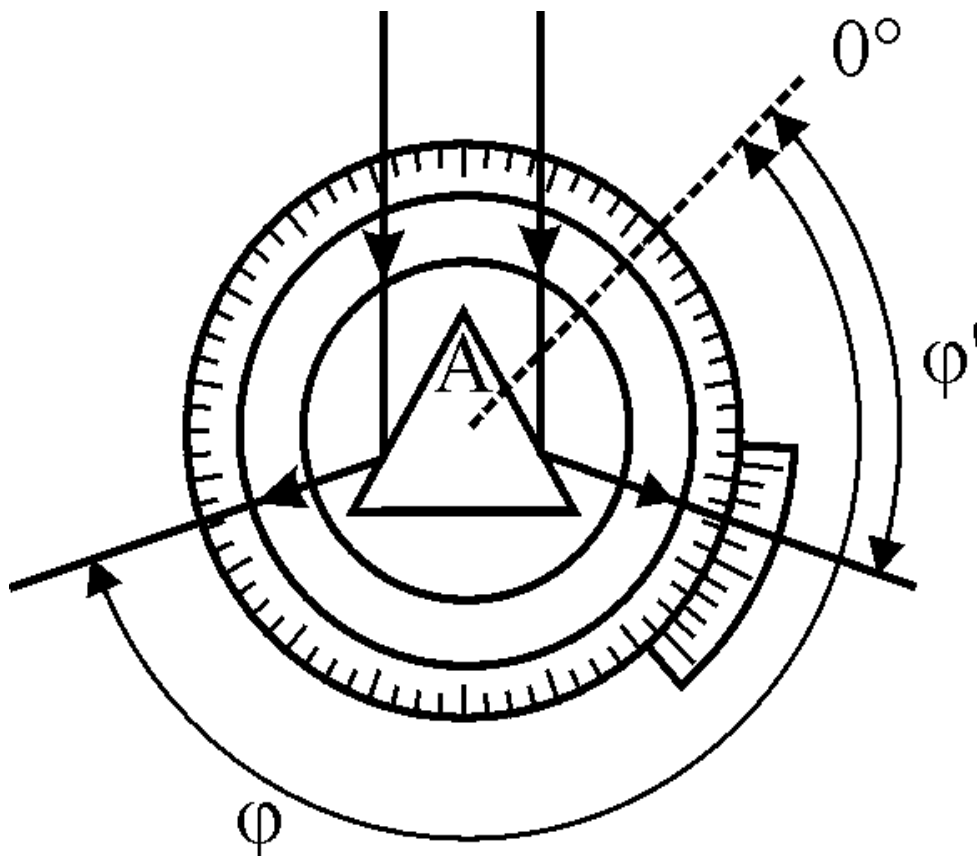


Рис. 3.12

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чём заключается явление дисперсии света? Что такое дисперсия вещества?
2. Что такое угловая дисперсия?
3. Что понимается под нормальной и аномальной дисперсией?
4. Вывести зависимость показателя преломления от частоты световой волны в случае нормальной дисперсии.
5. Что такое преломляющий угол призмы и угол наименьшего отклонения?
6. Вывести величину показателя преломления через угол наименьшего отклонения.
7. Доказать, что преломляющий угол призмы $A = |\varphi - \varphi'|/2$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физическая энциклопедия / под ред. А.М. Прохорова. Т. 1 – 5.— М.: Сов. энциклопедия; Большая российская энциклопедия, 1988 – 1998.
2. Детлаф А. А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений / А. А. Детлаф, Б.М. Яворский. – 9-е изд., стереотип. – М.: Академия, 2014. — 720 с.

3. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для инженерно-технических специальностей вузов / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стереотип. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
4. Савельев И.В. Курс общей физики в 4-х томах.- Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие / И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. – 2-е изд., стереотип. – М.: КНОРУС, 2012. – 576 с.
5. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. – 6-е изд., стереотип. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.
6. Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы: учебник. – 7-е изд. – М.: Бином. Лаборатория знаний, 2015. – 265 с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учебник. Т. 4: Оптика. 3-е изд., стереотип. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 792 с.
8. Буробин М.А., Дубков М.В., Малютин А.Е., Соколов А.П. Физика. Краткий курс лекций. Часть 3: учеб. пособие.— Рязань: РГРТУ, 2018.—96 с.
9. Дубков М.В., Буробин М.А., Иванов В.В., Малютин А.Е., Соколов А.П. Общая физика. Часть 2: учеб. пособие.—Рязань: РГРТУ, 2020.—160 с.
10. Соколов А.П. Поляризация света: методические указания.— Рязань: РГРТУ, 2010.—16 с.
11. Иваников А.С., Иняков В.В. Дисперсия света: методические указания.—Рязань: РГРТУ, 2011.—16 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1.	ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА	3
1.1.	Общие сведения о поляризации.....	3
1.2.	Поляризация при отражении и преломлении.....	9
1.3.	Поляризация при двойном лучепреломлении	14
1.4.	Искусственная оптическая анизотропия.....	23
1.5.	Вращение плоскости поляризации.....	25
2.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ.....	34
2.1	Дисперсия света.....	34
3.	ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ.....	48
1.	Лабораторная работа № 3-5. Получение и исследование поляризованного света.....	48
2.	Лабораторная работа № 3-6. Изучение явления поляризации света при отражении.....	54
3.	Лабораторная работа № 3-9. Изучение явления вращения плоскости поляризации.....	62
4.	Лабораторная работа № 3-7. Изучение дисперсии света.....	71
	БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	78