

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Лабораторный практикум

«ОПТИКА»

Под редакцией Д.А. Самарченко

ЧАСТЬ 1

Переиздание

Москва 2009

УДК 535+537.86/87(076.5)
ББК 22.34я7
Л 12

Лабораторный практикум «ОПТИКА» / Под ред. Д.А. Самарченко. В 3-х частях. Ч. 1: *Учебное пособие*. Переиздание. М.: МИФИ, 2009. — 96 с.

Авторы: И.Е. Иродов (работы 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9); А.В. Кошелкин, И.А. Чиркина (разд.1 «Электромагнитные волны. Геометрическая оптика. Поляризация»); Э.А. Нерсесов («Измерение физических величин», «Основные правила работы в лаборатории»); В.И. Гервидс, Э.А. Нерсесов («Измерение физических величин», «Основные правила работы в лаборатории»); В.М. Овсянкина (работа 1.1); Э.В. Онищенко (работа 1.2); Д.А. Самарченко, И.А. Чиркина («Методические рекомендации»); И.А. Чиркина (работы 1.5, 1.6, 1.8).

Пособие содержит описание девяти лабораторных работ по теме «Электромагнитные волны. Геометрическая оптика. Поляризация» курса общей физики «Оптика». В пособии дано теоретическое введение с кратким изложением основных понятий и закономерностей. Описания остальных лабораторных работ даны в 2-й (тема «Интерференция света») и 3-й (тема «Дифракция света») частях лабораторного практикума.

Цель практикума — знакомство с основными явлениями геометрической оптики и методами работы на современной оптической аппаратуре. Большое значение придается также возможности самостоятельного наблюдения и изучения физических явлений и закономерностей.

Переиздание лабораторного практикума «Оптика» в трех частях соответствует традиционному разделению общефизического практикума на отдельные темы. Каждая часть является самостоятельным изданием. Такое деление на части будет способствовать более глубокому изучению курса и успешному проведению лабораторных занятий.

Нумерация разделов и лабораторных работ проводится в соответствие с номером части, описание модульного практикума выделено в отдельный раздел.

Предназначено для студентов 2-го курса всех факультетов.

Рекомендовано редсоветом МИФИ в качестве учебного пособия

ISBN 978 – 5 – 7262 – 1109 – 1

© *Московский инженерно-физический институт, 1993*

© *Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2009*

ИЗМЕРЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Следует помнить, что всякое измерение дает результат, лишь приближенный к истинному значению определяемой величины. Причина этого обусловлена неточностью измерительных приборов, несовершенством измерительной процедуры и флуктуациями самой измеряемой величины. За истинное значение принимается среднестатистическое значение измеряемой величины, которое в идеале может быть получено в результате усреднения бесконечного числа измерений этой величины, при использовании абсолютно точных приборов.

В реальных экспериментах для определения физической величины обычно проводят серию измерений, т.е. выполняется n измерений этой величины ($n \geq 3$). В результате этого получается n значений: x_1, x_2, \dots, x_n . По этим данным находится среднее значение $\langle x \rangle$ и погрешность среднего Δx . Окончательный результат записывается так:

Название физической величины $A = (\langle x \rangle \pm \Delta x)$ размерность;

$$E_A = \delta x,$$

где E_A — относительная погрешность среднего значения величины A , которая определяется по формуле:

$$\delta x = \frac{\Delta x}{\langle x \rangle} 100\%.$$

Среднее значение определяется по формуле:

$$\langle x \rangle = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n}.$$

Основной мерой случайных погрешностей служит среднеквадратичная погрешность среднего σ_n . Рассчитывается она по формуле

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}{n(n-1)}}.$$

Обычно в качестве погрешности Δx указывается стандартная погрешность, т.е. значение σ_n , для которой доверительная вероятность того, что истинное значение x лежит в пределах от $\langle x \rangle - \sigma_n$ до $\langle x \rangle + \sigma_n$, равна примерно $\alpha = 0,7$. Это означает, что если проделать, например, 1000 серий однотипных измерений, то приблизительно для 700 серий результаты будут отличаться от истинного значения x не более, чем на σ_n , а результаты остальных серий выйдут за пределы доверительного интервала.

Для увеличения достоверности результата при записи доверительного интервала используют коэффициенты Стьюдента $t_{\alpha n}$. В этом случае результат записывается в виде:

$$A = \langle x \rangle \pm t_{\alpha n} \sigma_n.$$

В таблице для иллюстрации приведены некоторые значения доверительных интервалов и отвечающих им доверительных вероятностей при большом числе измерений n :

Погрешность, Δx	0	$0,5\sigma_n$	σ_n	$1,5\sigma_n$	$2\sigma_n$	$3\sigma_n$
Доверительная вероятность, α	0	0,4	0,7	0,9	0,95	0,997

В конкретных расчетах коэффициенты Стьюдента находят из таблицы коэффициентов $t_{\alpha n}$ для соответствующего числа измерений n и выбранного значения α .

Приборная погрешность определяется как максимальная из двух: погрешности показаний $\sigma_{\text{показ}}$ и погрешности отсчета $\sigma_{\text{отсч}}$:

$$\sigma_{\text{пр}} = \max(\sigma_{\text{показ}}, \sigma_{\text{отсч}}).$$

Погрешность показаний определяется по предельной приборной погрешности Δx_m по формуле:

$$\sigma_{\text{показ}} = \Delta x_m / 3.$$

Предельная приборная погрешность Δx_m приводится в паспортных данных и связана с классом точности прибора γ :

$$\Delta x_m = \pm \gamma x_m / 100,$$

где x_m — предел измерений прибора.

Погрешность отсчета определяется ценой деления шкалы $l_{\text{цд}}$ и вычисляется по формуле:

$$\sigma_{\text{отсч}} = \frac{1}{3} \frac{l_{\text{цд}}}{2}.$$

У цифровых приборов погрешность отсчета отсутствует.

В окончательной записи результата в качестве погрешности Δx берется максимальная из двух величин — случайная погрешность $t_{\alpha n} \sigma_n$ (можно ограничиться стандартной погрешностью, задав $\alpha = 0,7$) или приборная погрешность $\sigma_{\text{пр}}$:

$$\Delta x = \max(t_{\alpha n} \sigma_n, \sigma_{\text{пр}}).$$

Заканчивая рассмотрение общих положений, отметим, что погрешность сама определена неточно (с некоторой погрешностью). Поэтому погрешность записывают обычно с точностью до одной значащей цифры, если первая значащая цифра не единица.

Пример неправильной записи: $\pm 0,084, \pm 0,30$. Здесь в обоих случаях записано по две значащие цифры: 84 и 30.

Пример правильной записи: $\pm 0,08; \pm 0,3$.

В случае если первая значащая цифра 1, то указывается две значащих цифры. Пример: $\pm 0,14$ (а не $\pm 0,1$).

Результат измерений округляется так, чтобы последняя цифра результата соответствовала последней цифре погрешности.

Пример неправильной записи:

$$\text{Длина стержня } l = (10,83 \pm 0,4) \text{ мм.}$$

Пример правильной записи:

$$\text{Длина стержня } l = (10,8 \pm 0,4) \text{ мм.}$$

Заметим, что в промежуточных расчетах полезно сохранять один лишний знак, который при окончательной записи устраняется.

Был рассмотрен расчет погрешности для результата прямых измерений, т.е. измерений, выполняемых непосредственно с помощью приборов. При так называемых косвенных измерениях искомая величина не измеряется, а вычисляется по результатам измере-

ний других величин, связанных с искомой определенной математической зависимостью.

Пусть необходимо найти величину z , которая является функцией величин a, b, c и т.д., каждая из которых определена с соответствующей стандартной погрешностью: $\sigma_a, \sigma_b, \sigma_c, \dots$:

$$z = z(a, b, c, \dots).$$

Сначала вычислим значение:

$$z = z(\langle a \rangle, \langle b \rangle, \langle c \rangle, \dots).$$

В качестве погрешности Δz возьмем стандартную погрешность σ_z . Напомним, что доверительная вероятность того, что истинное значение лежит в пределах доверительного интервала ($\langle z \rangle - \sigma_z$) – ($\langle z \rangle + \sigma_z$) равна $\alpha = 0,7$. Стандартная погрешность σ_z определяется по формуле:

$$\sigma_z = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial a} \sigma_a\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial b} \sigma_b\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial c} \sigma_c\right)^2 + \dots},$$

где $\frac{\partial z}{\partial a}, \frac{\partial z}{\partial b}, \frac{\partial z}{\partial c}$ — частные производные функции z по соответ-

ствующим переменным a, b, c . При вычислении $\frac{\partial z}{\partial a}$ производная z по параметру a находится обычным способом, при условии, что все параметры, кроме a , считаются постоянными. Аналогично и для других переменных.

Часто в практических расчетах формула для стандартной погрешности σ_z допускает упрощение в двух предельных случаях. Причиной служит то, что при определенных условиях можно сократить число слагаемых, входящих в сумму под знаком радикала. Пусть, например, искомая величина z является функцией двух величин a и b : $z = z(a, b)$. Допустим, что вычисления частных погрешностей дали следующий результат:

$$(\partial z / \partial a) \sigma_a = 1,0 \text{ и } (\partial z / \partial b) \sigma_b = 0,3.$$

По приведенной формуле имеем

$$\sigma_z = \sqrt{(1,0)^2 + (0,3)^2} = \sqrt{1,0 + 0,09} = 1,04.$$

Поскольку в оценке σ_z нет смысла оставлять три значащие цифры, окончательный результат для $\sigma_z \approx 1,0$. Таким образом, в рассматриваемом примере погрешность величины b не дает практически никакого вклада в погрешность z . Вообще, при вычислении σ_z можно отбрасывать частные погрешности величин, значения которых не превышают $1/3$ от максимальной.

Другой предельный случай возникает тогда, когда частные погрешности всех величин a, b, c, \dots сравнимы по величине:

$$|(\partial z / \partial a)\sigma_a| \approx |(\partial z / \partial b)\sigma_b| \approx \dots$$

В этом случае оценку стандартной погрешности σ_z можно производить по упрощенной формуле:

$$\sigma_z \approx \sqrt{n} |(\partial z / \partial a)\sigma_a|,$$

где n — число слагаемых в сумме под знаком радикала.

ОСНОВНЫЕ ПРАВИЛА РАБОТЫ В ЛАБОРАТОРИИ КАФЕДРЫ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

I. На каждое лабораторное занятие студент должен приносить с собой:

- 1) лабораторный журнал (толстая тетрадь формата А4);
- 2) физический практикум, в котором приведено описание выполняемой лабораторной работы;
- 3) счетный прибор (калькулятор), на котором можно вычислять логарифмы и тригонометрические функции;
- 4) несколько листов миллиметровой бумаги, размером А4 (210×297 мм) или А5 (148×210 мм);
- 5) ручку (с синими, фиолетовыми или черными чернилами);
- 6) карандаш (ТМ и М), линейку и ластик;

II. Студент обязан являться в лабораторию подготовленным. Подготовка к лабораторной работе производится в часы самостоятельных занятий и включает в себя следующее.

1. Тщательное изучение описания лабораторной работы по физическому практикуму и расширенное знакомство по учебнику с теоретическим материалом, необходимым для сознательного выполнения работы. В результате студент должен понимать физическую сущность явлений, которые будут изучаться в предстоящем эксперименте; ясно представлять, что и каким методом будет измеряться, как устроена и работает экспериментальная установка. Необходимо иметь представление о порядках тех величин, которые будут измеряться в процессе работы.

Подготовленность к работе можно считать удовлетворительной, если студент может самостоятельно ответить на контрольные вопросы, которыми заканчивается описание каждой работы.

2. Оформление лабораторного журнала:

а) на новой правой странице журнала должны быть написаны номер и название лабораторной работы;

б) на следующей правой странице необходимо выписать основные формулы теории, выделив те, по которым производится вычисление определяемых в лабораторной работе величин; подготовить формулы для вычисления погрешностей (см.: Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. М.: МИФИ, 2005).

Все записи в журнале аккуратно выполняются ручкой на правой странице журнала (левая предназначается для выполнения расчетов).

тов). Следует писать достаточно свободно, оставляя место для возможных исправлений;

в) изобразить с помощью карандаша и линейки схему экспериментальной установки (основные блоки и узлы без лишних подробностей);

г) подготовить таблицы для записи экспериментальных данных.

Таблицы нужно чертить с помощью карандаша и линейки. Желательный размер клетки: 1,5x2,5 см.

Если в лабораторном практикуме изображен рекомендуемый вид таблицы, то она чертится для полного числа измерений (в практикуме обычно показана часть таблицы). Если в задании требуется выполнить измерения, но нет указаний на таблицу, то студент рисует таблицу самостоятельно. При этом следует обратить внимание на количество измерений и число измеряемых величин. Каждую таблицу желательно чертить на новой странице, оставляя место над таблицей (около 5 см) и под таблицей (около 10 см). Над таблицей — место для записи названий приборов и их характеристик: классов точности, полного числа делений шкалы и предела измерений шкалы, на которых производятся измерения. Место под таблицей необходимо на случай, если потребуется выполнить дополнительные измерения. Если необходимо составить несколько таблиц или построить несколько графиков (рисунков), то их необходимо пронумеровать.

III. Порядок выполнения лабораторной работы.

1. Выполнение работы начинается с детального изучения установки. Необходимо записать заводские номера и технические характеристики всех приборов (класс точности, пределы измерений и т.д.), определить цену деления прибора. При этом не разрешается крутить ручки приборов, так как можно сбить настройку. Включать установку и приступать к измерениям можно только с разрешения преподавателя. Студент не допускается к выполнению работы, если:

- а) не оформлена предыдущая работа;
- б) имеется более одной несданной работы;
- в) отсутствуют необходимые записи в лабораторном журнале;
- г) студент не может удовлетворительно ответить на контрольные вопросы преподавателя.

2. Получив разрешение преподавателя, студент приступает к выполнению работы, соблюдая правила техники безопасности.

3. Все записи необходимо делать только в лабораторном журнале и только ручкой. Использование дополнительных листков и ка-

рандаша для записи результатов измерений категорически запрещается.

4. Прежде чем приступить к серии измерений, обычно проводят прикидочные измерения. При этом проверяется соответствие хода экспериментальной зависимости теоретической (качественно), определяются пределы измерений, выполняется оценочный расчет искомых величин (на левой странице журнала). Если оценки совпадают с ожидаемыми, то выполняется основной эксперимент. Если нет совпадения, то следует проверить схему экспериментальной установки.

5. Данные основной серии записываются в таблицы. Запрещаются всякие черновые записи исходных данных. Запись отчетов производится в делениях шкалы измерительного прибора (без каких-либо пересчетов).

6. Если был записан ошибочный результат, то его следует аккуратно зачеркнуть.

7. Выполнив измерения, студент проводит расчет искомых величин и их погрешностей, строит указанные в заданиях графики.

8. Работа завершается написанием заключения, в котором указывается:

а) цель работы;

б) что и каким методом определялось;

в) окончательный результат измерений с указанием абсолютной и относительной погрешностей (для доверительной вероятности 0,7). Пример записи: сопротивление проводника $R = (50,2 \pm 0,4) \text{ Ом}$, $E = 0,8 \%$ (где 50,2 Ом — среднее значение сопротивления; 0,4 Ом — абсолютная погрешность, которая указывается с одной значащей цифрой, а для случая, когда первая значащая цифра 1 — с двумя; 0,8 % — относительная погрешность);

г) краткое обсуждение полученных результатов (в том числе всех графиков) и анализ погрешностей. Полученные значения следует сравнить с известными табличными значениями измеряемых величин. После заключения следует оставить около страницы свободное место на случай его возможной переделки.

9. Если студент не успевает получить зачет по работе в день ее выполнения, то необходимо получить подпись преподавателя в журнале, подтверждающую выполнение работы. В этом случае оформление работы необходимо закончить во внеаудиторное время. **Какие бы результаты не были получены, студент обязан написать заключение по работе к следующему занятию.**

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ

1. Качество оптических изображений, интерференционных и дифракционных картин, наблюдение которых лежит в основе практически всех работ практикума, существенным образом зависит от чистоты поверхности используемых оптических элементов — линз, призм, дифракционных решеток, оптических щелей, диафрагм, светофильтров. Поэтому следует уделять особое внимание мерам предосторожности при обращении с перечисленными элементами: не касаться их рабочих поверхностей пальцами, не класть стеклянные элементы на твердые поверхности столов, приборов. В случае обнаружения сильных загрязнений не пытаться удалить их самостоятельно, а обращаться к дежурному сотруднику.

2. Настройка большинства работ требует определенных навыков. Особенно это относится к работам, в которых для получения исследуемого оптического изображения между источником света и экраном на оптическую скамью устанавливается большое число промежуточных элементов — линз, зеркал, призм, диафрагм и т.д. Убедившись в том, что установка нуждается в перенастройке, выполняйте ее в следующей последовательности:

снимите с оптической скамьи все элементы, кроме источника света и экрана, на котором нужно получить изображение или интерференционную (дифракционную) картину (в некоторых работах, где используется окуляр-микrometer, таким «экраном» является его входное отверстие);

расположите источник света и экран на оптической скамье так, чтобы воображаемая линия, соединяющая их центры, была параллельной оптической скамье и проходила над ее продольной осью. Эта воображаемая прямая будет оптической осью собираемой схемы;

установите на оптическую скамью поочередно оптические элементы, контролируя совпадение их оптических центров с оптической осью схемы.

При недостаточно тщательном размещении элементов на оптической оси линия, соединяющая центры элементов, будет иметь вид не прямой, а ломаной, что неизбежно приведет к потере качества изображений и неудобствам в работе.

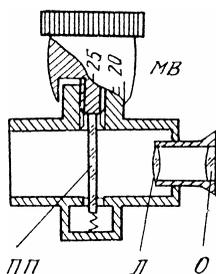


Рис.1

3. На многих установках для получения количественных результатов используется окуляр-микрометр (рис.1). Он представляет собой лупу Л, с помощью которой глаз рассматривает изображение, спроецированное на предметную плоскость ПП — прозрачную пластину с нанесенным на нее визирным крестом (или штрихом), приводимую в движение микрометрическим винтом МВ. При настройке окуляр-микрометра, прежде всего, необходимо устранить *параллакс*, который проявляется

в смещении рассматриваемого изображения относительно визирного креста при покачивании головы в процессе наблюдения в окуляр. Для этого сначала, вращая оправу окуляра О, получите отчетливое резкое изображение визирного креста. Затем, перемещая окуляр-микрометр как целое вдоль оптической оси, добейтесь совмещения плоскости, в которой находится изображение изучаемого объекта, с предметной плоскостью окуляра. При этом будут одновременно хорошо видны четкие изображения объекта и визирного креста без какого-либо смещения друг относительно друга при покачивании головы.

4. В большинстве установок для обеспечения тех или иных перемещений применяются микрометрические винты — на окулярах-микрометрах, входных и выходных щелях, интерферометрах, сахариметрах, гониометрах и др. Приступая к измерениям, внимательно ознакомьтесь со строением шкалы барабана данного винта, чтобы избежать грубых промахов при снятии отсчетов.

При снятии отсчета, в частности, с помощью окуляра-микрометра следует использовать основную шкалу — ряд оцифрованных делений, находящихся в предметной плоскости ПП (рис.2).

При этом число делений основной шкалы ОШ, определяемое положением двойного штриха, отмечает *целую часть* отсчета (на рис.2 это число равно 4), число делений по шкале барабана Б образует *дробную часть* отсчета (на рис.3 это число равно 26). В итоге численное значение отсчета оказывается равным 4,26 мм.

Следует также иметь в виду, что все микровинты имеют некоторый люфт. Поэтому для уменьшения систематической погрешности при проведении серии измерений необходимо придерживаться правила: при установке нужного значения на шкале барабана микровинта приближение к этому значению производится в данной

серии измерений всегда с одной и той же стороны: либо со стороны меньших, либо со стороны больших значений.

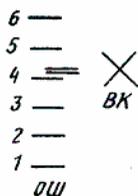


Рис.2

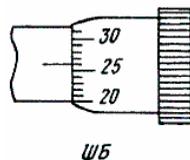


Рис.3

5. Некоторые работы проводятся на гониометре — приборе для точных измерений углов. Внешний вид гониометра показан на рис.4. Здесь 1 — микрометрический винт, регулирующий ширину входной щели коллиматора; 2 — фокусирующий винт коллиматора; 3 — его юстировочный винт; 4 — винты наклона столика; 5 — юстировочный винт зрительной трубы; 6 — ее фокусирующий винт; 7 — окуляр трубы; 8 — лупа, через которую производят отсчеты по шкале лимба, находящегося внутри прибора; 9 — маховичок отсчетного микрометра; 10 — рукоятка для самостоятельного вращения лимба.

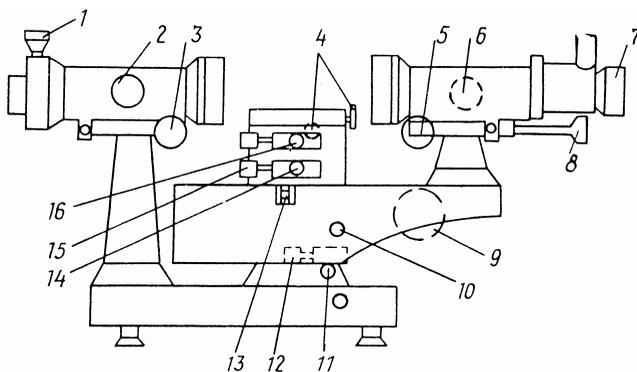


Рис.4

Зрительная труба укреплена на подвижном кронштейне, который можно поворачивать вокруг вертикальной оси, проходящей через центр предметного столика. Поворот трубы осуществляется вручную после освобождения стопорного винта 11. При закрепленном винте 11 можно производить тонкое перемещение трубы винтом 12.

Рычажок 13 позволяет осуществлять совместное или раздельное перемещение трубы и лимба. Для совместного перемещения этот рычажок надо опустить.

Стопорный винт 14 служит для закрепления лимба на оси прибора. При этом винтом 15 можно осуществлять тонкое перемещение лимба. Стопорный винт 16 закрепляет столик с лимбом.

Таким образом, столик может вращаться самостоятельно, совместно с лимбом при неподвижной зрительной трубе и, наконец, совместно с лимбом и трубой.

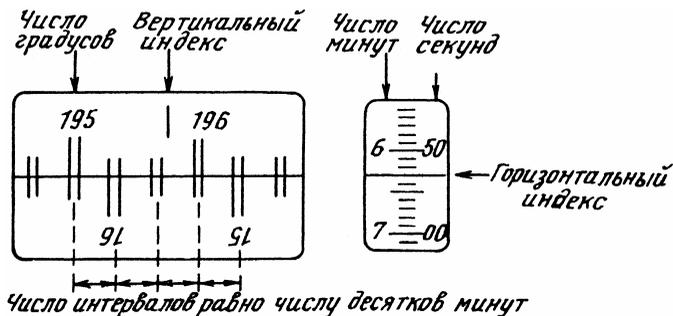


Рис.5

Лимб гониометра снабжен шкалой с делениями (двойными штрихами). Цена деления $20'$. Оцифровка делений произведена через каждый градус. Отсчет производят через лупу 8. Для этого надо повернуть маховичок 9 так, чтобы верхние и нижние штрихи лимба в левом окне поля зрения лупы точно совместились, как показано на рис.5 (если вы повернули маховичок 9 до упора, а штрихи лимба не совместились, следует вращать его в противоположную сторону, ни в коем случае не прилагая усилия). Тогда число градусов равно видимой ближайшей, левой от вертикального индекса, цифре верхней шкалы (195). Число десятков минут — числу интервалов, заключенных между верхним двойным штрихом, соответствующим отсчитанному числу градусов, и нижним оцифрованным штрихом, отличающимся на 180° , т.е. 4.

Число единиц отсчитывают по шкале в правом окне поля зрения по левому ряду цифр (6). Число секунд — здесь же по правому ряду чисел (53) с помощью неподвижного горизонтального индекса.

Положение, показанное на рис.5, соответствует $195^\circ 46' 53''$. Приборная ошибка гониометра при измерении углов не превышает $\Delta_{пр} = \pm 5''$. Цена деления микрометрического винта входной щели — 0,01 мм.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

1.1. Волновое уравнение

Под волной будем понимать распространение колебаний в пространстве с течением времени. Поскольку настоящий практикум посвящен изучению электромагнитных волн (ЭМВ), то далее будет идти речь о пространственно-временном изменении электромагнитных полей как в веществе, так и в вакууме, который также является средой для ЭМВ.

Электромагнитные волны, частота которых лежит в интервале $\nu \approx (0,39 \div 0,75) \cdot 10^{15}$ Гц (длина волны $\lambda \approx 400 \div 760$ нм) называются видимым светом.

Как известно, изменение электромагнитных полей в пространстве с течением времени описывается уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho; \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (1.4)$$

где \vec{E} и \vec{H} — напряженности электрического и магнитного полей; \vec{D} — вектор электрического смещения; \vec{B} — магнитная индукция; \vec{j} и ρ — плотность тока и объемная плотность сторонних зарядов. В дальнейшем, за исключением тех случаев, о которых будет сказано особо, нас будет интересовать задача распространения ЭМВ в отсутствие сторонних токов и зарядов в бесконечной, статичной, однородной и изотропной среде, в которой предполагается линейная связь между векторами \vec{D} и \vec{E} ; \vec{B} и \vec{H} :

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (1.5)$$

Тогда, положив в уравнениях (1.1) — (1.4) \vec{j} и ρ равными нулю, после вычисления ротора от уравнений (1.1) и (1.2) и используя равенства (1.3) — (1.5), получаем:

$$\Delta \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{v^2 \partial t^2}; \quad (1.6)$$

$$\Delta \vec{H} = \frac{\partial^2 \vec{H}}{v^2 \partial t^2}, \quad (1.7)$$

где Δ — оператор Лапласа; $v = (\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0)^{-1/2} = c / \sqrt{\epsilon \mu}$ — скорость света в среде с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ , не зависящими от координат и времени, $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ — скорость света в вакууме.

Уравнения типа (1.6), (1.7) называются *волновыми* уравнениями, а их решения — волнами; в данном конкретном случае — *электромагнитными волнами*. Заметим, что уравнения (1.6) и (1.7) не являются независимыми, поскольку поля \vec{E} и \vec{H} связаны друг с другом уравнениями Максвелла (1.1) — (1.4).

Уравнения (1.6), (1.7) не позволяют однозначно найти поля в ЭМВ, так как для этого необходимы не только соответствующие уравнения, но и начальные или граничные условия. Далее рассмотрим наиболее важные задачи о распространении ЭМВ в тех или иных конкретных условиях.

1.2. Плоская монохроматическая волна

Пусть источник электромагнитной волны — плоскость, проходящая через начало координат и перпендикулярная к некоторому вектору \vec{n} . Допустим, что поля в плоскости изменяются со временем по гармоническому закону с частотой ω :

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha), \quad (1.8)$$

$$\vec{H}(t) = \vec{H}_0 \cos(\omega t + \beta), \quad (1.9)$$

где \vec{E}_0 и \vec{H}_0 — амплитуды электрического и магнитного полей; ω — частота изменения полей; α и β — начальные фазы колеба-

ний. Тогда решение уравнений (1.6), (1.7) с граничными условиями (1.8), (1.9) дает:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t \mp \vec{k}\vec{r} + \alpha), \quad (1.10)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \cos(\omega t \mp \vec{k}\vec{r} + \beta), \quad (1.11)$$

где \vec{r} — радиус-вектор точки наблюдения; $k^2 = \omega^2/v^2$.

Амплитуды \vec{E}_0 и \vec{H}_0 , а также начальные фазы α и β не являются независимыми величинами. Связь между ними, а также выбор знака перед множителем $\vec{k}\vec{r}$ диктуется уравнениями Максвелла. После подстановки решений (1.10) и (1.11) в уравнения (1.1) — (1.4) получаем:

$$\vec{E}_0 \perp \vec{H}_0, \quad \left[\frac{\vec{E}_0}{E_0}, \frac{\vec{H}_0}{H_0} \right] = \frac{\vec{k}}{k}; \quad (1.12)$$

$$\alpha = \beta;$$

знак перед множителем $\vec{k}\vec{r}$ — минус.

Таким образом, уравнения плоской монохроматической ЭМВ, распространяющейся вдоль вектора \vec{k} , имеют вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha), \quad (1.13)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha), \quad (1.14)$$

где векторы \vec{E}_0 , \vec{H}_0 и \vec{k} удовлетворяют соотношениям (1.12).

Аргумент функции косинус называется *фазой волны*, а геометрическое место точек (ГМТ), колеблющихся в одной фазе, — *волновой поверхностью*. Волновая поверхность для волны, определяемой формулами (1.13), (1.14), имеет вид:

$$\omega t - \vec{k}\vec{r} = \text{const}.$$

Поскольку ГМТ, задаваемое последним уравнением, — некоторая плоскость, перпендикулярная к вектору \vec{k} , а поля в уравнениях (1.13), (1.14) изменяются со временем по гармоническому закону с частотой ω , то волны называются *плоскими монохроматическими*. Эта плоскость перемещается в пространстве вдоль вектора \vec{k} со

скоростью $v = \omega / k$, k — модуль волнового вектора, называемый также *волновым числом*. Скорость перемещения поверхности постоянной фазы называется *фазовой скоростью волны*.

Из соотношений (1.12) следует:

векторы \vec{E} и \vec{H} колеблются в одной фазе;

векторы \vec{E} и \vec{H} ортогональны друг другу и лежат в плоскости, перпендикулярной к вектору \vec{k} , так что векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} образуют правую тройку;

между амплитудами векторов \vec{E} и \vec{H} существует связь, определяемая формулами (1.12).

Уравнения Максвелла лишь фиксируют векторы \vec{E} и \vec{H} в плоскости, перпендикулярной к вектору \vec{k} , сохраняя их взаимную ортогональность. Иными словами, конец вектора \vec{E} (а очевидно, и вектора \vec{H} , так как они изменяются синфазно и всегда ортогональны) может описывать некоторую замкнутую кривую в указанной плоскости. Поскольку поля в ЭМВ изменяются по закону косинуса, то это кривая второго порядка, т.е. или эллипс (наиболее общий случай), или окружность, или отрезок (вырожденный эллипс). В связи с этим говорят об *эллиптической, круговой или линейной поляризации* плоской монохроматической волны. При этом в случае эллиптической и круговой поляризации различают правую и левую поляризации. Если при наблюдении с конца вектора \vec{k} (навстречу волне) вращение векторов напряженности электрического и магнитного поля происходит по часовой стрелке, то такая поляризация называется *правой*, в противном случае — *левой*. Линейную поляризацию еще иногда называют *плоской*, имея в виду, что вектор \vec{E} колеблется в фиксированной плоскости, определяемой векторами \vec{E} и \vec{k} . Эту плоскость называют *плоскостью поляризации*. При этом для плоскополяризованной волны амплитуды векторов $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}(\vec{r}, t)$ кроме формул (1.12) связаны соотношением:

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu\mu_0} H_0. \quad (1.15)$$

Подробнее явление поляризации изложено в разд. 1.6.

1.3. Преломление и отражение электромагнитных волн на границе двух диэлектриков

Рассмотрим плоскую границу раздела двух однородных изотропных диэлектриков (магнитная проницаемость, которых $\mu = 1$).

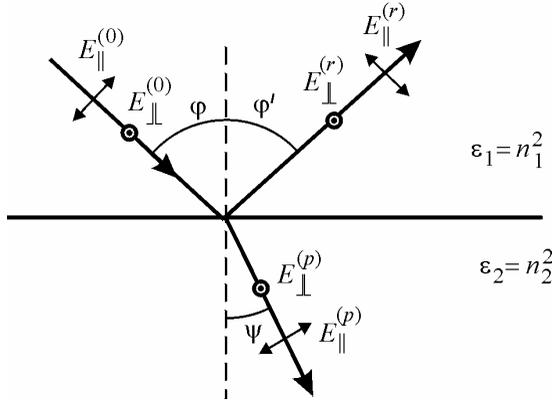


Рис. 1.1

Плоская линейно поляризованная электромагнитная волна распространяется в среде 1 и падает под углом φ к нормали плоской границы раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = n_1^2$, $\varepsilon_2 = n_2^2$, где n_1 и n_2 — показатели преломления сред 1 и 2 (рис. 1.1). Векторы, определяющие направления распространения падающей, отраженной и преломленной волн и направление нормали к границе раздела сред лежат в плоскости рисунка.

Тогда, используя граничные условия для векторов \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} , \vec{H} , а также связь между векторами \vec{E} и \vec{H} в плоской электромагнитной волне (1.12), (1.15), получаем:

$$n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \psi, \quad \varphi = \varphi'. \quad (1.16)$$

$$E_{\perp}^{(r)} = -E_{\perp}^{(0)} \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}; \quad E_{\parallel}^{(r)} = E_{\parallel}^{(0)} \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}; \quad (1.17)$$

$$E_{\perp}^{(p)} = E_{\perp}^{(0)} \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)}; \quad E_{\parallel}^{(p)} = E_{\parallel}^{(0)} \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)}, \quad (1.18)$$

где верхние индексы $(0), (r), (p)$ обозначают падающую, отраженную и преломленную волны соответственно. Формулы (1.16) представляют собой законы преломления и отражения на плоской границе двух сред. Соотношения (1.17), (1.18) называются формулами Френеля.

Из формул (1.17), в частности, следует, что при $\varphi + \psi = \frac{\pi}{2}$, когда направления распространения отраженной и преломленной волн взаимно перпендикулярны, в отраженной волне отсутствует поляризация в плоскости падения волны: $E_{\parallel}^{(r)} = 0$. Очевидно, что это имеет место, когда

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \varphi_{\text{Бр}} = \left(\frac{n_2}{n_1} \right). \quad (1.19)$$

Угол $\varphi_{\text{Бр}}$ называется *углом Брюстера*. Физические следствия указанного явления подробно будут рассмотрены в разд. 1.6.

1.4. Перенос энергии в электромагнитной волне

Перенос энергии, сосредоточенной в электромагнитном поле, осуществляется ЭМВ и характеризуется *вектором Пойнтинга* \vec{S} .

По определению, вектор Пойнтинга — энергия, переносимая в единицу времени через единичную поверхность, перпендикулярную к направлению распространения волны (вектору \vec{S}). Вектор Пойнтинга равен:

$$\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}] \quad (1.20)$$

и для непроводящей среды удовлетворяет соотношению, являющемуся дифференциальной формой закона сохранения энергии:

$$\operatorname{div} \vec{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \quad (1.21)$$

где w — объемная плотность энергии электромагнитного поля:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} + \frac{\vec{B}\vec{H}}{2}. \quad (1.22)$$

В случае распространения плоской монохроматической электромагнитной волны в однородной изотропной среде из формул (1.12), (1.15), (1.20) получаем:

$$\vec{S} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} E^2 \frac{\vec{k}}{k}. \quad (1.23)$$

Таким образом, направление распространения энергии совпадает с направлением волнового вектора \vec{k} .

Интенсивностью I плоской ЭМВ называется среднее значение модуля вектора Пойнтинга. При этом под средним понимается среднее за достаточно большой (по сравнению со временем изменения поля в волне) промежуток времени τ . В частности, в случае плоской монохроматической волны с частотой ω , при условии $\omega\tau \gg 1$, имеем:

$$I = \langle S \rangle_\tau = \langle S \rangle_{2\pi} + O\left(\frac{1}{\omega\tau}\right) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} E_0^2, \quad (1.24)$$

где E_0 — амплитуда электрического поля в волне.

1.5. Геометрическая оптика

Наиболее просто решение задачи о распространении света в бесконечных неоднородных средах выглядит в случае достаточно малых длин волн, когда выполнено неравенство $\left| \frac{d\lambda}{dx} \right| \ll 1$, означающее, что длина волны вследствие неоднородности среды слабо меняется на расстояниях порядка ее самой. Часто такого рода предел количественно формулируется в виде $\lambda \rightarrow 0$ и называется *геометрической оптикой*, поскольку в этом случае основные законы оптики можно сформулировать на языке геометрии.

В пределе геометрической оптики свет распространяется вдоль линий, называемых *лучами*. Под лучом будем понимать линию, ка-

сательная к которой в каждой точке направлена так же, как и вектор \vec{S} . В однородной и изотропной среде \vec{S} коллинеарен волновому вектору \vec{k} (см. (1.23)). Отсюда, в частности, следует, что луч представляет собой линию, ортогональную семейству волновых поверхностей. Совокупность лучей называется *пучком*.

Основу геометрической оптики образуют четыре закона:

закон прямолинейного распространения света;

закон независимости световых пучков;

закон отражения света;

закон преломления света.

Согласно закону прямолинейного распространения света, *в однородной среде свет распространяется прямолинейно*.

Закон независимости световых пучков утверждает, что *распространение светового пучка в среде совершенно не зависит от того, есть в ней другие пучки света или нет*.

Закон отражения света утверждает, что *падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела в точке падения* (эта плоскость называется *плоскостью падения*), *причем угол падения φ равен углу отражения φ'* (см. рис. 1.1).

Закон преломления света формулируется следующим образом: *преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла падения φ к синусу угла преломления ψ есть величина постоянная для данных веществ* (см. рис. 1.1).

В основу геометрической оптики может быть положен *принцип Ферма*, согласно которому *свет распространяется между двумя точками по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время*. Из этого принципа вытекают законы прямолинейного распространения, отражения и преломления света.

В дальнейшем нас будет интересовать практическая сторона геометрической оптики: описание прохождения света через оптические системы различного рода.

Оптическая система представляет собой совокупность отражающих и преломляющих поверхностей, отделяющих друг от друга оптически однородные среды. Обычно эти поверхности бывают сферическими или плоскими.

Оптическая система, образованная сферическими (в частности, плоскими) поверхностями, называется *центрированной*, если центры всех поверхностей лежат на одной прямой. Эту прямую называют *оптической осью* системы.

Всякая оптическая система осуществляет преобразование световых пучков.

Если лучи при своем продолжении пересекаются в одной точке, пучок называется *гомоцентрическим*.

Частным случаем гомоцентрического пучка является пучок параллельных лучей; ему соответствует плоская световая волна.

Если система не нарушает гомоцентричности пучков, то лучи, вышедшие из точки P , пересекутся в одной точке P' . Эта точка представляет собой *оптическое изображение* точки P . Если любая точка предмета изображается в виде точки, изображение называется *точечным* или *стигматическим*. Изображение называется *действительным*, если световые лучи действительно пересекаются в точке P' , и *мнимым*, если в точке P' пересекаются их продолжения, проведенные в направлении, противоположном направлению распространения света. Множество точек P называется *пространством предметов*, а множество точек P' — *пространством изображений*.

Вследствие обратимости световых лучей точки P и P' могут поменяться ролями: P' — источник, P — изображение. По этой причине точки P и P' называют *сопряженными*.

Среди бесконечного множества сопряженных точек и сопряженных плоскостей имеются точки и плоскости, обладающие особыми свойствами. Такие точки и плоскости называются *кардинальными*. К их числу относятся *фокальные*, *главные* и *узловые* точки и плоскости. Задание кардинальных точек или плоскостей полностью определяет свойства идеальной центрированной оптической системы.

Фокальные плоскости и фокусы оптической системы. На рис. 1.2 показаны внешние преломляющие поверхности и оптическая ось некоторой идеальной центрированной оптической системы. Возьмем в пространстве предметов этой системы плоскость S , перпендикулярную к оптической оси. Из соображений симметрии следует, что сопряженная с S плоскость S' также перпендикулярна к оптической оси. Перемещение плоскости S относительно системы

вызовет соответствующее перемещение плоскости S' . Когда плоскость S окажется очень далеко, дальнейшее увеличение ее расстояния от системы практически не вызывает изменения положения плоскости S' . Это означает, что в результате удаления плоскости S на бесконечность, плоскость S' оказывается в определенном положении F' . Плоскость F' , совпадающая с предельным положением плоскости S' , называется *задней фокальной плоскостью* оптической системы.

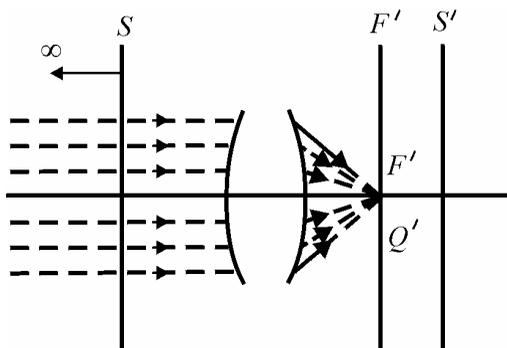


Рис. 1.2

Точка пересечения задней фокальной плоскости с оптической осью называется *задним фокусом* системы. Обозначают ее также буквой F' . Эта точка сопряжена с удаленной на бесконечность точкой P_∞ , лежащей на оси системы. Лучи, выходящие из P_∞ , образуют параллельный оси пучок (см. рис. 1.2). По выходе из системы эти лучи образуют пучок, сходящийся в фокусе F' . Упавший на систему параллельный пучок может выйти из системы не в виде сходящегося (так на рис. 1.2), а в виде расходящегося пучка. Тогда в точке F' будут пересекаться не сами вышедшие лучи, а их продолжения в обратном направлении. Соответственно, задняя фокальная плоскость окажется перед (по ходу лучей) системой или внутри системы.

Лучи, вышедшие из бесконечно удаленной точки Q_∞ , не лежащей на оси системы, образуют параллельный пучок, направленный под углом к оси системы. По выходе из системы эти лучи образуют пучок, сходящийся в точке Q' , принадлежащей задней фокальной

плоскости, но не совпадающей с фокусом F' (см. точку Q' на рис. 1.2). Из сказанного следует, что изображение бесконечно удаленного предмета будет лежать в фокальной плоскости.

Если удалить на бесконечность перпендикулярную к оси плоскость S' , то сопряженная с ней плоскость S придет в предельное положение F , которое называется *передней фокальной плоскостью* системы. Точка пересечения передней фокальной плоскости с оптической осью называется *передним фокусом* системы. Обозначают этот фокус также буквой F . Лучи, вышедшие из фокуса F , образуют после выхода из системы пучок параллельных оси лучей. Лучи, вышедшие из точки Q , принадлежащей фокальной плоскости, образуют после прохождения через систему параллельный пучок, направленный под углом к оси системы. Может случиться, что параллельный по выходе из системы пучок получается при падении на систему не расходящегося, а сходящегося пучка лучей.

Главные плоскости и точки. Рассмотрим две сопряженные плоскости, перпендикулярные к оптической оси системы. Отрезок прямой (рис. 1.3) y , лежащий в одной из этих плоскостей, будет иметь своим изображением отрезок прямой y' , лежащий в другой плоскости. Из осевой симметрии системы вытекает, что отрезки y и y' должны лежать в одной, проходящей через оптическую ось, плоскости (в плоскости рисунка). При этом изображение может быть обращено либо в ту же сторону, что и предмет (см. рис. 1.3, *а*), либо в противоположную сторону (см. рис. 1.3, *б*). В первом случае изображение называют *прямым*, во втором — *обратным*. Отрезки, откладываемые от оптической оси вверх, принято считать положительными, откладываемые вниз — отрицательными. На рисунках указываются действительные длины отрезков, т.е. для отрицательных отрезков — положительные величины ($-y$) и ($-y'$).

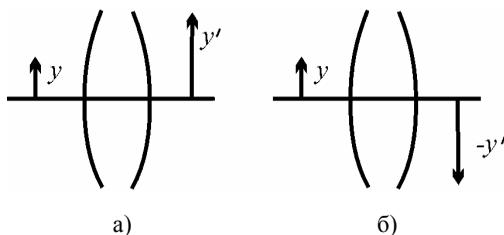


Рис. 1.3

Отношение линейных размеров изображения и предмета называется *линейным* или *поперечным увеличением*. Обозначив его буквой β , можно написать

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (1.25)$$

Линейное увеличение — алгебраическая величина. Оно положительно, если изображение прямое (знаки y и y' одинаковы), и отрицательно, если изображение обратное (знак y' противоположен знаку y).

Можно доказать, что существуют две такие сопряженные плоскости, которые отображают друг друга с линейным увеличением $\beta = +1$. Эти плоскости называются *главными*. Плоскость, принадлежащая пространству предметов, именуется *передней главной плоскостью* системы. Ее обозначают буквой H . Плоскость, принадлежащую пространству изображений, именуют *задней главной плоскостью*. Ее обозначают символом H' . Точки пересечения главных плоскостей с оптической осью называют *главными точками* системы (соответственно, передней и задней). Их обозначают теми же символами: H и H' . В зависимости от устройства системы главные плоскости и точки могут находиться как вне, так и внутри системы. Может случиться, что одна из плоскостей проходит вне, а другая — внутри системы. Возможно, наконец, что обе плоскости будут лежать вне системы по одну и ту же сторону от нее.

Узловые плоскости и точки. *Узловыми точками* или *узлами* называются лежащие на оптической оси сопряженные точки N и N' , обладающие тем свойством, что проходящие через них (в действительности или при воображаемом продолжении внутрь системы) сопряженные лучи параллельны между собой (см. лучи 1 — 1' и 2 — 2' на рис. 1.4). Перпендикулярные к оси плоскости, проходящие через узлы, называются *узловыми плоскостями* (передней и задней).

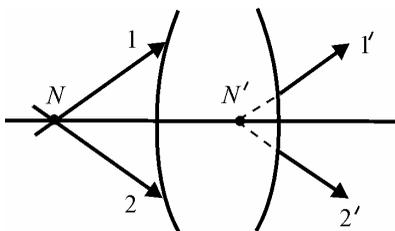


Рис. 1.4

Расстояние между узлами всегда равно расстоянию между главными точками. В случае, когда оптические свойства сред, находящихся по обе стороны системы, одинаковы (т.е. $n = n'$), узлы совпадают с главными точками.

Фокусные расстояния и оптическая сила системы. Расстояние от передней главной точки H до переднего фокуса F называется *передним фокусным расстоянием* f системы. Расстояние от H' до F' именуется *задним фокусным расстоянием* f' . Фокусные расстояния f и f' — алгебраические величины. Они положительны, если данный фокус лежит справа от соответствующей главной точки, и отрицательны в противном случае.

Можно доказать, что между фокусными расстояниями f и f' центрированной оптической системы, образованной сферическими преломляющими поверхностями, имеется соотношение

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}, \quad (1.26)$$

где n — показатель преломления среды, находящейся перед оптической системой; n' — показатель преломления среды, находящейся за системой.

Величина

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \quad (1.27)$$

называется *оптической силой* системы. Чем больше Φ , тем меньше фокусное расстояние f' и, следовательно, тем сильнее преломляются лучи оптической системой. Оптическая сила измеряется в *диоптриях* (дптр). Чтобы получить Φ в диоптриях, фокусное расстояние в формуле (1.27) нужно взять в метрах. При положительной Φ заднее фокусное расстояние также положительно; следовательно, система дает действительное изображение бесконечно удаленной точки — параллельный пучок лучей превращается в сходя-

щийся. В этом случае система называется *собирающей*. При отрицательной Φ изображение бесконечно удаленной точки будет мнимым — параллельный пучок лучей превращается системой в расходящийся. Такая система именуется *рассеивающей*.

Формула системы. Пусть $(-x)$ и (x') — расстояния от предмета и его изображения до переднего и заднего фокусов соответственно, а $(-s)$ и (s') — расстояния от предмета и изображения до передней и задней главных точек, $(-f)$ и f' — переднее и заднее фокусные расстояния (рис. 1.5). Тогда имеет место:

$$x x' = f f'; \quad \frac{f}{s} + \frac{f'}{s'} = 1. \quad (1.28)$$

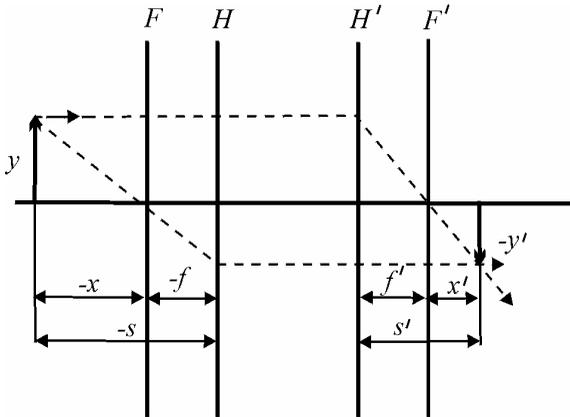


Рис. 1.5

В случае, когда $n = n'$, выражения упрощаются и принимают вид:

$$x x' = -f^2; \quad \frac{1}{s} - \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}. \quad (1.29)$$

Соотношения (1.28) и (1.29) называются *формулами централизованной оптической системы*.

Тонкая линза. Лупа. Линза представляет собой прозрачное (обычно стеклянное) тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями (в частности, одна из поверхностей может быть плоской). Точки пересечения поверхностей с оптической осью линзы называются *вершинами* линзы. Расстояние между вершинами име-

нуется толщиной линзы. Если толщина линзы мала по сравнению с наименьшим из радиусов кривизны ограничивающих линзу поверхностей, то линза называется *тонкой*. Для тонкой линзы главные плоскости совпадают и проходят через центр линзы. Фокусные расстояния тонкой линзы определяются выражением:

$$f' = -f = \frac{n_0}{n - n_0} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \quad (1.30)$$

где n и n_0 — показатели преломления линзы и окружающей среды; R_1 и R_2 — радиусы кривизны поверхностей линзы. Радиус кривизны — величина алгебраическая. Он положителен, если лежит справа от вершины поверхности и отрицателен в противоположном случае.

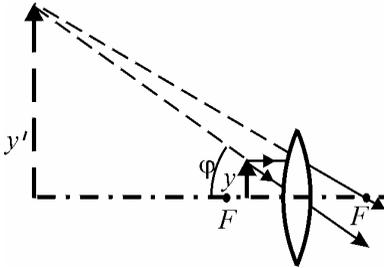


Рис. 1.6

Лупа — собирающая линза (необязательно тонкая), позволяющая получить прямое, мнимое увеличенное изображение предмета. Предмет помещается между передним главным фокусом и передней главной плоскостью лупы (рис. 1.6).

Многие наблюдатели ведут наблюдения с напряжением аккомодирующей мышцы, чтобы изображение получалось на привычном для них расстоянии наилучшего зрения. Для этого лупа вплотную придвигается к глазу, а рассматриваемый предмет помещается вблизи главного фокуса.

Применительно к лупе, как правило, не пользуются понятием линейного увеличения. Чаще говорят об угловом увеличении Γ .

Увеличение Γ лупы определяется как отношение угла, под которым виден предмет через лупу $\varphi \approx \text{tg } \varphi = y/f$, к углу, под которым он был бы виден невооруженным глазом $\varphi_0 \approx \text{tg } \varphi_0 = y/L$, если бы

он был помещен от глаза на расстояние наилучшего зрения L , приблизительно равное 20 – 30 см:

$$\Gamma = \frac{\varphi}{\varphi_0} = \frac{L}{f}. \quad (1.31)$$

Из формулы (1.31) следует, что большое увеличение лупы, как правило, достигается малым фокусным расстоянием.

1.6. Поляризация плоской монохроматической волны

Явление поляризации оптического излучения состоит в упорядоченном изменении его векторных характеристик $\vec{E}, \vec{H}, \vec{D}, \vec{B}$ со временем. Перечислим возможные способы этого упорядочения, т.е. виды поляризации.

1. *Эллиптическая*, при которой конец вектора \vec{E} описывает эллипс (с точки зрения условного «наблюдателя», смотрящего навстречу лучу) — это наиболее общий случай поляризации.

2. *Линейная (плоская)* поляризация — в этом случае вектор \vec{E} не выходит из некоторой фиксированной плоскости, называемой плоскостью поляризации. При этом колебания вектора \vec{E} происходят вдоль прямой, являющейся пересечением плоскости поляризации и плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны.

3. *Круговая* — это поляризация, при которой конец вектора \vec{E} описывает окружность. Линейная и круговая поляризации являются предельными случаями эллиптической.

Покажем, как возникает эллиптическая поляризация световой волны.

Рассмотрим простейший случай плоской монохроматической волны частоты ω , распространяющейся вдоль оси OZ в положительном направлении. В общем случае E_x - и E_y -компоненты вектора \vec{E} в волне описываются формулами:

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz); \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \varphi_{xy}), \end{aligned} \quad (1.32)$$

где φ_{xy} — разность фаз ортогональных компонент, A_x и A_y — соответствующие амплитуды. Исключая параметр t из уравнений (1.32), получим уравнение кривой второго порядка:

$$E_x^2 / A_x^2 + E_y^2 / A_y^2 - 2(E_x E_y / A_x A_y) \cos \varphi_{xy} = \sin^2 \varphi_{xy}. \quad (1.33)$$

Из уравнений (1.32) и (1.33) непосредственно следует, что изменение положения вектора \vec{E} имеет периодический характер, т.е. за время $T = 2\pi/\omega$ конец светового вектора опишет в плоскости, параллельной $X'Y'$, замкнутую кривую (она называется *годограф*). Замкнутая кривая второго порядка — эллипс (рис. 1.7). Как известно, уравнение эллипса в собственных осях представляется в виде

$$(x'/a)^2 + (y'/b)^2 = 1.$$

В случае $\varphi_{xy} = \pm\pi/2$ эллиптическая поляризация превращается в круговую (при равенстве амплитуд A_x и A_y), при $\varphi_{xy} = \pm\pi$ — в линейную. Если для наблюдателя, смотрящего навстречу лучу, вектор \vec{E} вращается по часовой стрелке, поляризация называется *правой*, в противном случае — *левой*.

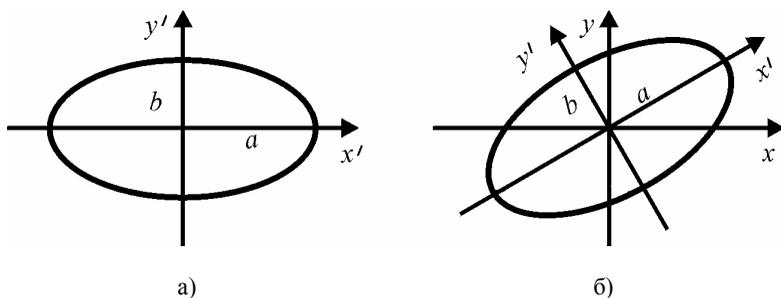


Рис. 1.7

Движение конца вектора \vec{E} при левой круговой поляризации показано на рис. 1.8.

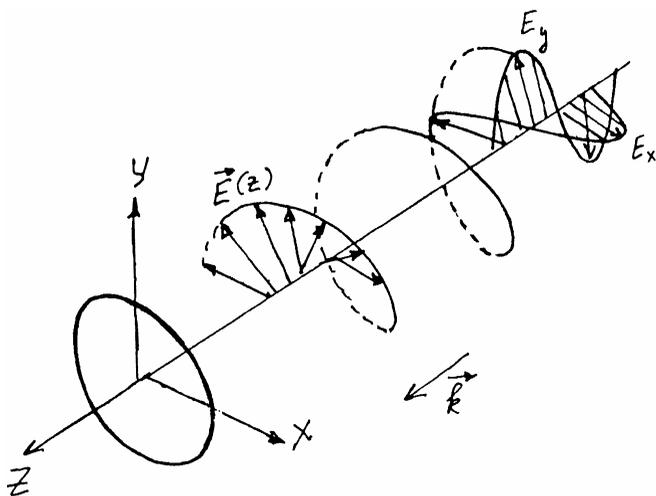


Рис. 1.8

Получение поляризованного света. Прибор, позволяющий выделить линейно поляризованное излучение из естественного (неполяризованного) света, называется *поляризатором*. Тот же прибор, используемый для анализа поляризации излучения, называется *анализатором*. Обычно это специальным образом вырезанная кристаллическая пластинка, обладающая свойством оптической анизотропии. (Некоторые свойства кристаллов, используемые в поляризационной оптике, будут рассмотрены дальше.)

Проходящий через идеальный анализатор плоскополяризованный свет подчиняется *закону Малюса*:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (1.34)$$

здесь φ — угол между плоскостью поляризации волны и плоскостью пропускания поляризатора; I и I_0 — интенсивность прошедшего и падающего излучения соответственно. Учтывая, что $I \propto E^2$, смысл этого закона понять очень просто. Анализатор задерживает компоненту вектора \vec{E} , которая перпендикулярна к его плоскости пропускания, полностью пропуская параллельную этой плоскости компоненту.

Если свет поляризован не полностью, а частично, и его можно представить как смесь естественного и плоскополяризованного. *Степень поляризации* определяется формулой

$$\alpha = \frac{I_{\text{поляр}}}{I_0}, \quad (1.35)$$

где $I_{\text{поляр}}$ — интенсивность поляризованного света; I_0 — полная интенсивность частично поляризованного света.

Пропуская свет через анализатор и поворачивая его вокруг оси OZ , вдоль которой распространяется свет, можно определить его степень поляризации по формуле:

$$\alpha = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) / (I_{\text{max}} + I_{\text{min}}), \quad (1.36)$$

где I_{max} , I_{min} — максимальная и минимальная интенсивности света, прошедшего через анализатор.

При падении на поляризатор естественного света интенсивность прошедшего через поляризатор (и полностью линейно поляризованного) света составит $1/2$ от интенсивности падающего света, поскольку в этом случае угол φ случайная величина, а среднее значение $\cos^2 \varphi$ равно $1/2$. Точно такой же результат будет и при падении на поляризатор света, поляризованного по кругу. Поляризатор, таким образом, не позволяет отличить поляризованный по кругу свет от естественного, а также эллиптически поляризованный свет от смеси естественного и линейно поляризованного света. Выявить эти виды поляризации позволяют другие приборы, называемые *фазовыми пластинками*. Наиболее часто встречающиеся из них — так называемая «пластинка в четверть волны», позволяющая превратить круговую поляризацию в линейную, и «пластинка в полволны», позволяющая повернуть плоскость поляризации на некоторый угол. Как правило, эти пластинки являются кристаллами, обладающими оптической анизотропией и вырезанными специальным образом.

Оптическая анизотропия. Анизотропия кристаллов проявляется, в частности, в зависимости скорости и направления распространения волны в среде от поляризации падающей волны. Зависимость объясняется тем, что под действием электромагнитного поля

волны электроны атомов среды смещаются в одних направлениях легче, чем в других.

В изотропной среде лучи параллельны волновой нормали (или, что то же самое, перпендикулярны к волновой поверхности). Эта ситуация отображена на рис. 1.9, а, на котором векторы \vec{S} и \vec{k} параллельны (здесь \vec{S} — вектор Пойнтинга, \vec{k} — волновой вектор). В анизотропной среде в общем случае это не так. Возможное взаимное расположение векторов представлено на рис. 1.9, б.

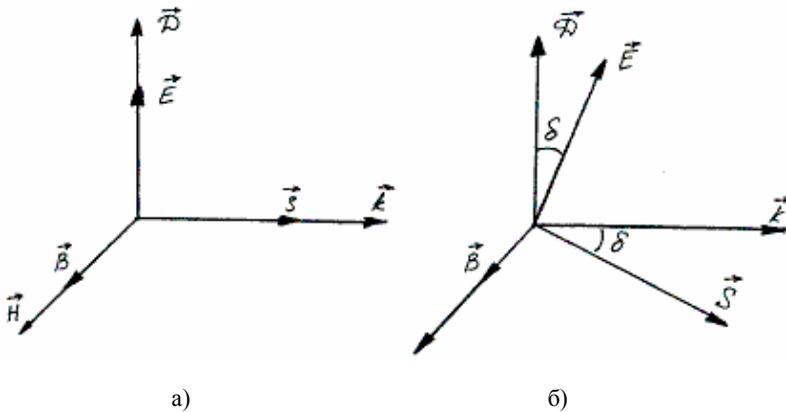


Рис. 1.9

Рассмотрим распространение света в *оптически одноосных кристаллах*, которые имеют наибольшее практическое значение. Оптически одноосные кристаллы обладают симметрией вращения относительно некоторого направления, называемого *оптической осью кристалла*. Плоскость, в которой лежат оптическая ось и волновой вектор \vec{k} , называется *главным сечением кристалла*.

В общем случае волна, поступающая в кристалл из изотропной среды, разделяется внутри кристалла на две линейно поляризованные волны: *обыкновенную*, вектор \vec{E} которой перпендикулярен к главному сечению, и *необыкновенную* с вектором \vec{E} , лежащим в главном сечении.

При падении волны на границу анизотропной среды в общем случае возникают две волны, распространяющиеся в разных направлениях с разными скоростями. Причем возможно наблюдение

удивительной картины: когда при нормальном падении луча на грань кристалла внутри него возникают два луча, один из которых является продолжением падающего, а второй направлен под некоторым углом и, вообще говоря, не лежит в плоскости падения. Первый из этих лучей называется *обыкновенным*, а второй — *необыкновенным*. При вращении кристалла вокруг направления падения луча обыкновенный луч останется на месте, а необыкновенный опишет конус, причем за один поворот кристалла конус будет описан дважды. Эти лучи отличаются не только направлением, но также скоростью распространения и поляризацией. Зависимость скорости волны от направления ее распространения может быть проиллюстрирована диаграммой, на которой во всех направлениях отложены отрезки, пропорциональные фазовой скорости луча в данном направлении. В главном сечении, для обыкновенного луча геометрическим местом концов этих отрезков является окружность, для необыкновенного — эллипс (рис. 1.10). В пространстве это будут поверхности соответствующих тел вращения — шара и эллипсоида. В направлении оптической оси обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются с одинаковыми скоростями (заметим, что это именно направление, а не линия).

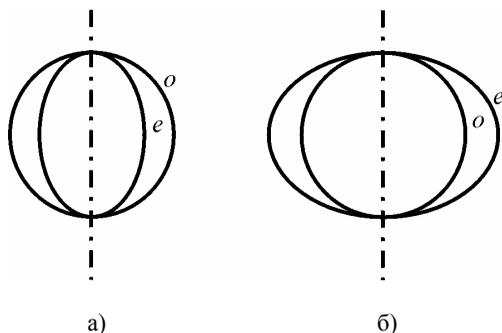


Рис. 1.10

Существуют кристаллы, у которых таких направлений два. Они называются *двухосными*, и диаграмма скоростей для них выглядит существенно сложнее (поверхность, являющаяся для двухосного кристалла геометрическим местом концов вектора фазовой скорости, не является поверхностью вращения, а представляет собой

сложную самопересекающуюся поверхность). Ограничимся рассмотрением свойств одноосных кристаллов.

Кристалл, соответствующий рис. 1.10, *а*, называется *положительным* одноосным кристаллом, а соответствующий рис. 1.10, *б* — *отрицательным* одноосным кристаллом. Буквами *о* (для обыкновенного луча) и *е* (для необыкновенного) обозначены геометрические места концов вектора фазовой скорости в соответствующих направлениях.

При падении под произвольным углом к оптической оси лучи разделяются пространственно и распространяются с разными скоростями. Интересен случай, когда луч падает нормально на плоскость, содержащую оптическую ось, т.е. луч перпендикулярен к оптической оси (заметим, что оптическая ось не всегда параллельна естественной грани кристалла, и такая пластинка вырезается специально). В этом случае лучи также не разделяются пространственно, но распространяются по одному пути с разными скоростями. Приняв во внимание, что физическим признаком, по которому различаются эти лучи, является поляризация, а также различие их скоростей, укажем способ, позволяющий изменять состояние поляризации излучения в зависимости от толщины пластинки и ее ориентации в плоскости, параллельной ее входной грани.

Выберем направление оси *OZ* вдоль оптической оси. Заметим, что согласно формулам (1.32), в которых теперь вместо единого волнового вектора \vec{k} , следует ввести \vec{k}_o для волны со световым вектором \vec{E}_o и \vec{k}_e для волны со световым вектором \vec{E}_e (индексы *о* и *е* принято использовать для обозначения величин, относящихся к обыкновенной (*о*) и необыкновенной (*е*) волнам). Различие модулей волновых векторов (и фазовых скоростей) приводит к тому, что разность фаз φ_{xy} ($\rightarrow \varphi_{oe}$) становится функцией пути, пройденного этими двумя волнами в кристалле. Таким образом, состояние поляризации на выходе определяется толщиной пластинки.

В общем случае поляризация будет эллиптической, и ориентация эллипса будет зависеть от разности фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, приобретенной ими на пути в анизотропном веществе. (Это похоже на знакомую нам фигуру Лиссажу, когда $\omega_x = \omega_y$, а разность фаз медленно меняется.)

За время прохождения через пластинку между лучами возникает оптическая разность хода

$$\Delta = (n_o - n_e)d \quad (1.37)$$

и соответствующая ей разность фаз

$$\delta = \frac{(n_o - n_e)d}{\lambda_0} 2\pi, \quad (1.38)$$

где d — толщина пластинки; n_o и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн соответственно; λ_0 — длина волны света в вакууме.

Круговую поляризацию можно получить из линейной при равенстве амплитуд E_o и E_e , если толщина пластинки удовлетворяет условию

$$(n_o - n_e)d = m\lambda_0 / 2 + \lambda_0 / 4, \quad (1.39)$$

где m — любое целое число. Приобретаемая на этом пути разность фаз равна $\pm \pi / 2 + 2\pi m$.

Такая пластинка называется *пластинкой в четверть волны*. Равенство амплитуд обыкновенной и необыкновенной волн достигается ориентацией плоскости поляризации под углом 45° к оптической оси. Пластинка, для которой приобретаемая разность фаз равна $\pi + 2\pi m$, называется *пластинкой в полволны* и удовлетворяет условию

$$(n_o - n_e)d = m\lambda_0 + \lambda_0 / 2. \quad (1.40)$$

Она позволяет получить из линейно поляризованной волны другую линейно поляризованную с плоскостью поляризации, повернутой на угол 2α , где α — угол между плоскостью поляризации падающей волны и оптической осью пластинки.

Для анализа поляризованного света также используется компенсатор — пара одинаковых клиньев с малым углом при вершине, образующих вместе плоскопараллельную пластину, с оптической осью, перпендикулярной ребру при вершине. При относительном сдвиге клиньев вдоль оптической оси изменяется их суммарная толщина, а значит, и вносимая компенсатором разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей.

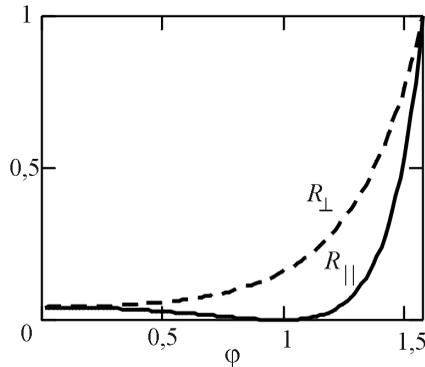
Получение линейно поляризованного света при отражении света от границы двух диэлектриков. Частично поляризованный свет получается при падении света на границу раздела двух диэлек-

триков. Формулы Френеля, приведенные в разд. 1.3, дают зависимость коэффициентов отражения R_{\perp} , R_{\parallel} от угла падения φ :

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}; \quad R_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)}. \quad (1.41)$$

Здесь $R_{\perp} = |E_{\perp}^{(r)} / E_{\perp}^{(0)}|^2$ — коэффициент отражения для волны, поляризованной перпендикулярно к плоскости падения, а $R_{\parallel} = |E_{\parallel}^{(r)} / E_{\parallel}^{(0)}|^2$ — для волны, поляризованной в плоскости падения. Как видно из формул (1.17), при $\varphi = \varphi_{\text{Бр}}$, удовлетворяющему условию $\operatorname{tg} \varphi_{\text{Бр}} = n_2 / n_1$, интенсивность отраженной волны, поляризованной в плоскости падения, равна нулю. Таким образом, отраженный свет полностью поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

Рис. 1.11



Графики зависимостей R_{\parallel} и R_{\perp} от угла падения φ для показателя преломления $n = 1,52$ приведены на рис. 1.11. По горизонтальной оси здесь отложен угол падения φ (в радианах) от 0 до $\pi/2 = 1,571$. Коэффициент отражения R_{\perp} монотонно возрастает с увеличением угла. Коэффициент же отражения R_{\parallel} имеет минимум, соответствующий углу Брюстера.

Работа 1.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Цель: исследование закономерностей распространения электромагнитных волн в пространстве.

ВВЕДЕНИЕ

Из уравнений Максвелла следует, что электромагнитное поле в пространстве может существовать в виде волн (см. разд.1). В данной работе изучается наиболее простой, но очень важный частный случай монохроматической электромагнитной волны — волны с определенной частотой ω :

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha) ;$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha) .$$

В такой волне векторы напряженностей электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} изменяются в пространстве и во времени по гармоническому закону: вектор \vec{E} всегда перпендикулярен к вектору \vec{H} , и каждый из них перпендикулярен к направлению распространения волны \vec{k}/k (векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} образуют правую тройку).

Для волн УКВ-диапазона (ультракоротких радиоволн, длина волны которых $\lambda = 2\pi c/\omega \leq 30$ см), изучаемых в работе, характерна линейная (плоская) поляризация: колебания вектора \vec{E} происходят вдоль одного направления (см. разд. 1.6).

Интенсивность I монохроматической электромагнитной волны пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля: $I = (1/2)c\epsilon_0 E_m^2$, так что, измеряя квадрат амплитуды напряженности электрического поля, можно с точностью до коэффициента определить интенсивность такой волны.

В настоящей работе в качестве приемника электромагнитной волны используется диодный (кристаллический) высокочастотный детектор, имеющий приблизительно квадратичную зависимость тока от напряжения на начальном участке вольтамперной характе-

ристики $i_d(U_d)$. Поэтому ток, проходящий через диод, пропорционален интенсивности электромагнитной волны ($i_d \propto U_d^2$, а $U_d \propto E_m$, т.е. $i_d \propto E_m^2 \propto I$).

Кроме того, такой приемник обладает избирательностью к направлению колебаний электрического поля, что позволяет определить поляризацию электромагнитных волн. Поэтому, например, интенсивность волны, измеренная детектором в плоскости, составляющей угол α с направлением колебаний вектора \vec{E} ,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

где I — интенсивность падающей на детектор волны. Соотношение (1) называется *законом Малюса* (см. разд. 1.6) и он легко объясним, если учесть, что детектор реагирует только на проекцию вектора \vec{E} на ось самого детектора. Пусть E_0 — амплитуда напряженности электрического поля падающей волны, тогда детектор будет воспринимать только составляющую с амплитудой (рис.1): $E_m = E_0 \cos \alpha$. Отсюда и следует закон (1).

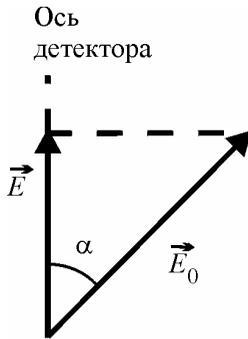


Рис.1

В зависимости от типа источника волны могут быть плоскими, сферическими, цилиндрическими и т.д. Электромагнитная волна от точечного излучателя является сферической, причем ее интенсивность в не поглощающей среде изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. Вдали от излучателя фронт электромагнитной волны можно приближенно считать плоским.

Если на пути бегущей электромагнитной волны поставить отражающую поверхность, то волна отразится от нее. В результате возникают две волны с одинаковой частотой, бегущие в противоположных направлениях. Результат интерференции таких волн — так называемая стоячая волна. Основное свойство стоячей волны — фиксированное в пространстве расположение пучностей и узлов полей с интервалом $\lambda/2$ (например, между соседними пучностями). Измеряя расстояние между узлами (или пучностями) напряженности электрического поля в стоячей электромагнитной волне, можно определить ее длину.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка (рис.2) состоит из генератора электромагнитных колебаний 1 с рупорным излучателем, металлического отражателя 6, приемной антенны, милливольтметра и источника питания.

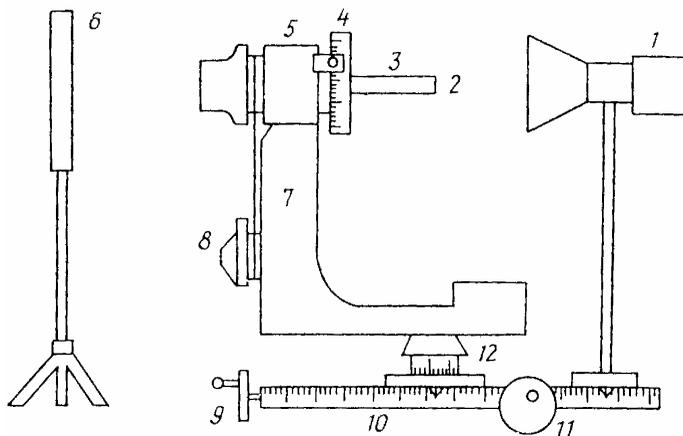


Рис.2

Приемная антенна содержит диодный высокочастотный детектор 2. Напряжение U измеряется милливольтметром. Детектор 2 укреплен на конце держателя 3, сделанного из пенопласта (диэлектрическая проницаемость пенопласта близка диэлектрической проницаемости воздуха, поэтому зонд из пенопласта практически не искажает картину поля). Держатель 3 помещен во втулку 5 кронштейна 7 так, что может вращаться вокруг своей горизонтальной оси с помощью ручки 8, вместе с кронштейном 7 — вокруг верти-

кальной оси, проходящей через детектор 2. Шкала 12 служит для отсчета углов поворота детектора 2 вокруг вертикальной оси. Для отсчета углов вокруг горизонтальной оси на втулке 5 имеется лимб 4. Кронштейн с детектором и отсчетными устройствами можно поступательно перемещать вращением ручки 9 вдоль направляющей 10. Перемещение измеряют по линейке на направляющей. Поступательные горизонтальные перемещения излучателя осуществляются ручкой 11.

ЗАДАНИЕ 1

Определение длины электромагнитной волны

1. Установите металлический отражатель 6 (см. рис.2) напротив излучателя 1. Вращая кронштейн 7 вокруг вертикальной оси, расположите держатель 3 под углом 90° к направляющей 10 на расстоянии $l \geq 70$ см от излучателя. Включите питание генератора и милливольтметра. Вращая детектор вокруг горизонтальной оси, найдите положение приемного детектора, при котором показание милливольтметра максимально (положение детектора не должно совпадать с узлом электромагнитной волны). Добейтесь перпендикулярности расположения отражателя к направлению распространения волны: показание милливольтметра в узле должно быть близким к нулю, а в пучности — наибольшим.

2. Снимите зависимость напряжения U приемника от его координаты x , изменяя ее вращением ручки 9. Проведите не менее десяти измерений через 2 – 3 мм, особенно тщательно фиксируя положения пучностей и узлов. Результаты измерений занесите в самостоятельно составленную таблицу. Постройте график $U(x)$ и по нему определите λ .

ЗАДАНИЕ 2

Проверка закона Малюса

1. Уберите отражатель. Установите детектор против излучателя (как на рис.2) на расстоянии $l \geq 70$ см от последнего. Вращая детектор вокруг горизонтальной оси, снимите зависимость напряжения U приемника от его угла поворота α (по лимбу 4).

2. Снимите 10 – 15 показаний через 20° , фиксируя угловые положения максимумов и минимумов интенсивности волны. Резуль-

таты измерений занесите в самостоятельно составленную таблицу. Постройте график $U(\alpha)$ и сравните с теоретической зависимостью $I(\alpha)$, нормируя последнюю по максимуму экспериментальной кривой.

ЗАДАНИЕ 3

Исследование зависимости интенсивности волны от расстояния

1. Кронштейн с приемным детектором установите перпендикулярно к направлению излучения волны. Перемещая излучатель I (см. рис.2), снимите зависимость напряжения U приемника от расстояния x между излучателем и детектором. Измерения проведите в интервале значений x от 40 до 85 см через каждые 5 см. Результаты измерений занесите в табл.1.

Таблица 1

x , см				...
U , мВ				...
$\lg x$...
$\lg U$...

2. Постройте график зависимости $\lg U$ от $\lg x$. Вычислите угловой коэффициент наклона графика (для сферической волны $U \approx x^{-2}$, угловой коэффициент должен быть равным двум). Сделайте вывод о характере излучаемой волны.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Напишите уравнение плоской и сферической электромагнитной волны. Как зависит интенсивность сферической волны от расстояния до источника?
2. Что представляет собой бегущая линейно (плоско) поляризованная волна?
3. Чем отличается стоячая электромагнитная волна от бегущей?
4. Как по зависимости $U(x)$, полученной в задании 1, определить длину электромагнитной волны?
5. Каким образом в данной работе проводится проверка закона Малюса?

Работа 1.2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В КАБЕЛЕ

Цель: измерение скорости распространения электромагнитного импульса и изучение условия его отражения от конца кабеля.

ВВЕДЕНИЕ

Кабель — двухпроводная линия, которая характеризуется рядом параметров, распределенных по длине линии: R — активное сопротивление проводников, C — емкость между проводниками, L — индуктивность проводников. Важное значение для расчета линии имеет волновое сопротивление Z — отношение напряжения к току в любой точке линии, по которой распространяется электромагнитная волна. Волновое сопротивление постоянно вдоль линии и не зависит от ее длины. В диапазоне радиочастот

$$Z = \sqrt{L_1/C_1}, \quad (1)$$

где L_1 и C_1 — индуктивность и емкость единицы длины линии. Если линия подключена к устройству с входным сопротивлением $R_{\text{н}}$, то в общем случае не вся энергия электромагнитной волны поступает в нагрузку, часть ее отражается от конца линии и возвращается на вход. Можно показать, что отношение амплитуд отраженного и падающего сигналов:

$$\frac{A_{\text{о}}}{A_{\text{п}}} = \frac{R_{\text{н}} - Z}{R_{\text{н}} + Z}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что в случае $R_{\text{н}} = Z$ линия «согласована» с приемным устройством: отражения не происходит, и вся энергия поступает в нагрузку. Возможен другой режим, когда вся поступающая в линию энергия возвращается на вход. Этот режим осуществляется в короткозамкнутой линии. Если линия замкнута, т.е. $R_{\text{н}} = 0$, падающая волна отражается с изменением фазы на π , и

отраженный импульс оказывается «опрокинутым». В случае разомкнутой линии при $R_{\text{н}} = \infty$, отражение происходит без изменения фазы.

В линиях передачи часто применяются коаксиальные кабели, выполненные в виде внутреннего проводника, окруженного слоем диэлектрика и внешнего проводника в форме оплетки. Индуктивность и емкость единицы длины такой кабельной линии

$$L_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad C_1 = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0}{\ln(r_2/r_1)}, \quad (3)$$

где r_1 и r_2 — радиусы внутреннего и внешнего проводников. Скорость распространения волны в кабеле зависит от диэлектрической проницаемости ϵ изолирующего материала и равна (см. разд. 1.1):

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \quad (\mu \approx 1), \quad (4)$$

где c — скорость света в вакууме.

Распространение волны в реальной линии сопровождается потерей энергии — волна затухает по экспоненциальному закону. Коэффициент затухания определяется как

$$\beta = \frac{20}{x} \lg(A_0/A), \quad (5)$$

где A_0 и A — величины импульсов на входе в линию и на расстоянии x от него соответственно; размерность β — децибел на метр (дБ/м).

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа проводится на установке, принципиальная схема которой показана на рис.1. Генератор Г вырабатывает прямоугольные импульсы длительностью до десятых долей микросекунды. Импульсы подаются на вход осциллографа О и (при замыкании ключа K_1) на вход участка I коаксиального кабеля. В качестве нагрузки используется набор сопротивлений, причем в положении 1 переключателя

П линия разомкнута ($R_H = \infty$), а в положении 11 — замкнута накоротко ($R_H = 0$). При замыкании ключа K_2 подключается последовательно участок кабеля П.

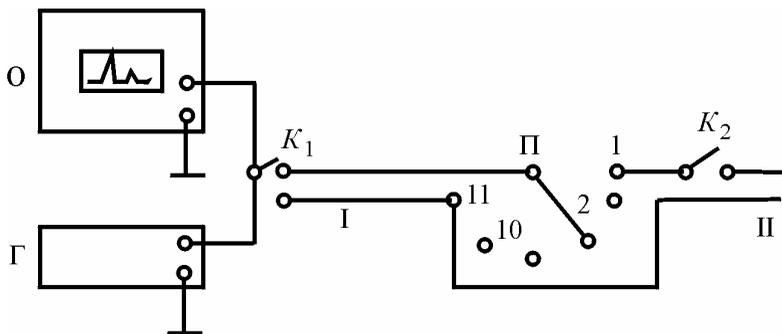


Рис.1

Исходный и отраженный импульсы наблюдаются на экране осциллографа, а время запаздывания может быть измерено непосредственно в делениях шкалы.

ЗАДАНИЕ 1

Определение скорости распространения электромагнитного импульса в кабеле

1. Включите прибор в сеть. После прогрева (3 – 5 мин) установите напряжение генератора импульсов (5 – 10 В). Если ключ K_1 разомкнут, на экране осциллографа должен наблюдаться одиночный импульс, амплитуду и длительность которого можно регулировать. Рекомендуется длительность импульса 10^{-7} с.

2. Замкните ключ K_1 (ключ K_2 должен быть разомкнутым), импульс будет подан на вход кабеля I. На экране осциллографа должен появиться отраженный импульс меньшей амплитуды (из-за затухания). Измерьте по шкале осциллографа расстояние между входным и отраженным импульсом в делениях шкалы и определите положение переключателя «дел./мкс» на панели осциллографа. Рассчитайте время запаздывания τ .

3. Замкните ключ K_2 , т.е. подключите участок кабеля II (переключатель II должен быть в положении 1). Так же как в предыдущем пункте, найдите время запаздывания сигнала, отраженного от конца кабеля.

4. Зная время запаздывания сигнала (время прохождения сигнала по кабелю «туда и обратно»), вычислите скорость распространения электромагнитного импульса для одного и двух участков кабеля по формуле:

$$v = \frac{2l}{\tau}, \quad (6)$$

где $l = l_1$ — для участка кабеля I и $l = l_1 + l_2$ — участка кабеля II.

5. Зная класс точности осциллографа оценить погрешность Δv скорости импульса в кабеле.

6. Вычислите диэлектрическую проницаемость изолирующего материала, используя формулу (4). Сравните результат с табличным значением для полиэтилена ($\epsilon_T = 2,3$).

ЗАДАНИЕ 2

Определение волнового сопротивления кабеля

1. Отключите участок кабеля II, разомкнув ключ K_2 . Установите переключатель II в положение 1 ($R_H = \infty$). Убедитесь в том, что отраженный импульс ориентирован так же, как и исходный — оба вверх или оба вниз, т.е. отражение происходит без изменения фазы.

2. Измерьте амплитуду A отраженного сигнала при различных положениях переключателя II. Результаты измерений занесите в табл.1, указывая сопротивление нагрузки, соответствующее этим положениям.

Таблица 1

R , Ом			...
A , дел.			...
$\ln R$...

3. Постройте график зависимости амплитуды A отраженного импульса от логарифма сопротивления нагрузки — $\ln R_n$. При построении графика погрешность измерения амплитуды A принять равной 0,1 дел. Точка пересечения графика с осью сопротивлений определит волновое сопротивление кабеля.

4. Зная параметры кабеля (r_1, r_2, ε), вычислите емкость и индуктивность единицы длины кабеля и его волновое сопротивление по формулам (3) и (1). Сравните со значением волнового сопротивления, полученного из графика.

ЗАДАНИЕ 3

Определение коэффициента затухания импульса в кабеле

1. Установите переключатель П в положение 1 и измерьте амплитуды исходного и отраженного импульсов.

2. Вычислите коэффициент затухания β по формуле (5), полагая $x = 2l_1$. Оцените погрешность $\Delta\beta$ по формуле вычисления погрешности косвенных измерений, приняв $\Delta A = 0,1$ дел.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое волновое сопротивление кабеля?
2. Как изменится волновое сопротивление, если кабель укоротить вдвое?
3. При каком сопротивлении нагрузки амплитуда отраженного импульса максимальна (минимальна)?
4. Почему в устройствах, принимающих электромагнитные сигналы, стремятся сделать входное сопротивление равным волновому сопротивлению кабеля?
5. Как изменится расстояние между импульсами на экране осциллографа, если длительность развертки увеличить вдвое?

Работа 1.3

ИЗУЧЕНИЕ ЗРИТЕЛЬНОЙ ТРУБЫ

Цель: определение увеличения зрительной трубы и исследование ее разрешающей способности.

ВВЕДЕНИЕ

Зрительная труба — оптическая система, служащая для наблюдения удаленных предметов, т. е. для наблюдения в параллельных лучах. Она состоит из длиннофокусного объектива и короткофокусного окуляра, которые расположены так, что задний фокус объектива совпадает с передним фокусом окуляра. Благодаря этому падающий пучок параллельных лучей выходит из этой системы в виде параллельных лучей.

В зрительной трубе кеплеровского типа (рис.1) объектив 1 образует действительное обратное изображение A' наблюдаемого удаленного объекта, которое рассматривают в окуляр 2.

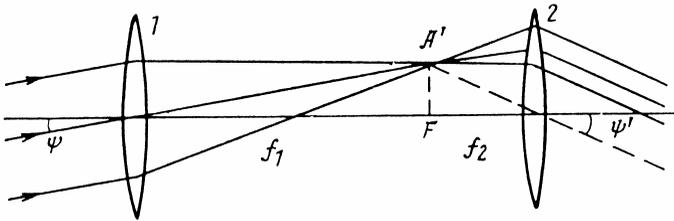


Рис.1

Основными характеристиками зрительной трубы являются ее увеличение и разрешающая способность (см. разд. 1.5).

Увеличением Γ зрительной трубы называют отношение тангенса угла ψ' , под которым объект виден в трубу (см. рис.1), к тангенсу угла ψ , под которым он виден невооруженным глазом:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg}\psi'}{\operatorname{tg}\psi}. \quad (1)$$

Из рис.1 видно, что это отношение равно f_1/f_2 , где f_1 и f_2 — фокусные расстояния объектива и окуляра трубы. С другой стороны, из рис.2 следует, что $f_1/f_2 = D_1/D_2$, где D_1 и D_2 — диаметры сечений входящего и выходящего пучков. Поэтому

$$\Gamma = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2}, \quad (2)$$

т.е. увеличение зрительной трубы равно отношению диаметров сечений входящего и выходящего пучков.

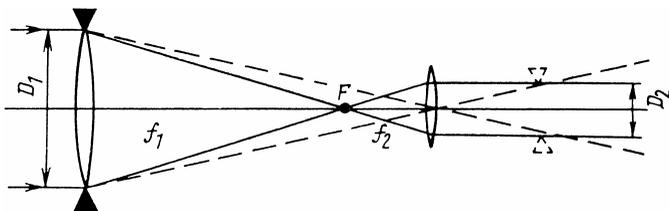


Рис.2

Для зрительной трубы диаметр D_1 входящего пучка равен диаметру оправы объектива, а диаметр D_2 выходящего пучка (см. рис.2) совпадает с диаметром изображения оправы объектива в окуляре трубы (на этом основан способ измерения D_2).

Разрешающей способностью A зрительной трубы называют величину, обратную предельному углу $\delta\psi$ — угловому расстоянию между двумя еще различимыми в трубу точками или штрихами рассматриваемого объекта:

$$A = \frac{1}{\delta\psi}. \quad (3)$$

Разрешающая способность трубы зависит от ряда факторов: совершенства оптической системы, диаметра объектива, яркости объекта, а также от свойств глаза наблюдателя. Последний фактор определяется главным образом тем, что глазу в той или иной степени присущ так называемый *астигматизм* — особый вид искажения изображения. Астигматизм проявляется, например, в том, что четкость видения равноотстоящих штрихов зависит от их наклона.

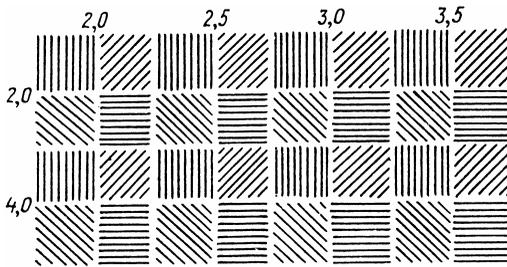


Рис.3

Для определения разрешающей способности трубы используют специальную штрихованную таблицу — **миру** (рис.3). В каждом квадрате миры штрихи расположены по четырем различным направлениям, имеют одинаковую толщину и одинаковое расстояние между собой. Расстояния между штрихами для каждого номера квадрата можно найти по таблице, прилагаемой к установке.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа проводится на оптической скамье — массивной направляющей, на которую устанавливают необходимые оптические элементы. Оптическая схема установки показана на рис.4. Здесь 1 — осветитель (источник света с конденсорной линзой); 2 — коллиматор, в передней фокальной плоскости которого расположен наблюдаемый объект (предметная шкала или мира); 3 — исследуемая зрительная труба кеплеровского типа — перед ее объективом укреплен поворотный диск с набором круглых отверстий различного диаметра. Диаметры этих отверстий в миллиметрах указаны на самом диске.

Коллиматор служит для наблюдения объекта в параллельных лучах, что эквивалентно удалению объекта на бесконечность.

Осветитель подключается к сети через трансформатор, снабженный ручкой — регулятором напряжения.

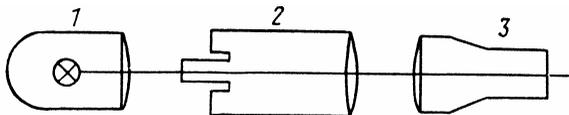


Рис.4

К установке прилагаются: трубка с предметной шкалой, вспомогательная таблица меры. Цена деления как предметной шкалы, так и шкалы измерительной лупы равна 0,1 мм.

При подготовке к лабораторной работе ознакомьтесь с пп.1 – 4 «Методических рекомендаций».

ЗАДАНИЕ 1

Определение увеличения зрительной трубы

Это задание следует выполнить двумя способами.

Первый способ: определение увеличения как отношения тангенсов углов, под которыми виден предмет через исследуемую зрительную трубу и без нее.

1. Прежде всего, настройте вспомогательную зрительную трубу на бесконечность — для этого достаточно навести ее на какой-либо удаленный предмет (например, через окно лаборатории). Затем поместите эту трубу на оптическую скамью вместо исследуемой трубы, а в отверстие коллиматора (со стороны осветителя) вставьте трубку с предметной шкалой.

2. Включив осветитель, установите накал лампы наиболее удобный для наблюдения. Перемещением трубки с предметной шкалой добейтесь отчетливого видения этой шкалы через вспомогательную трубу без параллакса относительно шкалы трубы. Тем самым предметная шкала окажется совмещенной с передней фокальной плоскостью коллиматора. Измерьте по шкале вспомогательной трубы расстояние, например, между двумя большими делениями изображения предметной шкалы (l_0).

3. После этого поместите исследуемую зрительную трубу между коллиматором и вспомогательной трубой, установив перед ее объективом максимальное отверстие поворотного диска. Настройте исследуемую трубу так, чтобы в поле зрения вспомогательной трубы появилось четкое изображение предметной шкалы (тоже без параллакса). Опять измерьте по шкале вспомогательной трубы расстояние между теми же двумя большими делениями изображения предметной шкалы (l).

Измеренные расстояния l и l_0 пропорциональны тангенсам углов, под которыми виден предмет через исследуемую трубу и без нее (убедитесь, что это так). Поэтому в соответствии с формулой (1) увеличение исследуемой трубы $\Gamma = l/l_0$.

Второй способ: определение увеличения как отношения диаметра сечения входящего пучка D_1 к диаметру сечения выходящего пучка D_2 .

Диаметр D_1 известен — он равен диаметру соответствующего отверстия поворотного диска. Остается измерить D_2 . Для этого следует заменить вспомогательную трубу измерительной лупой. Придвинув ее к окуляру исследуемой трубы, найдите такое положение, при котором получится четкое и полное изображение входного отверстия трубы, т.е. отверстия поворотного диска. Убедитесь, что это есть изображение именно входного отверстия (для этого достаточно немного повернуть диск). Устранив параллакс, измерьте по шкале лупы диаметр изображения D_2 и по формуле (2) вычислите увеличение трубы. Для каждого отверстия поворотного диска измерьте диаметр D_2 . Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

D_1 , мм			...
D_2 , мм			...
Γ			...

Найдите среднее значение увеличения $\langle \Gamma \rangle$ трубы, оцените погрешность разброса $\Delta \Gamma$. Сравните результаты, полученные обоими способами.

ЗАДАНИЕ 2

Исследование разрешающей способности трубы

1. Уберите измерительную лупу, а предметную шкалу замените трубкой с мирой. Перемещением этой трубки добейтесь отчетливого видения миры — через окуляр исследуемой трубы. При этом отверстие перед объективом трубы должно быть максимальным, и накал лампы — наиболее удобным для наблюдения. Затем отодвиньте трубу на конец скамьи и проведите дополнительную фокусировку изображения миры.

2. Внимательно рассматривая изображение, найдите ту группу квадратов, штрихи которой еще различимы по всем четырем на-

правлениям. По цифрам, соответствующим этой группе квадратов, определите с помощью таблицы, прилагаемой к установке, расстояние s между штрихами.

Не меняя накала лампы (опыт проводится при неизменной яркости наблюдаемого объекта), проделайте аналогичные измерения s для всех отверстий поворотного диска, в порядке уменьшения их диаметра. Перед каждым измерением глазу необходимо дать отдохнуть. Результаты измерений занесите в табл.2.

Таблица 2

N	D , мм	N миры	s , мкм	$\delta\psi$, угл. мин	A , 1/ угл. мин
...

3. Зная предельное разрешаемое расстояние s между штрихами и фокусное расстояние f коллиматора, вычислите для каждого отверстия предельный угол $\delta\psi = s/f$ (в угл. мин или угл. с) и соответствующее значение разрешающей способности A .

4. По полученным результатам постройте на одном чертеже графики зависимости $\delta\psi$ и A от диаметра отверстия. Таблица миры дает дискретные значения $\delta\psi$, поэтому погрешность следует оценивать, как половину разности $\delta\psi$, соответствующих соседним номерам миры.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. От чего зависит увеличение зрительной трубы и ее разрешающая способность?
2. Зависят ли результаты измерений в этой работе от расстояния между зрительной трубой и коллиматором?
3. Какова роль вспомогательной трубы в данной работе?
4. Оба ли способа определения увеличения, описанные в этой работе, пригодны для галилеевой зрительной трубы, окуляр которой является рассеивающим?
5. Почему в каждом квадрате миры штрихи расположены по разным направлениям?

Работа 1.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЛЕОБЪЕКТИВА

Цель: определение оптимальных параметров телеобъектива.

ВВЕДЕНИЕ

Любая центрированная оптическая система (см. разд. 1.5) обладает рядом так называемых кардинальных точек, лежащих на ее главной оптической оси. Знание положения и свойств этих точек резко упрощает анализ оптических систем и позволяет легко находить изображение предмета, совершенно не рассматривая действительного хода лучей внутри самой системы. Что это за точки, и каковы их свойства?

1. *Передний и задний главные фокусы F и F'* (рис.1). Любой луч, падающий на систему и проходящий через точку F — передний главный фокус, после прохождения системы идет параллельно главной оптической оси OO' (луч 1 – 1'). Любой луч, падающий на систему параллельно главной оптической оси, после выхода из системы проходит через точку F' — задний главный фокус (луч 2 – 2'). Плоскости, проходящие через точки F и F' перпендикулярно к главной оптической оси, называют соответственно передней и задней фокальными плоскостями.

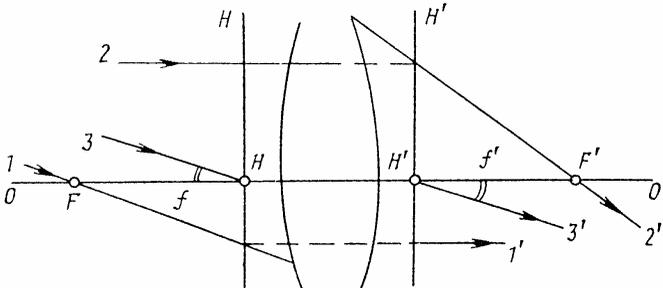


Рис.1

2. *Передняя и задняя главные точки H и H' и соответствующие им главные плоскости* (они проходят через точки H и H' перпендикулярно к главной оптической оси). Главные плоскости изображают друг друга с линейным увеличением $+1$. Это значит, что если поместить отрезок u , например, в переднюю главную плоскость, то его изображение u' окажется в задней плоскости, причем будет прямым и равным по величине отрезку u , т. е. $u' = u$. Иначе говоря, точки, лежащие в главных плоскостях напротив друг друга, являются сопряженными. Расстояния FH и $H'F'$ называют соответственно передним и задним фокусными расстояниями f и f' .

3. *Передняя и задняя узловые точки K и K'* . Любой луч, проходящий через переднюю узловую точку K , после выхода из системы пересекает точку K' , причем будет идти в направлении, параллельном падающему лучу. Если показатели преломления сред с обеих сторон оптической системы одинаковы, то узловые точки совпадают с главными, а фокусные расстояния f и f' одинаковы (этот случай иллюстрирует рис.1, см. ход луча 3–3').

Следует иметь в виду, что для различных оптических систем относительное расположение кардинальных точек может сильно различаться. В частности, обе главные плоскости могут быть расположены внутри системы, вне ее, по одну сторону от системы и, наконец, в обратном порядке (H' перед H).

Определение положения главных точек. У оптической системы, находящейся в воздухе, главные точки совпадают с узловыми. Поэтому для нахождения главных точек достаточно установить положение узловых точек. Если направить на оптическую систему пучок параллельных лучей, они соберутся в точке, лежащей на задней фокальной плоскости. Поскольку только в узловой точке поперечное и продольное линейные увеличения равны, то при повороте вокруг узловой точки K' положение точки-изображения остается неизменным в пространстве. Таким образом, задача сводится к нахождению такой точки, поворот системы вокруг которой на небольшие углы не приводит к смещению изображения.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе исследуемой сложной оптической системой служит модель телеобъектива — комбинация положительной и отрицательной тонких линз (рис.2). Главные плоскости телеобъектива вынесены вперед, благодаря чему эта система является длиннофокусной и вместе с тем достаточно компактной — качества, весьма существенные при создании таких приборов, как бинокль, фотоаппарат и др.

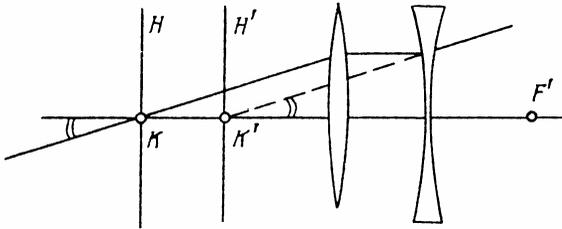


Рис.2

Изучение модели телеобъектива проводится на оптической скамье — массивной направляющей, на которой установлены рейтеры с необходимыми оптическими элементами. Оптическая схема установки показана на рис.3. Здесь O — осветитель с конденсором, K — коллиматор, в передней фокальной плоскости которого расположена крестообразная предметная шкала, T — модель телеобъектива, L — измерительная лупа, в передней фокальной плоскости которой находится отсчетная шкала (она показана пунктиром).

Коллиматор позволяет наблюдать предметную шкалу в параллельных лучах, что эквивалентно удалению ее на бесконечность.

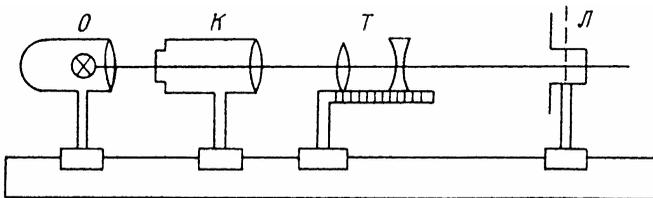


Рис.3

Линзы телеобъектива можно перемещать по горизонтальным направляющим рейтера. На одной направляющей нанесена миллиметровая шкала, нуль которой совпадает с осью рейтера.

Отсчет положения линз относительно оси рейтера производится по меткам на оправках этих линз. На положительной линзе нанесен знак «+», на отрицательной — знак «-».

Положение оси рейтера отсчитывается с помощью метки на его основании по линейке, установленной на оптической скамье.

При подготовке к лабораторной работе ознакомьтесь с пп.1 – 4 «Методических рекомендаций».

ЗАДАНИЕ

Нахождение оптимальных параметров телеобъектива

Одно из главных требований, предъявляемых к телеобъективу, заключается в том, чтобы он давал как можно большее линейное увеличение и вместе с тем был достаточно компактен. Линейное увеличение пропорционально заднему фокусному расстоянию f' телеобъектива, а компактность характеризуется расстоянием L между положительной линзой и задним главным фокусом всей системы. Обоим требованиям можно удовлетворить одновременно, если добиться, чтобы отношение f'/L было максимальным. Решение этой задачи в нашей работе рекомендуется проделать следующим образом.

1. Прежде всего, необходимо отцентрировать систему, т.е. установить, возможно точнее, на одном уровне — на уровне телеобъектива — все ее оптические элементы (зачерненные стороны оправ обеих линз телеобъектива должны быть обращены к коллиматору). После этого установите положительную линзу на расстояние $l_+ = 40$ мм от оси рейтера, а отрицательную — на конец направляющих рейтера. Затем, перемещая рейтер с линзами и отрицательную линзу относительно рейтера, найдите такое положение, для которого изображение предметной шкалы в поле зрения лупы было бы максимально четким, без параллакса относительно отсчетной шкалы и минимально смещалось бы при небольших поворотах телеобъектива вокруг оси рейтера. Последнее означает, что ось рейтера практически совпала с задней узловой точкой K' , а сле-

довательно, и с H' . Определите заднее фокусное расстояние f' как разность отсчетов оси рейтера и измерительной лупы. Результаты измерений занесите в табл.1. Запишите также расстояния от оси рейтера до положительной и отрицательной линз (l_+ и l_-). Эти измерения проделайте не менее трех раз.

Таблица 1

N	l_+ , мм	l_- , мм	f' , мм	d , мм	L , мм	$\langle f' \rangle / L$
	40					

2. Такую операцию проделайте для пяти разных положений положительной линзы, устанавливая ее на следующих расстояниях l_+ от оси рейтера: 40, 60, 70, 75 и 80 мм.

3. Для каждого значения l_+ вычислите средние значения $\langle l_- \rangle$ и $\langle f' \rangle$, а также расстояния $d = \langle l_- \rangle - l_+$ и $L = \langle f' \rangle - l_+$.

4. По полученным результатам постройте на одном чертеже графики зависимостей $\langle f' \rangle$, L и отношения $\langle f' \rangle / L$ от расстояния d между линзами телеобъектива.

5. Изобразите в масштабе схему телеобъектива, соответствующую максимуму отношения $\langle f' \rangle / L$, и укажите на ней положения обеих линз и кардинальных точек H' , F' системы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие пары кардинальных точек являются сопряженными?
2. В чем заключаются преимущества телеобъектива?
3. Постройте изображение в телеобъективе, если предмет находится между передним главным фокусом и передней главной плоскостью.
4. В чем заключается способ определения задней узловой точки оптической системы?
5. Что такое параллакс? Почему его надо устранять при измерениях?

Работа 1.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ СТЕКЛЯННОЙ ПРИЗМЫ

Цель: определение зависимости показателя преломления стекла призмы от длины волны света.

ВВЕДЕНИЕ

Фазовая скорость монохроматической волны в веществе определяется выражением $v = c/n$, где c — скорость света в вакууме, $n = \sqrt{\epsilon}$ — показатель преломления вещества. Диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon(\omega)$ является функцией частоты распространяющегося излучения. Таким образом, фазовая скорость волны и показатель преломления также являются функциями ее частоты. Зависимость этих величин от частоты (или длины волны) называется *дисперсией*. Среда, обладающие дисперсией, называются *диспергирующими*.

Дисперсия света возникает в результате вынужденных колебаний заряженных частиц (электронов и ионов), входящих в состав вещества, под действием переменного поля электромагнитной волны. Теория дисперсии света в рамках классической теории была дана Г. Лоренцем.

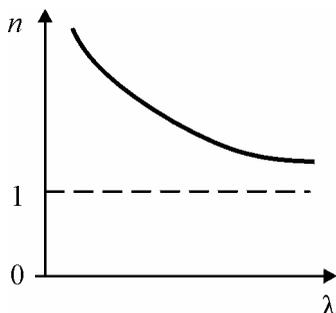
Принято различать случаи нормальной и аномальной дисперсии. Для всех прозрачных бесцветных веществ показатель преломления возрастает с увеличением частоты. Такой характер зависимости $n(\omega)$ называют *нормальной* дисперсией. Если вещество поглощает свет, то в спектральном интервале, в котором наблюдается поглощение света, и вблизи него ход дисперсии обнаруживает аномалию: рост частоты сопровождается уменьшением показателя преломления. Явление аномальной дисперсии было экспериментально открыто Леру в 1860 г.

Переходя от частоты ω к длине волны (в вакууме) $\lambda = 2\pi c/\nu$, приведем удобную для сравнения с опытными данными формулу

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + A/\lambda^2 + B/\lambda^4}. \quad (1)$$

Эта формула была установлена Френелем и Коши еще до создания классической теории дисперсии, а A и B в ней — эмпирические постоянные. Во многих случаях выражение (1) дает удовлетворительное описание эмпирических данных; график зависимости $n(\lambda)$ представлен на рис. 1.

Рис.1



Типичной диспергирующей системой является стеклянная призма. Свет разных длин волн, проходя через призму, отклоняется на разные углы. Для определения зависимости $n(\lambda)$ в данной работе используется метод, основанный на измерении угла наименьшего отклонения. Суть этого метода в следующем. Пусть луч света с длиной волны λ падает на грань призмы с преломляющим углом θ под некоторым углом ϑ (рис.2). В результате двух преломлений вышедший из призмы луч отклоняется на угол α по отношению к падающему лучу. Угол α зависит от угла падения ϑ , преломляющего угла θ призмы, а также сорта стекла и длины волны света λ .

Можно показать, что при симметричном прохождении света через призму (как на рис.2) угол отклонения минимален ($\alpha = \alpha_{\text{мин}}$). В этом случае показатель преломления определяется формулой

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\theta + \alpha_{\text{мин}})}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (2)$$

где угол $\alpha_{\text{мин}}$ зависит от λ .

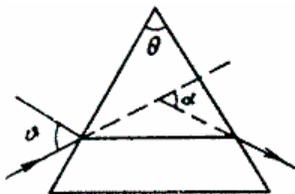


Рис.2

В данной работе используется призма с $\theta = 60^\circ$, и формула (2) упрощается:

$$n = 2\sin(30^\circ + \alpha_{\text{мин}}/2). \quad (3)$$

Таким образом, определение показателя преломления для каждой длины волны сводится к измерению соответствующего угла наименьшего отклонения.

Призма как спектральный прибор обладает способностью пространственно разделять пучки лучей различных длин волн. Соответствующей характеристикой прибора является *угловая дисперсия*, определяемая как отношение $\delta\alpha/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — разность углов отклонения световых пучков с длинами волн, отличающимися на $\delta\lambda$. Для призмы с преломляющим углом $\theta = 60^\circ$ угловая дисперсия вблизи угла наименьшего отклонения определяется формулой

$$\frac{\delta\alpha}{\delta\lambda} = \frac{1}{\sqrt{1 - (n/2)^2}} \left| \frac{dn}{d\lambda} \right|, \quad (4)$$

где $dn/d\lambda$ — так называемая *дисперсия вещества* (из которого сделана призма). Формула (4) получается из (3) дифференцированием по λ (это легко понять, заметив, что

$$30^\circ + \alpha_{\text{мин}}/2 = \arcsin(n/2) \text{ и } \cos(\arcsin p) = \sqrt{1 - p^2} \text{).}$$

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа выполняется на гониометре — приборе для точных измерений углов. Оптическая схема установки показана на рис.3. Здесь l — коллиматор, в передней фокальной плоскости которого

расположена узкая раздвижная щель; 2 — исследуемая призма; 3 — зрительная труба (в фокальной плоскости ее объектива образуется изображение входной щели коллиматора).

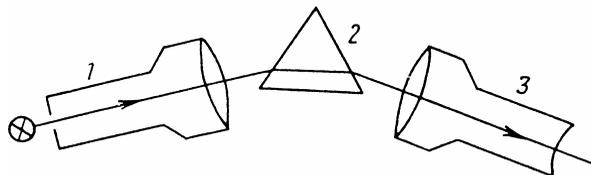


Рис.3

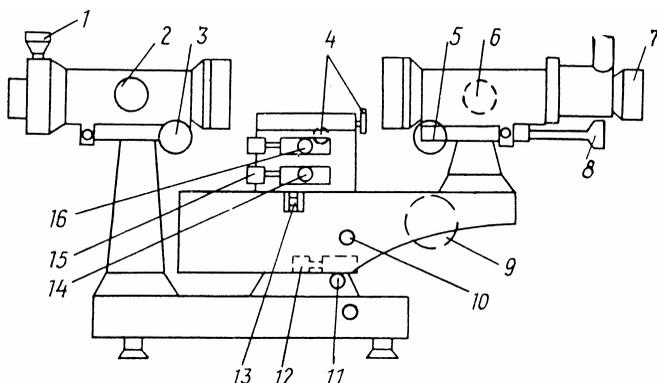


Рис.4

Если свет содержит несколько длин волн, то образуется ряд изображений щели, соответствующих этим длинам волн (линейчатый спектр). Наблюдают этот спектр через окуляр трубы. Внешний вид гониометра показан на рис.4.

Описание гониометра и правила работы с ним содержатся в п.5 «Методических рекомендаций».

ВНИМАНИЕ! При недостатке хода винта 15 (когда маховик 9 дошел до упора) силу ни в коем случае применять нельзя! Надо ослабить стопорный винт 14, поставить винт 15 от руки в среднее положение, застопорить винт 14 и заново навести трубу на данную линию. Также надо поступить, если при повороте маховика 9 Вы выходите за край правой (секундной) шкалы.

ЗАДАНИЕ 1

Подготовка установки к измерениям

1. В данной работе зрительная труба и столик должны самостоятельно вращаться вокруг оси прибора, а лимб должен быть закреплен с осью. Для этого следует освободить винты *11* и *16* (см. рис.4), рычажок *13* отпустить (вверх) и винт *14* закрепить.

Вращением накатанного кольца окуляра трубы добейтесь четкого изображения визирного креста в поле зрения окуляра.

2. Включив подсветку лимба тумблером "ВКЛ", установите зрительную трубу навстречу коллиматору и проследите, чтобы в этом положении отсчет по шкале лимба не выходил за пределы интервала углов от 90 до 270° .

В противном случае нажмите на рукоятку *10* и, вращая ее, введите требуемый участок лимба (это нужно только для того, чтобы при измерениях не переходить через нуль лимба, что вызвало бы усложнение при определении разности отсчетов).

3. Включите ртутную лампу. Откройте входную щель коллиматора и, поворачивая фокусировочный винт *2*, установите по шкале коллиматора (она находится с противоположной стороны этого винта) нуль напротив ∞ . Этим самым мы устанавливаем щель коллиматора в фокальной плоскости объектива.

4. Проследите, чтобы входная щель была достаточно хорошо освещена. Затем поворотом трубы введите изображение щели коллиматора в середину поля зрения. Закрепив трубу винтом *11*, тщательно сфокусируйте изображение винтом *6*. Оно должно быть достаточно узким и ярким. Произведите винтом *12* более тщательное совмещение вертикального штриха визирного креста с серединой изображения. После этого сделайте отсчет по шкале лимба (N_0).

5. Повторите описанным выше способом, используя винты *I1* и *I2*, отсчеты (N_0) не менее трех раз. В качестве окончательного результата следует принять $\langle N_0 \rangle$. Сравните разбросы результатов однотипных измерений с приборной погрешностью гониометра $\Delta_{\text{пр}}$ и сделайте вывод о характере погрешности прямых измерений углов.

6. Установите на столик гониометра исследуемую призму так, чтобы одна из ее преломляющих граней расположилась перпендикулярно к оси одного из винтов наклона столика. Имейте в виду, что световой пучок, падающий на призму, преломляется в сторону её основания (см. рис.3). Поворачивая от руки столик с призмой, глазом отыщите цветной спектр и в это направление введите зрительную трубу. Просмотрите в трубу весь спектр — от желтого дублета до яркой фиолетовой линии.

7. Уменьшите длину входной щели коллиматора так, чтобы длины линий стали равными около половины высоты поля зрения — это достигается перемещением пластинки с *V*-образным вырезом, которая находится перед щелью. Проследите, чтобы середины линий расположились по горизонтали, горизонтальный штрих визирного креста при повороте трубы должен пересекать их по центрам. Если это не так (спектр перекошен), отрегулируйте наклон столика винтами *4*. После этого длину щели максимально увеличьте и приступайте к измерениям.

ЗАДАНИЕ 2

Определение зависимости $n(\lambda)$

1. Наблюдая в неподвижную трубу, например, за крайней фиолетовой линией спектра, поворачивайте от руки в одном направлении столик с призмой. При этом линия будет перемещаться по полю зрения и в некоторый момент начнет двигаться в обратном направлении, несмотря на то, что вращение столика продолжается в прежнем направлении. Момент изменения направления движения

линии как раз и соответствует углу наименьшего отклонения α_{\min} для этой линии.

2. В данном положении столика совместите вертикальный штрих визирного креста с серединой линии. Закрепите трубу винтом 11, тщательно сфокусируйте линию винтом 6 и произведите более точное совмещение вертикального штриха с серединой линии — винтом 12. После этого сделайте отсчет N по шкале лимба. Это измерение повторите не менее трех раз. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

Цвет	λ , нм	N	$\langle N \rangle$	$\alpha_{\min} = \langle N \rangle - \langle N_0 \rangle $	n
...

3. Аналогичную операцию проделайте для всех спектральных линий, указанных в таблице на установке.

4. Вычислите среднее значение отсчетов $\langle N \rangle$ и погрешность разброса ΔN . Из разности отсчетов $\langle N \rangle$ и $\langle N_0 \rangle$ найдите α_{\min} для каждой линии спектра. Оцените погрешность $\Delta \alpha_{\min}$: $\Delta \alpha_{\min} = \max(\Delta N, \Delta N_0)$. По формуле (3) рассчитайте соответствующие показатели преломления n с погрешностями. По полученным результатам постройте график зависимости $n(\lambda)$. Сравните качественный вид графика $n(\lambda)$ с эмпирической формулой (1) (см. рис.1).

5. Вычислите непосредственно угловую дисперсию призмы для желтого дублета как отношение $\delta \alpha / \delta \lambda$ (в угл. мин/нм). Оцените погрешность угловой дисперсии $\Delta D_s = \Delta \delta \alpha / \delta \lambda$, приняв в качестве

$\Delta(\delta\alpha)$ погрешность разброса разности соответствующих отсчетов $N_{ж1}$ и $N_{ж2}$. Полученный результат сравните с вычисленным по формуле (4). Необходимую для последнего расчета величину $dn/d\lambda$ найдите из графика $n(\lambda)$ следующим образом. Проведите касательную к графику $n(\lambda)$ в точке, соответствующей желтому дублету. Вычислите угловой коэффициент наклона касательной — $dn/d\lambda$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что характеризует угловая дисперсия спектрального прибора?
2. От чего зависит угловая дисперсия призмы?
3. Как установить призму на минимум отклонения для данной длины волны?
4. Что надо сделать, чтобы столик гониометра вращался самостоятельно при неподвижном лимбе, вместе с лимбом при неподвижной зрительной трубе?
5. Как производятся отсчеты по лимбу гониометра?
6. В чем состоит качественное различие зависимости показателя преломления вещества от длины волны $n(\lambda)$ в области нормальной и аномальной дисперсии?
7. Спектральные линии каких длин волн λ преломляются под большими углами α при падении на призму?

Работа 1.6

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель: знакомство с основными свойствами поляризованного света.

ВВЕДЕНИЕ

Характер поляризации световой волны может быть изменен и проанализирован различными способами. Подробно этот вопрос рассмотрен в разд. 1.6. Напомним кратко способы получения и основные свойства поляризованного света.

А. Поляризованный свет может быть получен непосредственно от источника, в котором процессы испускания волн отдельными элементарными излучателями согласованы между собой, например от лазера. В данной работе используется гелий-неоновый лазер, излучение которого плоско поляризовано.

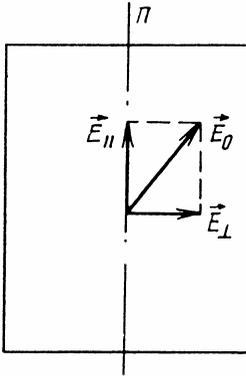


Рис. 1

Б. Плоскополяризованный свет можно получить из естественного, пропуская его через поляризатор — прибор, выделяющий световые волны, в которых вектор \vec{E} колеблется параллельно определенной плоскости, которую называют *плоскостью поляризации* (разд. 1.2). Колебания, перпендикулярные этой плоскости, полностью задерживаются. Если падающая на поляризатор волна плоско поляризована под углом φ к плоскости поляризатора П (рис. 1; свет распространяется перпендикулярно рисунку), то через поляризатор проходит волна с амплитудой $E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$. Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, интенсивность после поляризатора $I = I_0 \cos^2 \varphi$ (закон Малюса, см. разд. 1.6 формула (1.34)).

В. Преобразование естественного света в поляризованный происходит также при отражении его от поверхности диэлектрика.

Пучок естественного света, падающий на поверхность диэлектрика, удобно представлять как два пространственно совмещенных пучка, имеющих взаимно ортогональные плоскости поляризации, одна из которых совпадает с плоскостью падения ($E_{\parallel}^{(0)}$), а вторая — перпендикулярна ей ($E_{\perp}^{(0)}$) (рис.2). Колебания в этих пучках не когерентны. Из формул Френеля (1.17), (1.18) для отражения и преломления света на поверхности диэлектрика следует, что при отражении пучка естественного света от поверхности диэлектрика в отраженной волне преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения — $E_{\perp}^{(1)}$ и, таким образом, свет частично поляризован. В частности, при падении света на пластину под углом Брюстера, который определяется из условия $\text{tg}\theta_{\text{Бр}} = n$, в отраженном свете практически отсутствует волна, поляризованная в плоскости падения (см. рис.2).

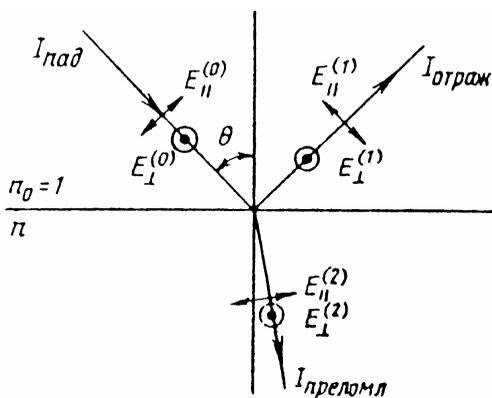


Рис.2

Г. Характер поляризации света можно изменить, пропуская пучок через кристаллическую пластинку.

При падении на прозрачный кристалл узкого пучка света происходит его расщепление внутри кристалла на два луча (двойное лучепреломление), поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях (см. разд. 1.6). Луч, в котором вектор \vec{E} перпендикулярен плоскости главного сечения кристалла, подчиняется обыч-

ному закону преломления с показателем преломления n_0 (обыкновенный луч). А другой, в котором вектор \vec{E} колеблется в плоскости главного сечения, преломляется по сложному закону с показателем n_e , зависящим от угла падения и ориентации кристаллических осей (необыкновенный луч). Напомним, что главным сечением кристалла называется плоскость, содержащая луч и оптическую ось кристалла (направление, для которого $n_e = n_0$).

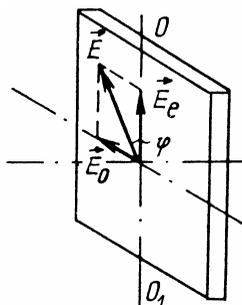


Рис.3

Особый практический интерес представляет случай, когда волна распространяется в направлении, перпендикулярном оси кристалла, и не происходит пространственного разделения обыкновенного и необыкновенного лучей. Изготовим пластинку из кристалла толщиной d так, чтобы ее грани были параллельны оптической оси OO_1 (рис.3), и направим на нее плоскополяризованный свет, плоскость колебаний в котором составляет угол $\varphi = 45^\circ$ с осью OO_1 .

Как известно (см. разд. 1.6), такая пластина создает разность хода для двух взаимно перпендикулярных поляризаций $\Delta = d(n_o - n_e)$. В области за пластинкой будут складываться два ортогональных колебания одинаковой амплитуды, сдвинутые по фазе на $\delta = (2\pi/\lambda_0)d(n_o - n_e)$ (см. формулу (1.38)).

Если $\delta = \pm \pi/2 + 2\pi m$ — пластинка в четверть волны, которая преобразует плоскополяризованный свет в свет с круговой поляризацией.

Если $\delta = \pi + 2\pi m$ — пластинка в полволны, которая поворачивает плоскость поляризации падающей волны на угол $2\varphi = 90^\circ$.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка (рис.4) собрана на прямолинейной оптической скамье и включает в себя следующие элементы: ЛЗ — лазер (источник плоскополяризованного света); Д — держатель оптических элементов; С — поворотный столик с отсчетным лимбом для установки отражающих и преломляющих элементов; ФП — фотоприемник, на входном столике которого установлен

поляризатор Π , плоскость которого отмечена рискуй; сигнал с фотоприемника регистрируется вольтметром переменного тока (не показан); M — модулятор светового потока, модуляция потока по амплитуде позволяет исключить влияние засветки фотоприемника посторонним светом; L — расширительная линза, обеспечивающая равномерное освещение фотоприемника (может отсутствовать); CF — держатель со светофильтрами (необходимы для ослабления сигнала, чтобы не вывести из строя фотоприемник); H — круговая направляющая (на рисунке показана в разрезе) для углового перемещения установки вокруг оси OO' . При подготовке к лабораторной работе ознакомьтесь с пп. 1 – 3 «Методических рекомендаций».

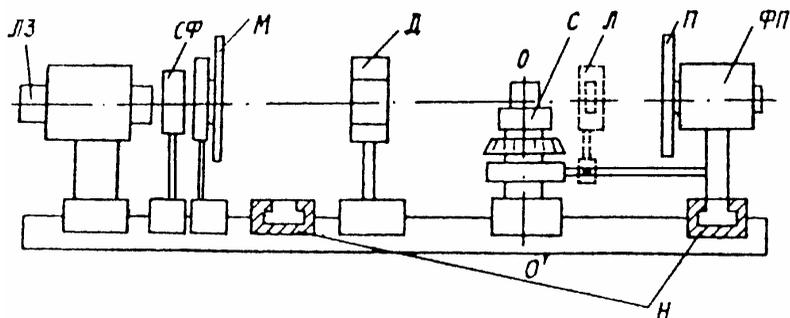


Рис.4

ЗАДАНИЕ 1

Проверка закона Малюса

1. Включите вольтметр, дайте ему прогреться 2 – 3 мин. Включите лазер и блок питания модулятора M . Установите фотоприемник $\Phi\Pi$ в прямой лазерный пучок так, чтобы входное окно было равномерно освещено. Проверить это можно с помощью зеркала, укрепленного на задней стенке установки. Выберите предел измерения вольтметра.

2. Вращая поляризатор Π , убедитесь, что уровень сигнала зависит от положения плоскости поляризатора. Максимальному сигна-

лу, очевидно, соответствует параллельное расположение плоскости колебаний в лазерном пучке и плоскости поляризатора, а минимальному — перпендикулярное.

3. Проведите измерение зависимости интенсивности прошедшего света от угла поворота поляризатора П. При измерениях следите за тем, чтобы световой поток не насыщал фотоприемник — уровень сигнала с ФП не должен превышать предела, указанного на установке. Для ограничения светового потока используйте сменные светофильтры, устанавливаемые в держателе СФ. Результаты измерений занесите в табл.1.

Таблица 1

φ , град	0	5	10	...
U , мВ				
$\cos^2\varphi$				
$U(\varphi)/U(0)$				

4. По результатам измерений постройте график зависимости $I(\varphi)/I(0) = U(\varphi)/U(0)$. Целесообразно по оси абсцисс откладывать величину $\cos^2 \varphi$, чтобы график имел вид прямой.

ЗАДАНИЕ 2

Знакомство с пластинками в полволны и четверть волны

В комплект принадлежностей установки входят три пластины, вырезанные из двупреломляющего кристалла параллельно оптической оси. На всех пластинах указано направление оптической оси (см. рис.3). Одна из данных Вам пластинок обозначена как $\lambda/4$, две другие обозначены номерами 1 и 2. Известно, что одна из них — четвертьволновая, другая — полуволновая. Вам предлагается установить «что есть что».

Как изменится характер поляризации эллиптически поляризованного света после прохождения пластинки $\lambda/4$? Как из эллиптической поляризации получить плоскую? Проверьте свои выводы экспериментально.

ЗАДАНИЕ 3

Исследование отражения от поверхности диэлектрика. Определение показателя преломления

1. На рис. 5 изображена схема расположения элементов установки (расширительная линза L может отсутствовать). Отъюстируйте положение поворотного столика и фотоприемника так, чтобы:

а) лазерный луч был параллелен оптической скамье (если это не так, не следует юстировать лазер самостоятельно, нужно позвать дежурного сотрудника);

б) точка падения луча на поверхность призмы находилась на оси вращения столика;

в) при повороте столика с призмой на любые углы отраженный луч оставался горизонтальным и попадал в центр окошка ФП, при соответствующем перемещении ФП по круговой направляющей до совмещения с лучом.

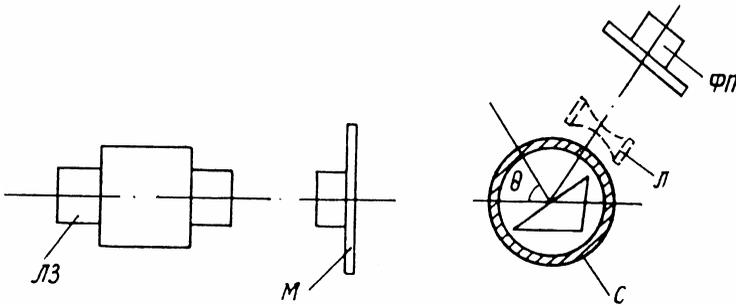


Рис.5

2. Проведите измерения напряжения U на фотоприемнике ФП в диапазоне углов падения θ от 0 до 90° . В процессе измерений погрешности установки углов, совмещения окна ФП с отраженным пучком могут приводить к довольно заметному разбросу экспериментальных данных. Поэтому для достижения необходимой точности нужны повторные измерения (не менее 3 – 5 раз). Результаты измерений занесите в табл.2.

Таблица 2

θ , град	90	85	80	...
U , мВ				
...
$\langle U(\theta) \rangle$				
$R = \langle U(\theta) \rangle / \langle U(0) \rangle$				

3. Приняв за 100 % интенсивность в прямом пучке, рассчитайте на основании полученных данных коэффициент отражения R в указанном диапазоне углов. Поскольку плоскость колебаний в лазерном пучке ориентирована вертикально, полученные значения R отвечают случаю, когда плоскость колебаний перпендикулярна плоскости падения — $R_{\perp}(\theta)$.

4. Проведите аналогичные измерения для случая параллельной ориентации колебаний и плоскости падения — $R_{\parallel}(\theta)$. Для этого установите в промежуток между лазером и призмой пластину $\lambda/2$ и добейтесь с ее помощью поворота плоскости поляризации лазерного излучения на 90° .

5. Постройте на одном рисунке графики $R_{\perp}(\theta)$ и $R_{\parallel}(\theta)$. Выясните их общие черты и отличия. По графику $R_{\parallel}(\theta)$ определите угол Брюстера и вычислите показатель преломления призмы. Оцените погрешность результатов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как рассчитать интенсивность прошедшей через поляризатор плоскополяризованной световой волны?
2. Что такое пластинка в четверть волны и полволны?
3. Какая величина равна $\lambda/4$ у четвертьволновой пластинки?
4. Как из плоскополяризованного света получить свет, поляризованный по кругу?
5. Каким образом можно повернуть плоскость поляризации на угол α ?
6. Можно ли из неполяризованного света получить плоскополяризованный при помощи диэлектрической пластинки?
7. Как отличить неполяризованный свет от света, поляризованного по кругу?

Работа 1.7

ИЗУЧЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель: изучение явления естественного вращения плоскости поляризации света, построение градуировочной кривой поляриметра и определение концентрации раствора.

ВВЕДЕНИЕ

В некоторых кристаллах (например, кварце) распространение света вдоль оптической оси сопровождается поворотом плоскости поляризации (см. разд. 1.6). Это явление свойственно и некоторым органическим жидкостям (например, раствору сахара). Такие вещества называются *оптически активными*, а само явление — *естественным вращением плоскости поляризации*.

Для оптически активных растворов угол поворота плоскости поляризации определяется формулой

$$\varphi = [\alpha] c l, \quad (1)$$

где c — концентрация раствора (масса активного вещества в единице объема раствора); l — толщина слоя раствора; $[\alpha]$ — коэффициент, называемый удельным вращением плоскости поляризации и численно равный углу поворота (в град.) при $c = 1 \text{ г/см}^3$ и $l = 1 \text{ дм}$. Этот коэффициент зависит от природы вещества, температуры и длины волны света.

Естественное вращение плоскости поляризации можно наблюдать, поместив оптически активное вещество между поляризаторами P и P' . Если их плоскости (плоскости разрешенных колебаний) взаимно перпендикулярны, то плоскополяризованный свет, прошедший поляризатор P , в отсутствие оптически активного вещества будет целиком задержан поляризатором P' , и поле зрения будет темным. Введение оптически активного вещества приводит к повороту плоскости поляризации, благодаря чему поле зрения просвет-

леет (в соответствии с законом Малюса, см. формулу (1.34)). Повернув поляризатор P вокруг светового пучка так, чтобы поле зрения стало опять темным, можно тем самым найти и угол поворота плоскости поляризации в исследуемом веществе.

Однако определение угла поворота плоскости поляризации таким способом сопряжено со значительными погрешностями, поскольку трудно найти достаточно точно положение поляризатора P , соответствующее именно максимальному затемнению поля зрения. Поэтому при измерениях обычно применяют **полутеневого метод**, в котором установка производится не на темноту поля зрения, а на равную яркость полей сравнения.

Идея этого метода в следующем. Пусть поляризатор P (рис.1) состоит из двух частей (1 и 2), плоскости которых образуют между собой угол α . Тогда естественный свет, прошедший через такой поляризатор, расщелится на два одинаковых по интенсивности плоскополяризованных пучка, плоскости поляризации которых повернуты относительно друг друга на тот же угол α .

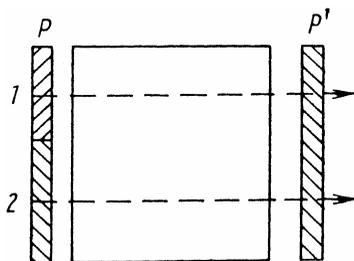


Рис.1

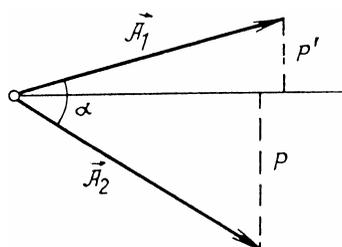


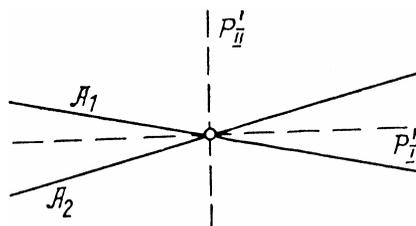
Рис.2

При прохождении через поляризатор P' интенсивности обоих пучков будут зависеть от положения его плоскости относительно направлений колебания светового вектора в обоих пучках. Это поясняет рис.2, где \vec{A}_1 и \vec{A}_2 — световые векторы обоих пучков; P' — плоскость поляризатора P' . Амплитуды колебаний света в пучках, прошедших через поляризатор P' , равны проекциям векторов \vec{A}_1 и

\vec{A}_2 на направление P' . В общем случае эти проекции различны, поэтому и интенсивности обоих пучков будут отличаться друг от друга. Для уравнивания интенсивностей пучков, а следовательно, и яркостей полей сравнения поляризатор P' достаточно повернуть в положение, при котором его плоскость совпадает с биссектрисой угла α .

При введении между поляризаторами P и P' оптически активного вещества плоскости поляризации обоих пучков повернутся на некоторый угол φ и яркости полей сравнения изменятся. Угол φ легко определить: он равен углу, на который следует повернуть поляризатор P' , чтобы опять уравнивать яркости обоих полей.

Рис.3



Чувствительность полутеневого метода. Из рис.3, на котором показаны плоскости колебаний светового вектора обоих пучков (A_1 и A_2), видно, что уравнивание интенсивностей пучков (яркости полей) можно осуществить при двух взаимно перпендикулярных положениях плоскости поляризатора P' (P'_I и P''_I). Причем, если угол α достаточно мал, то чувствительность установки обоих полей на одинаковую яркость в положении P'_I (светлое поле) будет значительно меньше, чем в положении P''_I (полутемное поле).

Действительно, поворот анализатора из положений P'_I и P''_I на одинаковый малый угол $\delta\varphi$ в случае полутемного поля приводит к значительно большему относительному изменению амплитуд колебаний обоих пучков, чем в случае светлого поля.

Именно поэтому угол α делают небольшим (порядка нескольких градусов), и измерения проводят в полутемном поле (отсюда и название *полутеневой*).

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Используемый в работе прибор называется монохроматический круговой поляриметр. Его схема показана на рис.4. Монохроматический свет от натриевой лампы *1* проходит через поляризатор *2*. Одна часть светового пучка проходит затем через кварцевую пластинку *3*, которая поворачивает плоскость поляризации на небольшом углу порядка нескольких градусов. Далее свет проходит через трубку *4* с исследуемым веществом, поляризатор *5* и зрительную трубу. Через окуляр *6* наблюдают световое поле, разделенное на два участка, угол между плоскостями поляризации которых (до поляризатора *5*) равен α .

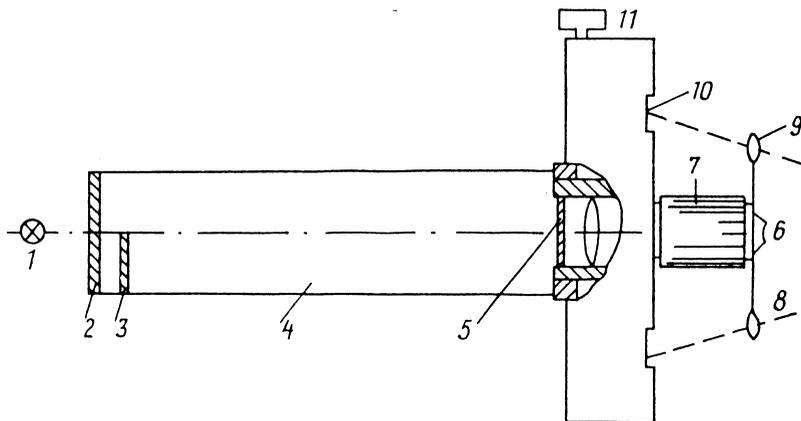


Рис.4

Поворотом муфты *7* зрительную трубку фокусируют на отчетливое видение границ двойного поля. Поворот поляризатора *5* осуществляется вращением маховичка *11*. При этом яркости обоих

участков поля будут изменяться: при уменьшении яркости левого участка яркость правого увеличивается, и наоборот.

Угол поворота поляризатора 5 отсчитывается по шкале лимба 10 через лупы 9. Шкала снабжена двумя нониусами. Цена деления шкалы $0,5^\circ$, цена деления нониуса — $0,02^\circ$. Цифры на нониусе означают: «10» — $0,10^\circ$; «20» — $0,20^\circ$ и т.д. Предел шкалы нониуса $0,50^\circ$, он равен цене деления основной шкалы. Таким образом, отсчет нониуса прибавляется к целому или полуцелому числу градусов по основной шкале. Нуль шкалы соответствует одинаковой яркости обеих частей светового поля в отсутствие оптически активного вещества.

Исследуемый раствор наливают в стеклянные трубки. Трубка с раствором вставляется в вырез в трубе прибора и закрывается откидной крышкой во избежание проникновения постороннего света при измерениях.

ЗАДАНИЕ 1

Определение точности измерений

1. Выньте из прибора трубку для раствора, закройте крышкой вырез трубы и включите лампу осветителя. Измерения рекомендуются начинать через 10 мин после включения этой лампы.

2. Сфокусируйте зрительную трубку на отчетливое видение границ двойного поля. Убедитесь, что установку полей на одинаковую яркость можно осуществить при двух взаимно перпендикулярных положениях поляризатора 5.

3. После этого установите поляризатор 5 на равную яркость полей сравнения в **светлом** поле. Если яркость полей окажется чрезмерной для глаза, то необходимо ввести дополнительный светофильтр, установив его перед поляризатором 5.

4. Потренировавшись на установку одинаковой яркости полей сравнения, произведите затем эту операцию не менее семи раз и запишите соответствующие отсчеты N_i по одному из нониусов. Если нулевой штрих нониуса смещен относительно нуля шкалы лим-

ба по часовой стрелке, то отсчет следует брать со знаком «+», если против часовой стрелки — со знаком «-».

5. Затем поверните поляризатор 5 на 90° (в полутеневое положение). В этом положении также не менее семи раз произведите установку поляризатора на равенство яркостей полей и запишите соответствующие отсчеты по тому же нониусу.

6. Вычислите для обоих случаев среднеквадратичный разброс отсчетов около среднего значения:

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{1}{n} \sum (\Delta N_i)^2}. \quad (2)$$

где n — число измерений, $\Delta N_i = N_i - \langle N \rangle$.

В полутеневом методе при правильной настройке прибора разброс должен быть значительно меньше.

ЗАДАНИЕ 2

Определение угла поворота плоскости поляризации

1. Прежде всего, необходимо определить нулевой отсчет при наличии трубки с растворителем. Для этого налейте в трубку растворитель (дистиллированную воду) — до появления выпуклого мениска. Затем на конец трубки надвиньте стеклянное оконце, наложите резиновую прокладку и завинтите муфту (не очень туго!). Удалите загрязнения и следы жидкости с наружных частей оконцев. (Эта часть работы, возможно, уже выполнена сотрудниками лаборатории.)

2. Установите трубку в приборе и сфокусируйте окуляр на четкое видение границ раздела двойного поля.

3. Поворотом поляризатора 5 (см. рис.4) — маховичком II — тщательно уравнивайте яркость полей и запишите соответствующий отсчет по нониусу. Это измерение сделайте не менее пяти раз. Среднее значение этих отсчетов определяет нулевой отсчет N_0 .

4. Аналогичную операцию проделайте для всех растворов сахара с известными концентрациями и для одного раствора с неизвестной концентрацией. Результаты измерений занесите в табл.1.

Таблица 1

n	N ₀	c, г/см ³			
		N	N	N	N
1					
...					
7					
<N>					
ΔN					

5. Вычислите для каждого раствора угол поворота φ плоскости поляризации, постройте график зависимости φ от концентрации c. (график).

6. Используя построенный график в качестве градуировочного, определите по нему неизвестную концентрацию раствора c_x.

7. Вычислите по формуле (1) для каждого раствора удельное вращение [α] и его среднее значение (длина трубки указана на самой трубке).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Белый свет проходит через поляризатор, оптически активное вещество и отражается от зеркала в обратном направлении. Будет ли поляризатор задерживать отраженный свет?

2. Каковы преимущества полутеневого метода?

3. Можно ли кварцевую пластинку в данном поляриметре поместить перед поляризатором 2 (см. рис.4)?

4. На какую часть прибора фокусируется зрительная трубка?

5. Почему при работе с поляриметрами необходимо применять светофильтр?

Работа 1.8

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель: исследование явления магнитного вращения плоскости поляризации света и определение постоянной Верде воды.

ВВЕДЕНИЕ

В 1846 г. Фарадей обнаружил, что оптически неактивное вещество, будучи помещенным в магнитное поле, поворачивает плоскость поляризации проходящей световой волны. Это явление наблюдается в любых прозрачных веществах — твердых, жидких, газообразных. Таким образом, присутствие магнитного поля способствует превращению среды в оптически анизотропную.

Качественное объяснение эффекта Фарадея заключалось в следующем. Линейно поляризованный свет можно представить как суперпозицию двух лево- и правополяризованных по кругу компонент, показатели преломления n_+ и n_- которых различны при прохождении света вдоль магнитного поля. Вследствие этого право- и левополяризованные составляющие распространяются с разной фазовой скоростью, приобретая при этом разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации света с длиной волны λ поворачивается на угол

$$\varphi = \pi l(n_+ - n_-) / \lambda ,$$

где l — длина пути света в среде.

В случае небольших магнитных полей, разность показателей преломления прямо пропорционален напряженности магнитного поля H , что приводит к линейной зависимости от H угла поворота плоскости поляризации φ :

$$\varphi = \frac{f\omega \cos \theta}{2cn_0} lH , \quad (1)$$

где ω — частота света; n_0 — показатель преломления среды в отсутствие магнитного поля H ; c — скорость света в вакууме; θ — угол между вектором магнитного поля и направлением распространения волны; f — постоянная, зависящая от природы вещества. Постоянная f может быть как отрицательной, так и положительной. Если $f > 0$ и векторы \vec{H} (внешнего магнитного поля) и \vec{k} параллельны друг другу ($\cos \theta = 1$), то направление вращения плоскости поляризации совпадает с направлением вектора \vec{k} . При этом, если смотреть вдоль вектора \vec{k} , плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке вправо. Такие вещества называются *правовращающими*. В случае левовращающих веществ $f < 0$, и плоскость поляризации поворачивается против часовой стрелки влево.

Из выражения (1) вытекает, что абсолютная величина угла поворота максимальна, когда волновой вектор \vec{k} коллинеарен вектору магнитного поля \vec{H} . Коэффициент $\rho = f\omega/2cn_0$ называют *постоянной Верде*. Следовательно, при $\cos \theta = 1$ формулу (1) можно записать в виде:

$$\varphi = \rho l H . \quad (2)$$

Подчеркнем, что при заданном направлении магнитного поля направление вращения плоскости поляризации (по отношению к волновому вектору \vec{k}) в случае изменения знака \vec{k} меняется на обратное: правое вращение переходит в левое, и наоборот. Поэтому, если луч проходит один путь дважды (например, после отражения от зеркала), то суммарный угол поворота φ будет вдвое больше, чем после одного прохождения.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа проводится на приборе, называемом сахариметром. Оптическая схема сахариметра показана на рис.1. Свет от лампы 1 проходит через поляризатор 2, исследуемое вещество 3, компенсатор 4 и поляризатор 5.

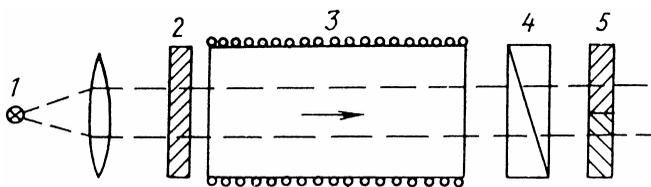


Рис.1

Компенсатор состоит из двух кварцевых клиньев: неподвижного правовращающего и подвижного — левовращающего. Перемещая подвижный клин перпендикулярно к оптической оси прибора, можно скомпенсировать любой поворот плоскости поляризации в исследуемом веществе.

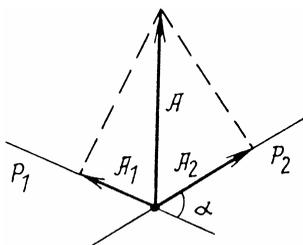


Рис.2

Поляризатор 5 состоит из двух частей, плоскости которых P_1 и P_2 (рис.2) образуют между собой небольшой угол α . При прохождении плоскополяризованного света через такой поляризатор в поле зрения окуляра прибора образуются два световых поля сравнения.

В общем случае амплитуды A_1 и A_2 колебаний, пропущенных каждой частью поляризатора 5, будут различны (это видно из рис.2, где \vec{A} — световой вектор падающего плоскополяризованного света). Следовательно, различными будут и яркости обоих полей сравнения. Яркости полей станут равными, если плоскость колебаний светового вектора \vec{A} установить симметрично относительно направлений P_1 и P_2 . Это осуществляется перемещением клина компенсатора. При этом существует два взаимно перпендикулярных положения вектора \vec{A} симметричных относительно направлений P_1 и P_2 . Однако установка обоих полей сравнения на одинако-

вую яркость для этих двух положений имеет разную чувствительность (см. работу 1.7). В данной работе используется полутеневого метод (см. работу 1.7).

Внешний вид сахариметра показан на рис.3. Здесь 1 — осветительная головка, в которой находятся лампочка, линза, светофильтр и поляризатор; 2 — соленоид, в который вставляют трубку с исследуемой жидкостью; 3 — измерительный узел (в нем находятся компенсатор, поляризатор и круговая шкала с нониусом); 4 — отсчетная лупа; 5 — окуляр; 6 — рукоятка для перемещения подвижного клина компенсатора и связанной с ним отсчетной шкалы. Сто делений отсчетной шкалы соответствуют углу $34,62^\circ$.

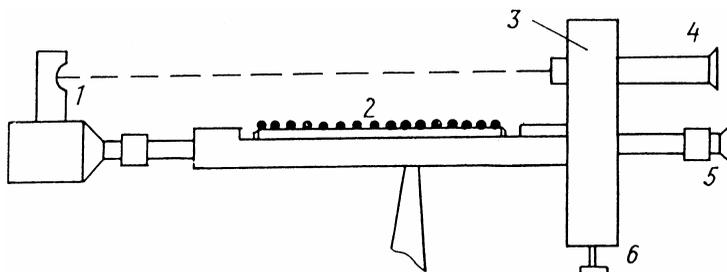


Рис.3

Соленоид питается от сети через выпрямитель, на передней панели которого расположены: регулятор напряжения (справа), вольтметр, амперметр и кнопка (слева) — для подключения соленоид.

ЗАДАНИЕ

Исследование вращения плоскости поляризации

1. Установите в прибор соленоид с трубкой, наполненной дистиллированной водой. Сфокусируйте окуляр, тщательно уравняйте яркости полей сравнения и снимите отсчет. При всех измерениях следует использовать правило знаков: отсчеты вправо от нуля основной шкалы лимба брать со знаком «+», отсчеты

влево — со знаком «-». Отсчеты показаний при помощи нониуса поясняет рис.4. Здесь положение основной шкалы и нониуса соответствует отсчету «-3,25» (нуль нониуса расположен левее нуля основной шкалы на три полных деления, и в левой части нониуса с одним из делений шкалы совмещается деление «25»). Снятие показаний в отсутствие тока через соленоид произвести не менее трех раз, в каждом из которых необходимо добиваться одинаковой яркости полей сравнения. Среднее значение этих отсчетов обозначим через ψ_0 . Полученные данные занести в табл.1.

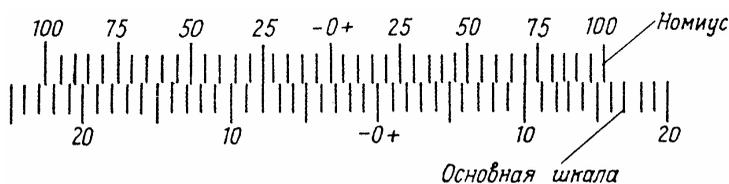


Рис.4

2. Включите выпрямитель, проделайте аналогичные измерения для нескольких значений силы тока I от 2 до 10 А с интервалами 2 А. Измерения производить при включении кнопки на выпрямителе. Во избежание перегрева обмотки соленоида промежутки между двумя последовательными измерениями должен быть не меньше 2 – 3 мин. Результаты занесите в таблицу, обозначив посредством ψ_i среднее значение отсчетов для каждого значения силы тока.

Таблица 1

$I, \text{А}$	$N_1, \text{дел.}$	$N_2, \text{дел.}$	$N_3, \text{дел.}$	$\psi_i = \langle N \rangle$	$\sigma_{\langle N \rangle}$	$\varphi_i, \text{угл. мин}$
...

3. Поменяв местами клеммы обмотки соленоида на выпрямителе, измените направление тока и магнитного поля. После этого повторите измерения для тех же значений силы тока.

4. Рассчитав средние значения ψ_i для каждого значения силы тока в соленоиде, найдите углы поворота плоскости поляризации по формуле $\varphi_i = \psi_i - \psi_0$.

5. Переведите φ_i в угловые минуты, полагая, что 100 делений основной шкалы лимба соответствуют значению φ , равному $34,62^\circ$. Результаты вычислений занесите в таблицу.

По полученным данным постройте график зависимости $\varphi(I)$. График должен иметь вид прямой. Из наклона прямой, т.е. отношения $k = \Delta\varphi/\Delta I$ вычислите постоянную Верде: $\rho = \Delta\varphi/\Delta IN$, где ρ — в угл.мин/А; N — полное число витков соленоида (указано на приборе). Последнее соотношение следует из (2), где $H = nI$, $n = N/l$ — число витков на единицу длины соленоида.

6. Исходя из разброса значений ψ_i , оцените погрешность углового коэффициента наклона графика зависимости $\varphi(I)$. Рассчитайте погрешность измерения постоянной Верде с учетом приближенных значений числа N и величины k . Сравните найденное в работе значение ρ с табличным.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое полутеневого метод и в чем его преимущества?
2. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации при прохождении линейно поляризованного света через образец, помещенный в магнитное поле?
3. Почему в сахариметре необходимо использовать светофильтр?
4. Объясните принцип работы компенсатора.
5. Пусть поля сравнения сахариметра в отсутствие магнитного поля установлены на одинаковую яркость. Какая картина будет наблюдаться, если через соленоид пропускать переменный ток достаточно малой частоты?

Работа 1.9

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ФОТОУПРУГОСТИ

Цель: исследование явления фотоупругости, определение коэффициента фотоупругости плексигласа.

ВВЕДЕНИЕ

Прозрачное изотропное вещество, подвергнутое одностороннему сжатию или растяжению, становится в оптическом отношении эквивалентным одноосному кристаллу, оптическая ось которого совпадает с направлением действия внешних сил. При этом наблюдается явление *двойного лучепреломления*. Свет в деформированной среде разлагается на *обыкновенный* и *необыкновенный* лучи, которые линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях и распространяются с различными скоростями. Подробнее о двойном лучепреломлении см. разд. 1.6.

Возникновение двойного лучепреломления при сжатии называют *фотоупругостью*. Обычно это явление наблюдают с помощью схемы, приведенной на рис.1, *а*. Исследуемый образец помещают между поляризаторами P и P' . Если они скрещены между собой, т.е. их плоскости составляют между собой угол 90° , то при отсутствии деформации в образце свет, прошедший через поляризатор P , полностью задержится поляризатором P' . Если теперь образец подвергнуть сжатию вдоль оси OO' , составляющей некоторый угол α ($\alpha \neq 0$, $\alpha \neq 90^\circ$) с направлением плоскости P , то линейно поляризованный свет испытает в образце двойное лучепреломление, в результате чего произойдет просветление поля в поляризаторе P' . Это просветление объясняет векторная диаграмма, приведенная на рис.1, *б*. Здесь \vec{A} — амплитуда колебаний линейно поляризованного света, прошедшего через поляризатор P ; $\vec{A} = \vec{A}_o + \vec{A}_e$. \vec{A}_o и \vec{A}_e — амплитуды колебаний обыкновенной и необыкновенной волны в образце. Поляризатор P' сводит оба колебания к одному направлению, причем всегда $A'_o = A'_e$.

Оба колебания возникают из одного линейно поляризованного колебания \vec{A} , поэтому они когерентны и при сведении к одному направлению могут интерферировать.

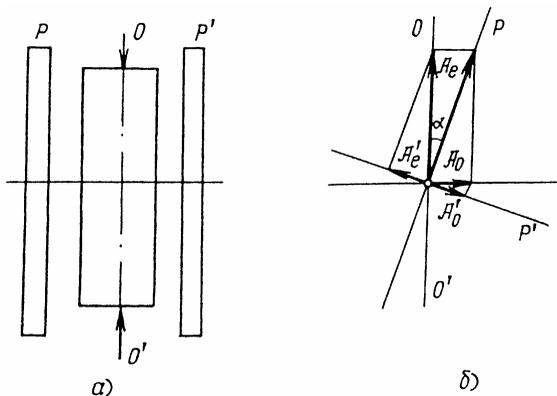


Рис.1

Так как в образце обе волны распространяются с различными скоростями, то для них различны и показатели преломления n_o и n_e . Поэтому после прохождения образца между волнами возникает разность фаз $\delta = 2\pi d(n_o - n_e)/\lambda$, пропорциональная их оптической разности хода $d(n_o - n_e)$, где d — толщина образца.

Амплитуда результирующего колебания, возникающего вследствие интерференции колебаний с амплитудами \vec{A}'_o и \vec{A}'_e , а следовательно, и интенсивность света будут зависеть от разности фаз δ между обыкновенной и необыкновенной волной.

$$A' = A \sin 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}. \quad (1)$$

В области упругих деформаций разность показателей преломления

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (2)$$

где σ — напряжение, испытываемое образцом; k — коэффициент фотоупругости, характеризующий оптические свойства деформируемого вещества и зависящий от длины волны света. Этот коэффициент обычно измеряют в Брюстерах (1 Брюстер = 10^{-12} м²/Н).

Определение коэффициента фотоупругости, как видно из формулы (2), в основном сводится к измерению оптической разности

хода. Для этой цели используют кварцевый клин, оптическая ось OO' которого направлена перпендикулярно к ребру его преломляющего угла и лежит в плоскости самого клина (преломляющий угол клина — всего несколько минут, фактически он используется как плоскопараллельная пластинка переменной толщины).

Если клин поместить между скрещенными поляризаторами, то можно наблюдать систему интерференционных полос, параллельных его ребру. Полосы образуются потому, что разность хода $d(n_o - n_e)$, возникающая в клине, изменяется вдоль него вместе с толщиной d , давая последовательно интерференционные максимумы и минимумы. Переход от данного максимума к соседнему соответствует изменению оптической разности хода на целую длину волны λ . Таким образом, ширине полосы, т.е. расстоянию между центрами соседних максимумов (или минимумов), соответствует изменение разности хода, равное λ .

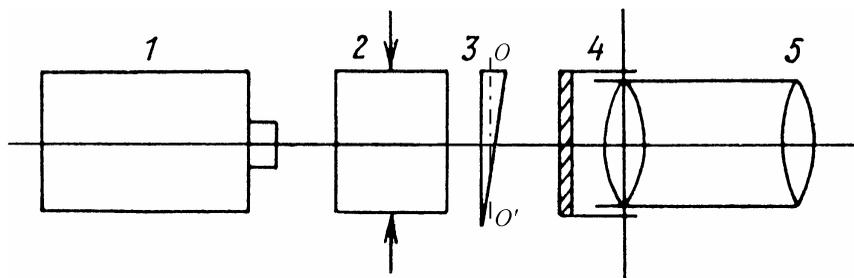


Рис.2

Если кварцевый клин 3 поместить между образцом 2 и поляризатором 4 в схеме рис.2 и образец подвергнуть сжатию, то обнаруживается смещение всех полос, обусловленное возникновением дополнительной разности хода в самом образце. Смещение полос на долю η от ширины полосы соответствует изменению разности хода на величину $\eta\lambda$. Таким образом, измерив величину относительного смещения полос η и зная длину волны λ , можно определить разность хода в образце и по формуле (2) коэффициент фотопругости

$$k = \eta\lambda / \sigma d . \quad (3)$$

Интерференция поляризованных волн лежит в *основе метода фотоупругости*: из прозрачных изотропных материалов (например, плексигласа) изготавливают модели различных непрозрачных деталей и исследуют их описанным способом. Это позволяет решать ряд важных вопросов, связанных с наличием и распределением деформаций и напряжений в моделируемых деталях.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Используемая в данной работе установка состоит из двух основных частей — оптической и нагрузочной.

Оптическая схема установки показана на рис.2. Здесь 1 — лазер, 2 — исследуемый образец, 3 — кварцевый клин (при необходимости его можно выводить из хода лучей), 4 — поляризатор, 5 — зрительная труба с окуляром-микрометром.

Пучок, выходящий из лазера, немного расширен (с помощью вспомогательного объектива) и плоскополяризован, поэтому поляризатор P перед образцом не нужен.

Нагрузочное устройство (пресс) представляет собой обычный рычаг с отношением плеч 1:10. Нагрузку прикладывают к концу рычага, снабженному подвесом для гирь.

При подготовке к лабораторной работе ознакомьтесь с пп.1 – 4 «Методических рекомендаций».

ЗАДАНИЕ

Определение коэффициента фотоупругости

1. Включите лазер (с помощью лаборанта), выведите кварцевый клин из хода лучей. Вращая оправу поляризатора 4 (см. рис.2), добейтесь полного затемнения поля зрения.

2. Установите образец под ненагруженный пресс так, чтобы его полированные поверхности были перпендикулярны к падающему свету. Введите в ход лучей кварцевый клин — в поле зрения окуляра должно появиться не менее двух темных полос.

3. Сфокусируйте окуляр на четкое видение визирного креста. Затем окуляр поверните так, чтобы визирный крест перемещался поперек темной полосы интерференционной картины.

4. Измерьте ширину полосы. Для этого совместите штрих креста последовательно с серединами соседних темных полос (не менее трех раз) и сделайте отсчеты по шкале и барабану окуляра-микрометра. Разность этих отсчетов равна ширине полосы h (в единицах деления шкалы барабана). Найдите среднее значение ширины полосы $\langle h \rangle$.

5. Постепенно нагружая рычаг прессы, найдите смещения Δh_i одной из темных полос при различных нагрузках P_i . Для этого совместите штрих креста с серединой этой темной полосы и сделайте отсчеты y_i по шкале и барабану окуляра-микрометра. Эту операцию повторите не менее трех раз. Результаты измерений занесите в табл.1. По разности отсчетов найдите смещения $\Delta h_i = \langle y_i \rangle - \langle y_1 \rangle$ (в единицах деления шкалы барабана).

Таблица 1

i	P , кг	y_i , дел.			$\langle y_i \rangle$	Δh_i , мм	η_i
		1	2	3			
1	0						

6. Вычислите относительные смещения $\eta_i = \Delta h_i / \langle h \rangle$ для соответствующих нагрузок P_i .

7. Постройте график зависимости $\eta(P)$. Этот график должен быть линейным, выходящим из начала координат. Графически или методом парных точек найдите среднее значение отношения $\langle \eta / P \rangle$, оцените погрешность и вычислите затем коэффициент фотопругости (в Брюстерах) по формуле

$$k = \frac{1}{10} \lambda b \langle \eta / P \rangle,$$

где λ — длина волны света; b — ширина образца (в направлении, перпендикулярном к ходу лучей).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление двойного лучепреломления? Как ориентирована плоскость поляризации в обыкновенном и необыкновенном лучах?

2. Почему угол α , между направлением сжатия образца и плоскостью пропускания поляризатора P , не может быть равным 0 или 90° ?

3. Какая картина будет наблюдаться через окуляр, если сжатие образца производить в отсутствие кварцевого клина? В чем преимущества использования кварцевого клина?

4. Будет ли наблюдаться интерференционная картина, если плоскость поляризатора A (см. рис.2) ориентировать параллельно плоскости поляризации света, выходящего из лазера?

5. Какую роль играет поляризатор P' в схеме рис.1, a ?

6. От чего зависит ширина наблюдаемой в окуляр интерференционной полосы?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Светозаров В.В. Элементарная обработка результатов измерений. М.: МИФИ, 2005.
2. Светозаров В.В. Основы статистической обработки результатов измерений. М.: МИФИ, 2005
3. Бутиков Е. И. Оптика. М.: Высшая школа, 1986.
4. Крауфорд Ф. Волны. М.: Наука, 1974.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
6. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. М.: Наука, 1988.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.4. Оптика. М.: Наука, 1980.
8. Фейнмановские лекции по физике. Вып.3. Гл. 26 — 36. М.: Мир, 1976.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
10. Лабораторный практикум «Оптика» / Под ред. Д.А. Самарченко. В 3-х частях. Ч. 2: *Учебное пособие*. М.: МИФИ, 2009.
11. Лабораторный практикум «Оптика» / Под ред. Д.А. Самарченко. В 3-х частях. Ч. 3: *Учебное пособие*. М.: МИФИ, 2009.

СОДЕРЖАНИЕ

ИЗМЕРЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН	3
ОСНОВНЫЕ ПРАВИЛА РАБОТЫ В ЛАБОРАТОРИИ КАФЕДРЫ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ.....	8
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ.....	11
1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ПОЛЯРИЗАЦИЯ.....	15
1.1. Волновое уравнение.....	15
1.2. Плоская монохроматическая волна	16
1.3. Преломление и отражение электромагнитных волн на границе двух диэлектриков.....	19
1.4. Перенос энергии в электромагнитной волне	20
1.5. Геометрическая оптика.....	21
1.6. Поляризация плоской монохроматической волны	30
Работа 1.1. Исследование электромагнитных волн.....	39
Работа 1.2. Распространение электромагнитного импульса в кабеле....	44
Работа 1.3. Изучение зрительной трубы	49
Работа 1.4. Моделирование телеобъектива.....	55
Работа 1.5. Исследование дисперсии стеклянной призмы.....	60
Работа 1.6. Изучение поляризованного света	68
Работа 1.7. Изучение естественного вращения плоскости поляризации	75
Работа 1.8. Изучение магнитного вращения плоскости поляризации ...	82
Работа 1.9. Изучение явления фотоупругости	88
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	94

**Лабораторный практикум
«Оптика»**

Под редакцией Д. А. Самарченко

Часть 1

Переиздание

Редактор *М.В. Макарова*

Подписано в печать 04.02.2009. Формат 60×84 1/16

Печ. л. 6,0. Уч.-изд. л. 6,0. Тираж 2150 экз.

Изд. № 005-1. Заказ № 378

Московский инженерно-физический институт

(государственный университет).

Типография МИФИ.

115409, Москва, Каширское шоссе, 31