

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
АЭРОКОСМИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

Е. Н. Котликов, Ю. А. Новикова,
Г. В. Терещенко

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Учебно-методическое пособие



УДК 535(075)
ББК 22.34я73
К73

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор *И. Ч. Машек*;
доктор физико-математических наук, профессор *В. А. Полищук*

Утверждено

редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия
Протокол № 6 от 10 сентября 2019

Котликов, Е. Н.

К73 Волновая оптика: учеб.-метод. пособие / Е. Н. Котликов,
Ю. А. Новикова, Г. В. Терещенко / под ред. Котликова Е. Н. –
СПб.: ГУАП, 2019. – 118 с.

Учебно-методическое пособие «Волновая оптика» содержит темы по 2-й части курса «Физика – Оптика»; спецкурсам «Прикладная оптика», «Оптика лазеров». Предназначено для студентов технических факультетов всех специальностей, бакалавров и магистров, а также аспирантов по специальности «Оптика».

УДК 535(075)
ББК 22.34я73

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее учебно-методическое пособие рассчитано на учебные дисциплины для специалистов, бакалавров и магистров по дисциплинам «Физика», «Прикладная оптика», «Оптика лазеров». Пособие предназначено для углубленного изучения некоторых разделов физики, которые необходимы в учебных дисциплинах специальности «Оптехника».

Учебное пособие состоит из четырех разделов, охватывающих все вопросы волновой оптики.

В первой части рассмотрены лекционные материалы, входящие в курс физики. В основе всей оптики лежит система уравнений Максвелла [1–3]. Она представлена в интегральной форме, которую обычно дают студентам второго семестра. Задана система уравнений, описывающая источники формирования и определяющая распространение электромагнитных волн в пространстве при прохождении света через границу раздела сред. Основными волновыми свойствами, характеризующими процесс распространения электромагнитных волн в среде, являются интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия [1–3]. Дополнительно к разделу общего курса физики представлены основы анализа оптических спектров в однородных и слоистых системах.

Во второй части рассмотрены практические занятия с использованием специального программного обеспечения [4–6]. Дано описание виртуальных компьютерных работ по основным вопросам волновой оптики [6]. Дополнительно к общему курсу физики описан синтез интерференционных покрытий различного назначения: просветляющих и отражающих (зеркальных) покрытий [4, 5].

В третьей части содержатся материалы по лабораторным работам, находящимся в учебной лаборатории по оптике [7]. К ним относятся: бипризма Френеля, кольца Ньютона, дифракция плоских волн на щели, поляризация света, закон Малюса и определение длин волн спектральных линий с помощью спектрометра. Все лабораторные работы охватывают разделы физики – оптика и физическая теория дифракции электромагнитных волн. В конце каждой работы приведены контрольные вопросы, которые встречаются как при выполнении самих работ, так и в тестах по физике. Приведены описания спектрофотометрических приборов, используемых в лабораторных работах [8–9] и правил выполнения лабораторных работ [10].

В четвертой части даны задачи для практических занятий и контрольных работ. Основные уравнения, требующиеся при решении задач приведены в первом разделе и затрагивают все основные свойства электромагнитных волн и законы их распространения [11].

РАЗДЕЛ 1. ЛЕКЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ

1.1. Уравнения Максвелла

«Теперь нам навряд ли удастся уклониться от вывода о том, что свет представляет собой поперечные колебания той же среды, которая создает электрические и магнитные явления» (Джеймс Клерк Максвелл, 1862).

Четыре уравнения Максвелла – краеугольный камень современной физики и ее самый серьезный шаг вперед со времени создания теории Всемирного тяготения. Они описывают электрическое и магнитное поля как две стороны одной монеты. Оба поля – проявление одной и той же сущности – электромагнитной волны.

Электромагнитные волны представляют собой процесс распространения колебаний электромагнитного поля. Отметим, что основные закономерности волновых процессов носят универсальный характер и в равной степени справедливы для волн различной физической природы: механических и электромагнитных волн.

Однако, в отличие от механических волн, распространение которых всегда происходит в какой-либо среде, электромагнитные волны могут распространяться в пустоте.

Существование электромагнитных волн было теоретически предсказано британским ученым Дж. К. Максвеллом в результате анализа предложенной им системы уравнений, описывающих электромагнитное поле. В 1860 годах Максвелл показал, что электромагнитное поле в вакууме может существовать и в отсутствие источников – зарядов и токов. Поле без источников, т. е. с источниками, удаленными на бесконечность, имеет вид волн, распространяющихся с конечной скоростью $\bar{c} = 3 \cdot 10^8$ м/с, в которых векторы электрического \bar{E} и магнитного \bar{B} полей в каждый момент времени в каждой точке пространства перпендикулярны друг другу и перпендикулярны направлению распространения волн.

В 1880 годы электромагнитные волны были открыты экспериментально немецким физиком Генрихом Герцем.

Электромагнитные волны могут иметь самые разные длины волн и охватывают широкий спектр, выходящий далеко за пределы обычного видимого света. Наибольшей длиной волны обладают радиоволны (метры, километры), длины волн видимого света сопоставимы с расстояниями между атомами, а наивысшей частотой обладают рентгеновские и гамма-лучи. В настоящее время электромагнитные волны используются для связи – интернет, радио, телевидение, сотовая связь. Они могут переходить в тепловую энергию

(микроволновые печи) и использоваться в исследовательских целях (электронные микроскопы, медицинская рентгеноскопия).

Совпадение скорости электромагнитных волн с измеренной за долго до их открытия скоростью света послужило отправной точкой для отождествления света с электромагнитными волнами и создание электромагнитной теории света.

Рассмотрим законы, которым подчиняется поведение электрического \vec{E} и магнитного \vec{B} полей, лежащие в основе теории электромагнетизма. Эти законы, являющиеся обобщением опытов, формулируются в интегральной форме, так как именно в таком виде обычно выражают данные эксперимента. Кроме того, в такой форме они доступны для понимания студентов второго курса технических специальностей. Используя основные положения векторного анализа, можно записать эти законы электромагнитного поля в дифференциальной форме, что потребует знания специальных разделов векторной алгебры.

Будем рассматривать электромагнитное поле в веществе, изотропно заполняющем пространство. Значения векторов \vec{E} и \vec{B} получаются при усреднении микроскопических величин $\langle \mathbf{E}_{\text{микр}} \rangle = \mathbf{E}$ и $\langle \mathbf{H}_{\text{микр}} \rangle = \mathbf{H}$. Такая запись позволяет оперировать с мгновенными напряженностями электрического и магнитного полей в любой точке пространства. Здесь и дальше мы будем использовать два способа обозначения векторов. Во-первых, выделение жирным шрифтом, а во-вторых, стрелкой наверху $\mathbf{E} \equiv \vec{E}$ и $\mathbf{H} \equiv \vec{H}$.

Усреднение микроскопических значений законно в том случае, если линейные размеры области, где $\langle \mathbf{E}_{\text{микр}} \rangle$ и $\langle \mathbf{H}_{\text{микр}} \rangle$ можно считать неизменными, значительно превышают размеры атомов (молекул). Длина волны λ является тем отрезком, на котором напряженность поля сильно изменяется. Поэтому усреднение можно проводить лишь в том случае, когда λ значительно больше атомных размеров. Такое неравенство соблюдается для всего оптического диапазона спектра, включая короткие ультрафиолетовые лучи. Сложнее обстоит дело в рентгеновской области спектра, где $\lambda \ll 10^{-10}$ м, т. е. того же порядка, что и размеры атомов. В рамках данного издания количественные оценки будут проводиться лишь для оптического диапазона спектра, где законность усреднения микроскопических уравнений поля не вызывает сомнений.

В основе системы уравнений Максвелла лежат сформулированные на ранних этапах основные законы для электрических и магнитных полей. Закон Кулона лежит в основе теоремы Гаусса о потоке вектора смещения электрического поля:

$$\oint_S \bar{D}_n d\bar{S} = 4\pi \int_V \rho dV, \quad (1.1.1)$$

где ρ – объемная плотность зарядов, $\bar{D} = \epsilon\epsilon_0 \bar{E}$ – вектор электрического смещения или вектор электрической индукции. Т.е. вектор электрической индукции \bar{D} равен произведению электрической постоянной $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м на диэлектрическую проницаемость среды ϵ и на вектор напряженности электрического поля \bar{E} .

Отсюда переходим к дифференциальной форме закона

$$\text{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (1.1.2)$$

Выражения (1.1.1) и (1.1.2) полученные из уравнений электростатики, обобщаются Максвеллом для переменных полей, где \mathbf{D} и ρ зависят от времени.

Отсутствие в природе магнитных зарядов (монополей) приводит к выражению для индукции \mathbf{B} магнитного поля \mathbf{H} :

$$\oint_S \bar{B}_n d\bar{S} = 0, \quad (1.1.3),$$

где $\bar{B} = \mu\mu_0 \bar{H}$. То есть вектор магнитной индукции \bar{B} равен произведению магнитной постоянной $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м на магнитную проницаемость среды μ и на вектор напряженности магнитного поля \bar{H} .

Выражение (1.1.3) преобразуется к дифференциальному виду

$$\text{div} \mathbf{B} = 0. \quad (1.1.4)$$

Эти формулы соответствуют хорошо известным модельным представлениям о силовых линиях электрического поля, начинающихся на положительных зарядах и заканчивающихся на отрицательных. При этом линии магнитного поля замкнуты и охватывают породившие их токи. Введение понятия линий электрического и магнитного полей совершенно не обязательно (смысл законов содержится в приведенных формулах), но, как и во многих других случаях, наглядность модельных представлений помогает пониманию явления.

Для описания свойств электрического тока, сформулируем основной закон о зависимости напряженности магнитного поля от силы породившего его тока. Этот закон обычно связывают с именами *Био, Савара и Лапласа*. Запишем его в виде, который называют *теоремой о циркуляции вектора \bar{H}* :

$$\oint_L \bar{H}_l d\bar{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S \bar{j}_n d\bar{S}, \quad (1.1.5),$$

где j_n – проекция вектора тока проводимости $\vec{j}_{\text{пров}}$ на контур S , c – скорость света в вакууме.

Дифференциальная форма закона Био–Савара–Лапласа получается путем применения теоремы Стокса к равенству (1.1.5) и описывает плотность тока \mathbf{j} с напряженностью магнитного поля в данной точке:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (1.1.6)$$

Максвелл для этого закона ввел ток смещения $\vec{j}_{\text{см}}$, плотность которого удовлетворяет соотношению

$$\vec{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (1.1.7)$$

и общее значение для плотности тока имеет вид $\vec{j}_{\text{полн}} = \vec{j}_{\text{пр}} + \vec{j}_{\text{см}}$, которая и фигурирует в уравнении (1.1.6).

Последним уравнением в системе уравнений Максвелла является закон электромагнитной индукции Фарадея – закон электромагнитной индукции.

$$\mathbf{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}, \quad (1.1.8)$$

в котором электродвижущая сила $\mathbf{E}_{\text{инд}}$, возникающая в замкнутом контуре, связывается со скоростью изменения потока магнитной индукции Φ , пронизывающего этот контур.

При соблюдении некоторых условий эксперимента (в частности, если контур с током неподвижен и не деформируется за время измерений) справедлива следующая интегральная запись закона индукции Фарадея:

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_S \vec{B}_n d\vec{S}. \quad (1.1.9)$$

Хорошо известны соображения о вихревом характере электрического поля, порождаемого изменяющимся во времени магнитным полем. Это переменное электрическое поле существенно отличается от потенциального электростатического поля, создаваемого системой неподвижных электрических зарядов. В последующем нас будет интересовать именно переменное электрическое поле.

Но, как было показано Максвеллом, наличие переменного электрического поля с неизбежностью приводит к возникновению связанного с ним магнитного поля и поэтому нужно говорить о едином

электромагнитном поле, характеризуемом в каждой точке пространства взаимосвязанными ортогональными векторами \vec{E} и \vec{B} .

Введение Максвеллом понятия тока смещения вначале выглядело как гениальная догадка. Но несовместимость сформулированного уравнения электромагнитного поля (1.1.6) и уравнения непрерывности выражающего одно из самых общих свойств материи – закон сохранения электрического заряда с неизбежностью приводит к необходимости введения дополнительного слагаемого в правую часть уравнения поля.

Окончательно мы можем написать следующую систему уравнений:

$$\oint_S \vec{D}_n d\vec{S} = 4\pi \int_V \rho dV; \quad (1.1.10a)$$

$$\oint_S \vec{B}_n d\vec{S} = 0; \quad (1.1.10б)$$

$$\oint_L \vec{H}_l d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S (\vec{j}_{np} + \frac{1}{4\pi} \frac{d\vec{D}}{dt}) d\vec{S}; \quad (1.1.10в)$$

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_S \vec{B}_n d\vec{S}. \quad (1.1.10г)$$

В заключении приведем некоторые уравнения, учитывающие соотношение между векторами $\vec{E}, \vec{D}, \vec{B}, \vec{H}, \vec{j}$. При отсутствии ферромагнитных и сегнетоэлектрических материалов для изотропных сред можно записать эти уравнения при помощи трех констант: σ (электропроводность), ϵ (диэлектрическая проницаемость) и μ (магнитная проницаемость), постулируя линейную связь между \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} , \vec{j} и \vec{E} .

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (1.1.11)$$

где ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума, ϵ и μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемость среды.

В уравнениях Максвелла содержится и значение скорости распространения электромагнитных волн: туда входит комбинация – $\epsilon_0\mu_0$, через которую может быть выражена скорость света в вакууме:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}, \quad (1.1.12),$$

а также значения относительной диэлектрической и магнитной проницаемости, определяющие скорость в среде.

Система уравнений, включающая в себя уравнения электромагнитного поля, «материальные» соотношения и граничные условия, названа *системой уравнений Максвелла* и играет в электродинамике ту же роль, что и аксиоматика уравнений Ньютона в классической механике. Все результаты, изложенные ниже основаны на решении этой системы уравнений.

1.2. Электромагнитные волны

Электромагнитное излучение, распространяющееся в среде, характеризуется амплитудой колебаний электрического \mathbf{E} или магнитного \mathbf{H} вектора напряженности поля излучения, частотой излучения $\omega = 2\pi\nu$, состоянием поляризации и направлением распространения, определяемым волновым вектором \vec{k} , где $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$. Относительно падающего на покрытие излучения делается предположение, что оно описывается плоской линейно-поляризованной монохроматической волной с фронтом бесконечной ширины.

Для плоской электромагнитной волны в изотропной среде можно записать связь между \mathbf{E} и \mathbf{H} :

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}\vec{E} = \sqrt{\mu\mu_0}\vec{H}. \quad (1.2.1)$$

Для определения потока вектора плотности электромагнитного поля используют вектор Умова–Пойтинга (\mathbf{S}), который задается векторным произведением векторов напряженности электрического и магнитного полей;

$$\vec{S} = \left| \vec{E} \times \vec{H} \right|. \quad (1.2.2)$$

Поскольку действующим началом электромагнитной волны практически во всех случаях является напряженность электрического поля, в дальнейшем будем писать все уравнения для \mathbf{E} .

Уравнение плоской монохроматической волны в изотропной среде имеет вид

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{i\omega[t - \vec{n} \frac{\vec{k}r}{c}]\}, \quad (1.2.3)$$

где t – время, \mathbf{r} – радиус-вектор, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, i – мнимая единица, \vec{k} – волновой вектор (не путать с коэффициентом экстинкции k) $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$.

Величину $\vec{n} = n - ik$, описывающую оптические свойства среды, называют комплексным показателем преломления. Его веществен-

ная часть n – показатель преломления – равна отношению фазовых скоростей распространения света в вакууме и данной среде, а мнимая часть k – показатель экстинкции (поглощения) – характеризует уменьшение интенсивности излучения в среде в результате поглощения. Иногда комплексный показатель преломления записывают, как $\bar{n} = n(1 - ik)$, и тогда величину \bar{k} называют показателем затухания.

Интенсивность светового потока I , распространяющегося в среде, пропорциональна $|E_0|^2$ и, согласно закону Бугера – Ламберта – Бэра, после прохождения слоя вещества толщиной h связана с начальным значением интенсивности I_0 следующим образом:

$$I = I_0 \exp(-\alpha l) = \exp\left(-4 \frac{\pi k n h}{\lambda_0}\right), \quad (1.2.4)$$

где λ_0 – длина волны излучения в вакууме, $\alpha = 4\pi nk/\lambda_0$ – натуральный показатель поглощения среды.

Величина $A = (I_0 - I)/I_0$, представляющая собой отношение потока излучения, поглощенного телом, к падающему на него потоку, называется поглощением.

Точность вычислений зависит от точности описания данной моделью реального процесса распространения электромагнитного излучения в покрытии. В этой модели есть ряд приближений. Рассмотрение ограничено случаем, когда каждый отдельный слой является однородным и изотропным. Тогда оптические свойства полностью описываются комплексными показателями преломления $\bar{n}_j = n_j - ik_j$, $j = 1, 2, \dots, m+1$ и геометрической толщиной l_j . Величина k_j может быть равна нулю, если в слое нет поглощения.

На практике свет не идеально монохроматичен и коллимирован, и существуют небольшие локальные вариации толщины пленок и подложек. Подложка не всегда ведет себя как элемент многослойной системы, свойства которого зависят от длины волны. При решении некоторых математически более простых задач (анализ однослойных покрытий, синтез многослойных ИП) можно учесть дисперсию ее показателя преломления, а также влияние второй отражающей поверхности подложки на коэффициенты отражения и прозрачности многослойной системы.

1.3. Прохождение света через границу раздела диэлектриков

При прохождении света через границу раздела двух прозрачных сред падающий луч разделяется на отраженный обратно в первую

среду и преломленный во вторую (рис. 1.3.1). Часть света поглощается. Если их интенсивности соответственно обозначим через R и T , а поглощение в среде через A , то будем иметь $R + T + A = 1$.

Поглощение (A) зависит от расстояния, пройденного светом в среде, и не постоянно. В том случае, когда поглощение не равно нулю, оно определяется мнимой частью комплексного коэффициента преломления среды. В этом случае во всех последующих формулах вместо действительного значения показателя n преломления используется \vec{n} .

Угол падения j_1 равен углу отражения j_3 . Угол преломления j_2 связан с углом падения j_1 законом преломления света

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2 \quad (1.3.1)$$

Состояние поляризации отраженного и преломленного света зависит от состояния поляризации падающего излучения. Обозначим амплитуду падающего света величиной E_e . Для удобства рассмотрения различных явлений ее удобно разложить на составляющие: E_p – компоненту, лежащую в плоскости падения и E_s – компоненту, лежащую в плоскости, перпендикулярной к ней. Будем называть их s - и p -компонентами. Тогда интенсивность I определяется как:

$$I = E_e^2 = E_p^2 + E_s^2. \quad (1.3.2)$$

Введем следующие обозначения:

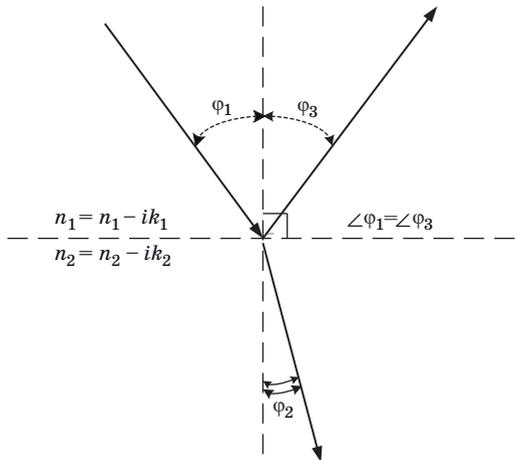


Рис. 1.3.1. Прохождение света через границу двух сред

$$r_s = E_s \sqrt{R_s}, r_p = E_p \sqrt{R_p}; \quad (1.3.3)$$

$$\delta_s = E_s \sqrt{T_s}, \delta_p = E_p \sqrt{T_p}; \quad (1.3.4)$$

где r_s и r_p , δ_s и δ_p — коэффициенты Френеля, характеризующие ослабление амплитуд при отражении и прохождении света на границах раздела, R_s и R_p — коэффициенты отражения; T_s и T_p — коэффициенты пропускания s — и p — составляющих отраженного и проходящего света.

Соотношения между амплитудами и фазами падающей, отраженной и прошедшей волн определяются формулами Френеля [8]

$$r_s = E_s \sqrt{R_s} = \frac{n_1 \cos \varphi_1 - n_2 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}; \quad (1.3.5a)$$

$$r_p = E_p \sqrt{R_p} = \frac{n_1 \cos \varphi_2 - n_2 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_1}; \quad (1.3.5b)$$

$$\delta_s = E_s \sqrt{T_s} = \frac{2n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}; \quad (1.3.5в)$$

$$\delta_p = E_p \sqrt{T_p} = \frac{2n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_1}, \quad (1.3.5г)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления граничащих сред (рис. 1.3.1); j_1 — угол падения в первой среде; j_2 — угол преломления во второй среде.

Формулы Френеля (1.3.5) служат для расчета амплитуд и интенсивностей отраженного и проходящего света на плоской границе раздела двух диэлектриков. Они позволяют рассчитать амплитуды и интенсивности s — и p — составляющих при различных углах падения.

При нормальном падении света амплитудные коэффициенты будут равны

$$r_{k-1,k} = \frac{n_{k-1} - n_k}{n_{k-1} + n_k}; \quad (1.3.6a)$$

$$\delta_{k-1,k} = \frac{2n_{k-1}}{n_{k-1} + n_k}. \quad (1.3.6б)$$

Интенсивность света (коэффициент отражения), отраженного от поверхности прозрачной среды (например, стекла с коэффициентом преломления n_2), будет равна:

$$R = (1 - n_2)^2 / (1 + n_2)^2. \quad (1.3.7)$$

Коэффициенты Френеля позволяют проводить расчеты интенсивности света, отраженного от поверхности или слоистой среды при нормальном и произвольных углах падения.

На основе данной математической модели возможны различные методы описания и расчета оптических свойств многослойной системы. Мы изложим два метода расчета – матричный и рекуррентный методы. Первый из них позволяет получить аналитические формулы спектров отражения и пропускания многослойных покрытий, кроме того достаточно прост при использовании компьютерных методов. Матричный метод особенно удобен при синтезе покрытий с использованием компьютерных методов.

1.4. Свойства электромагнитных волн

1.4.1. Интерференция

Интерференцией световых волн называется сложение двух когерентных волн, вследствие которого наблюдается усиление или ослабление результирующих световых колебаний в различных точках пространства. Для наблюдения явления интерференции волны должны быть когерентны. Когерентными называются волны, имеющие одинаковые частоты, поляризацию, направление распространения и постоянную во времени разность фаз в каждой точке пространства взаимодействия.

Приведенное определение отражает случай абсолютной когерентности, который на практике реализовать не удастся, поскольку даже в генераторе когерентных волн – лазере, такие колебания можно сформировать только на коротком интервале времени в небольшом объеме.

Можно дать еще одно определение когерентности.

Когерентность – это согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Когерентными являются монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты ν .

Излучение источника света складывается из волн, посылаемых множеством атомов. Каждый атом, в свою очередь, излучает свет в виде отдельных коротких импульсов – волновых цугов, длительность которых не превышает 10^{-8} с. Между излучением отдельных атомов отсутствует какая-либо согласованность, поэтому свет, ис-

пускаемый атомами любого источника, некогерентен. Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела также излучают свет независимо друг от друга. Это означает, что свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Средней продолжительностью одного цуга определяется время когерентности $\tau_{\text{ког}}$: если после деления волны на два пучка один из них получит временную задержку, большую продолжительности одного цуга, то такие два пучка не будут взаимно когерентными. Поэтому когерентность существует только в пределах одного цуга.

Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

За время когерентности волна пройдет в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем меньше ширина полосы излучения источника света $\Delta\lambda$, т. е. чем ближе волна к монохроматической, тем больше время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, а следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Например, для белого света $l_{\text{ког}} \sim 1,5$ мкм, а для полупроводниковых лазеров $l_{\text{ког}} \sim 150$ м – 2 км.

Существует два вида когерентности – временная и пространственная. *Временная когерентность волны характеризует сохранение взаимной когерентности при временном отставании одного из таких лучей по отношению к другому.*

При этом мерой временной когерентности служит время когерентности $\tau_{\text{ког}}$ – максимально возможное время отставания одного луча по отношению к другому, при котором их взаимная когерентность еще сохраняется. Временная когерентность определяется степенью монохроматичности.

Пространственная когерентность волны характеризует наличие взаимной когерентности двух световых пучков, взятых из различных точек сечения волны. Мерой пространственной когерентности служит диаметр когерентности – наибольший диаметр круга, мысленно вырезаемый в поперечном сечении волны, при котором любые два пучка, исходящие из различных точек внутри этого круга, еще остаются взаимно когерентными (при нулевой

разности хода). Если из волновой поверхности методом деления волнового фронта выделить два пучка, которые отстоят друг от друга на расстояние, большее диаметра когерентности, то они не будут интерферировать даже при нулевой разности хода.

Как уже указывалось выше, свет, излучаемый реальными источниками, некогерентен. Однако монохроматическая идеализация оказывается полезной при решении многих задач, в частности для определения положения максимумов и минимумов интерференционной картины.

Предположим, что в некоторую точку пространства приходят две монохроматические световые волны, напряженности электрического поля которых $\overline{E_1}$ и $\overline{E_2}$, совершают колебания вдоль одной прямой (тогда можно отвлечься от векторного характера колебаний):

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1), \quad (1.4.1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2), \quad (1.4.2)$$

где E_{01} и E_{02} – амплитуды, φ_1 и φ_2 – начальные фазы, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, $\varphi_{01} = \omega t + \varphi_1$ и $\varphi_{02} = \omega t + \varphi_2$ – фазы колебаний.

Амплитуда результирующего колебания в рассматриваемой точке

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.4.3)$$

Поскольку волны когерентны, то $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim E^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.4.4)$$

Если колебания синфазны (фазы φ_1 и φ_2 одинаковы или отличаются на четное число π), то интенсивность максимальна (рис 1.4.1):

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2. \quad (1.4.5)$$

Если колебания противофазны (фазы φ_1 и φ_2 отличаются на нечетное число π), то интенсивность минимальна (рис. 1.4.2):

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2. \quad (1.4.6)$$

Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспреде-

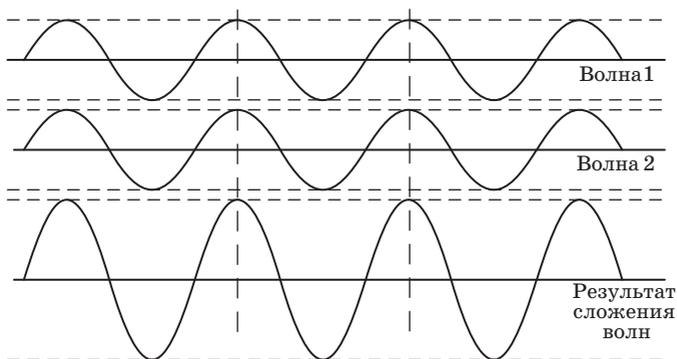


Рис. 1.4.1. Увеличение интенсивности результирующей волны при синфазности колебаний

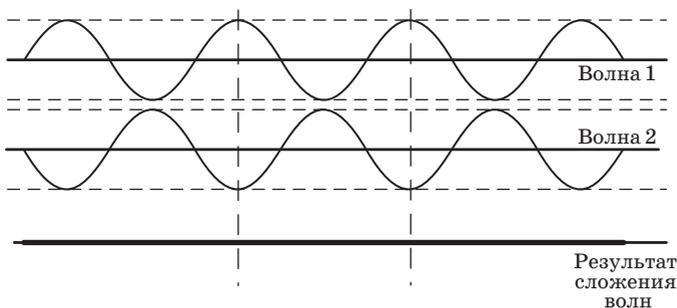


Рис. 1.4.2. Снижение интенсивности результирующей волны при противофазных колебаниях

ние светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называют интерференцией света.

Для некогерентных волн разность фаз колебаний δ хаотически изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = \cos\delta$ равно нулю, и интенсивность (I) результирующей волны всюду одинакова: при $I_1 = I_2$, интенсивность $I = 2I$, (для когерентных волн при указанном условии в максимумах $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$).

Однако наблюдать интерференцию света от реальных (некогерентных) источников можно, если свет от одного и того же источника разделить на два пучка (или несколько пучков) и затем свести эти пучки вместе. Существует два способа деления волны от первичного источника на две когерентные между собой волны:

1. деление волнового фронта (опыты Юнга, Френеля),
2. деление амплитуды (интерференция в тонких пленках).

Пусть в точке Y (в ней фаза колебаний φ_Y равна ωt) произошло разделение волны на две когерентные волны, а до точки Z , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна проходит в среде с показателем преломления n_1 , путь s_1 , а вторая волна проходит путь s_2 в среде с показателем преломления n_2 (рис. 1.4.3).

Тогда в точке Z первая волна возбуждит колебание $E_{01} \cos \omega(t - s_1/v_1)$, вторая — $E_{02} \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ — соответственно фазовая скорость первой и второй волн.

Разность фаз колебаний δ , возбуждаемых волнами в точке наблюдения,

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (1.4.7)$$

(учли, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, где λ_0 — длина волны в вакууме).

Произведение геометрической длины пути s световой волны в данной среде на показатель преломления n этой среды называют оптической длиной пути L .

$$L = ns. \quad (1.4.8)$$

Разность оптических длин проходимых волнами путей Δ — называют оптической разностью хода.

$$\Delta = L_2 - L_1. \quad (1.4.9)$$

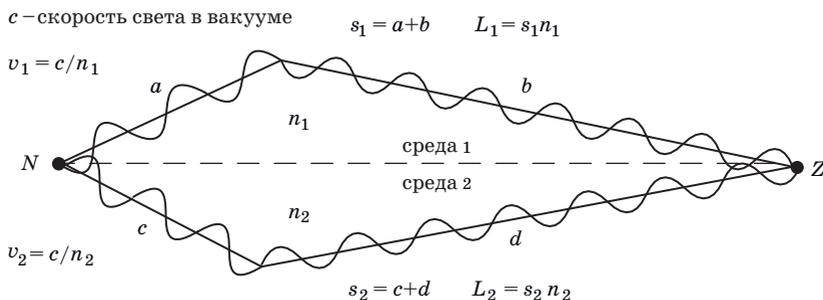


Рис. 1.4.3. Разделение волны на две когерентные волны в точке N с последующим сложением в точке Z

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (1.4.10)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке Z обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, выражение (1.4.10) является условием интерференционного максимума.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (1.4.11)$$

то $\delta = \pm(2m + 1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке Z обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, выражение (1.4.11) является условием интерференционного минимума.

Для наблюдения интерференции света необходимы когерентные источники, излучающие волны с фиксированной разностью фаз. До изобретения лазеров когерентные лучи получали разделением света от одного источника на два пучка (или несколько пучков) и затем накладывали их друг на друга так, чтобы разность хода между интерферирующими лучами была меньше длины когерентности.

Как уже указывалось выше, существует два способа разделения волны от первичного источника на две когерентные между собой волны:

- 1) делением волнового фронта,
- 2) делением амплитуды.

1.4.1а. Интерференция, осуществляемая методом деления волнового фронта

В случае использования метода деления волнового фронта исходящий из источника пучок делится на два, например, проходя через два близко расположенных отверстия либо отражаясь от зеркальных поверхностей.

Метод Юнга (рис. 1.4.4). Роль вторичных когерентных источников S_1 и S_2 , играют две узкие щели, освещаемые одним источником. Источником света им служит щель S , параллельная равноудаленным щелям S_1 и S_2 .

Так как волны, исходящие из S_1 , и S_2 получены разбиением одного и того же волнового фронта, исходящего из S , то они когерентны, и в области перекрытия этих световых пучков (область CD) наблюдается интерференционная картина на экране, расположенном

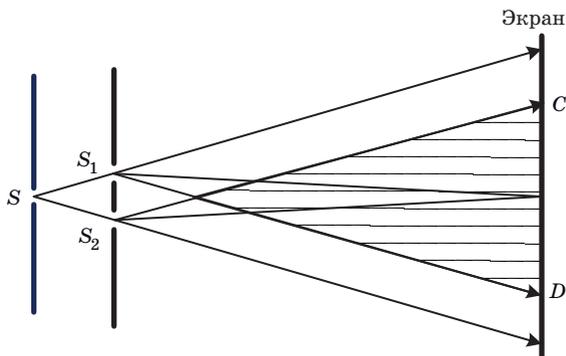


Рис. 1.4.4. Метод Юнга

на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 . Томас Юнг впервые наблюдал в 1801 году явление интерференции и доказал волновую природу света.

Зеркала Френеля (рис. 1.4.5). Свет от источника S падает расходящимся пучком на два плоских зеркала Z_1O и Z_2O расположенных друг относительно друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° .

Световые пучки, отражаясь от зеркал, образуют два мнимых изображения источника S_1 и S_2 , которые действуют как когерентные источники (получены разбиением одного и того же волнового фронта, исходящего из S). Интерференционная картина наблюдается в области взаимного перекрытия отраженных пучков. Экран защищен от прямого попадания света заслонкой.

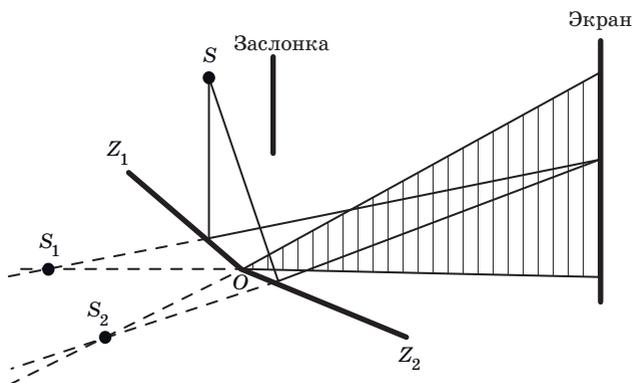


Рис. 1.4.5. Зеркала Френеля

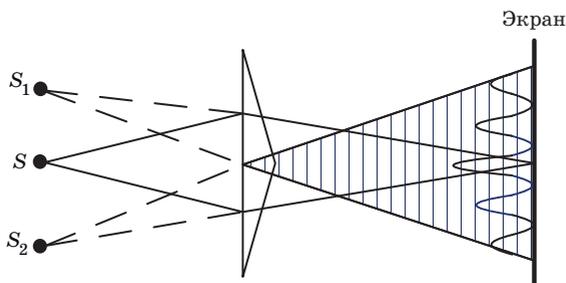


Рис. 1.4.6. Бипризма Френеля

Бипризма Френеля (рис. 1.4.6) образуется двумя одинаковыми сложенными основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от точечного источника S преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. В заштрихованная на рисунке область – это область пересечения преломленных фронтов. В данной области наблюдается интерференционная картина.

1.4.16. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

Две узкие щели S_1 и S_2 (рис. 1.4.7) расположены близко друг к другу и являются когерентными источниками – реальными или мнимыми изображениями источника в какой-то оптической системе.

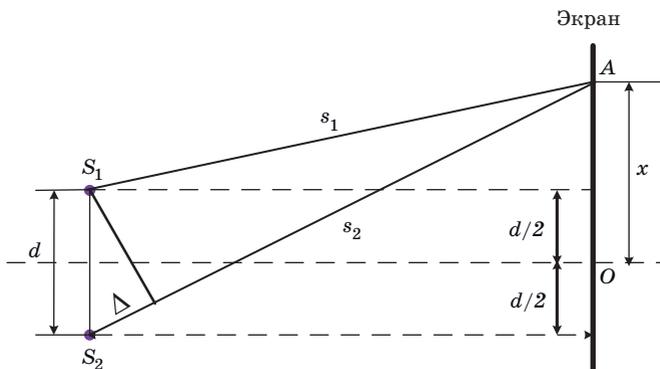


Рис. 1.4.7. Расчет интерференционной картины

Результат интерференции – в некоторой точке А экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l ($l \gg d$). Начало отсчета выбрано в точке О, симметричной относительно щелей.

Интенсивность в любой точке А экрана, лежащей на расстоянии x от О, определяется оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$. Рассматривая прямоугольные треугольники по теореме Пифагора получаем следующие выражения:

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2, \quad (1.4.12)$$

откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$, или $\Delta = s_1 - s_2 = \frac{2xd}{s_1 + s_2}$. (1.4.13)

Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = \frac{xd}{l}. \quad (1.4.14)$$

Подставив найденное значение Δ (21.1) в условия (1.4.10) и (1.4.11), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (1.4.15)$$

а минимумы – в случае, если

$$x_{\min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0 (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.4.16)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое шириной интерференционной полосы, равно

$$b = \frac{l}{d} \lambda_0. \quad (1.4.17)$$

Величина b не зависит от порядка интерференции (от m) и является постоянной для данных l , d и λ_0 . Согласно формуле (1.4.17), b обратно пропорционально d , следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0 = 10^{-7}$ м, поэтому четкая, доступная для визуального наблюдения интерференционная картина имеет место при $l \gg d$ (это условие и принималось при расчете).

Согласно выражениям (1.4.15) и (1.4.16), интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света,

представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум, соответствующий $m = 0$, проходит через точку O . Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы (минимумы) первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) порядков и т. д. Описанная картина справедлива лишь для монохроматического света ($\lambda_0 = \text{const}$). Для белого света (непрерывный диапазон длин волн от 0,39 мкм до 0,75 мкм) интерференционные максимумы смещены друг относительно друга, а потому радужно окрашены. Только для $m = 0$ максимумы для всех длин волн совпадают, и в середине экрана будет белая полоса.

В лабораторных работах рассматриваются различные явления интерференции: интерференция в тонких пленках, (компьютерная лабораторная работа «Интерференция»), в кольцах Ньютона (лабораторная работа № 2 «Кольца Ньютона»), интерференция от разделенных пучков (лабораторная работа «Бипризма Френеля», этот опыт описан в лабораторной работе № 1.

1.4.2. Дифракция

Дифракцией света называется явление отклонения света от прямолинейного направления распространения при прохождении вблизи препятствий. Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции (наложения) волн. Исторически сложилось, что перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн от конечного числа дискретных когерентных источников, называют интерференцией. Если же складываются волны от непрерывно распределенных когерентных источников – это дифракция.

Явление дифракции легко объяснить с помощью простого подхода Гюйгенса.

Линейная волна так и остается, распространяясь, линейной, поскольку создаваемая ею по всей длине мелкая зыбь складывается, образуя впереди нее новый прямой волновой фронт. Однако, понаблюдав за несколькими линейными волнами, проходящими через отверстие в стене гавани, вы увидите, что они становятся дуговидными. Через отверстие проходит только очень короткий отрезок прямой волны, при этом сам он остается неизменным, однако, на краях его, где в соответствии с принципом Гюйгенса возникает новая круговая рябь, образуются дуги. Если отверстие мало в сравнении с расстоянием между волнами, округлые края становятся в прошедшей через него волне главными и сама она выглядит поч-

ти полукруглой. Такое распространение волновой энергии от краев отверстия называется «дифракцией» (рис. 1.4.8).

Как показывает опыт, свет при определенных условиях может заходить в область геометрической тени. Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое препятствие (круглый диск, шарик или круглое отверстие в непрозрачном экране), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется *дифракционная картина* – система чередующихся светлых и темных колец. Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос.

Проникновение световых волн в область геометрической тени может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса. Однако этот принцип не дает сведений об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях. Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн, т. е. по Френелю все вторичные источники когерентны между собой. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду и фазу результирующей волны.

Различают дифракцию Френеля (дифракция непараллельных лучей) и дифракцию Фраунгофера (дифракция параллельных лучей), в последнем случае источник света и точка наблюдения расположены от препятствия далеко, падающие на препятствие и идущие в точку наблюдения лучи образуют практически параллельные пучки. Теоретическое рассмотрение дифракционных явлений проведено в лабораторных работах № 3 и № 4. Ниже мы приведем основные формулы для решения задач, которые будут использоваться в разделе 4.

Для сферической волны справедливо соотношение:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{k \cdot \lambda}{R_k^2} = \frac{1}{F}, \quad (1.4.18)$$

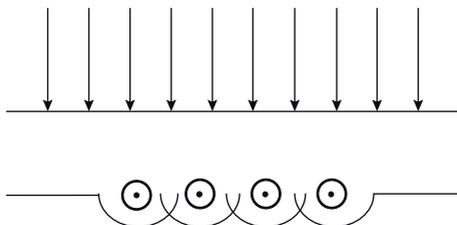


Рис. 1.4.8. Плоская волна, падающая на преграду

где λ – длина волны света, k – номер зоны Френеля, R_k – радиус k -ой зоны Френеля, d – расстояние от точечного источника до зонной пластинки Френеля, f – расстояние от этой пластинки до приемника, F – фокусное расстояние зонной пластинки.

Дифракция света на щели при нормальном падении лучей:

$$\text{условие минимума } b \cdot \sin \phi = k \cdot \lambda \quad (1.4.19)$$

$$\text{условие максимума } b \cdot \sin \phi = (k+1) \cdot \lambda, \quad (1.4.20)$$

где b – ширина щели, ϕ – угол дифракции, $k = 1, 2, 3, \dots$, – порядок дифракции или номер минимума (максимума), λ – длина волны света.

Дифракция света на дифракционной решетке при нормальном падении лучей. Условие для главных максимумов интенсивности:

$$d \cdot \sin \phi = k\lambda. \quad (1.4.21)$$

где d – период решетки, ϕ – угол дифракции, λ – длина волны света, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, – порядок дифракции.

Разрешающей способностью (P) – называется отношение длины волны – λ спектральной линии к минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий – $\Delta\lambda$, которые наблюдаются раздельно:

$$P = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (1.4.22)$$

Разрешающая способность дифракционной решетки равна:

$$P = kN, \quad (1.4.23)$$

где k – порядок дифракции, а N – полное число ее освещенных штрихов.

Угловой дисперсией называется отношение угла $d\phi$ на который разведены две спектральные линии к разности длин волн $d\lambda$ этих линий

$$D_\phi = \frac{d\phi}{d\lambda}. \quad (1.4.24)$$

Угловая дисперсия дифракционной решетки равна

$$D_\phi = \frac{k}{d \cdot \cos \phi}, \quad (1.4.25)$$

или для малых углов дифракции

$$D_\phi = k/d. \quad (1.4.26)$$

Линейной дисперсией называется отношение расстояния dl , на которое разведены две близкие спектральные линии на экране к разности длин волн $d\lambda$ этих линий

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}. \quad (1.4.27)$$

Линейная дисперсия связана с угловой соотношением

$$D_l = D_\varphi F, \quad (1.4.28)$$

где F – фокусное расстояние объектива, создающего на экране изображение.

1.4.3. Поляризация

В большинстве случаев процессов взаимодействия световой волны и вещества основополагающую роль играет электрическая составляющая поля волны, причем для ряда веществ (анизотропных) показатель преломления зависит от направления колебаний вектора \mathbf{E} . Свет называется *поляризованным*, если колебания вектора напряженности \mathbf{E} (*светового вектора*) в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны, подчиняются строгой математической зависимости. Если световой вектор совершает колебания в указанной плоскости вдоль фиксированного направления, то такая волна называется *плоско* или *линейно поляризованной*. Примером линейно поляризованной волны является волна, испускаемая гармоническим осциллятором. При сложении двух монохроматических линейно поляризованных волн одинаковой частоты, но разной ориентации векторов амплитуды волна остается линейно поляризованной только в случае совпадения начальных фаз. Если же фазы не совпадают, то за период направление результирующего вектора \mathbf{E} изменяется так, что конец этого вектора описывает эллипс. Такая поляризация называется *эллиптической*. При определенных условиях (векторы амплитуд волн ориентированы ортогонально, модули амплитуд одинаковы, а сдвиг фаз равен $\pi/2$) эллипс вырождается в окружность и наблюдается *круговая поляризация*. Эллиптическая поляризация и круговая могут быть как *правой* (вектор \mathbf{E} вращается по ходу часовой стрелки, если смотреть навстречу распространяющейся волне), так и *левой* (при вращении в противоположную сторону).

В реальных источниках выходящее излучение формируется как результат суперпозиции волн от большого числа элементарных излучателей (атомов или молекул). В подавляющем большин-

стве случаев эти элементарные излучатели можно моделировать гармоническим осциллятором, т. е. они дают линейно поляризованное излучение. Однако вследствие хаотической ориентации элементарных излучателей и статистической природы излучения в выходящем излучении присутствуют линейно поляризованные компоненты всевозможных (в плоскости, ортогональной направлению распространения волны) ориентаций со случайным распределением фаз. Если в данном случае попытаться воспользоваться принципом суперпозиции, то результирующий вектор \mathbf{E} волны будет изменяться хаотически как по направлению, так и по величине, причем на временных промежутках, значительно меньших периода волны. Такое излучение называют *неполяризованным* или *естественным*. Однако при определенных условиях (например, в сильном электрическом поле) элементарные излучатели могут приобретать преимущественное направление, что приводит к преимущественной ориентации одних линейно поляризованных компонент по отношению к другим. Можно сказать, функция ориентационного распределения компонент приобретает вытянутую форму (из окружности превращается, как правило, в овал, но может иметь и более сложный вид). Такое излучение называется *частично поляризованным*. В этом случае интенсивность частично поляризованного света можно представить, как сумму интенсивностей неполяризованной $I_{\text{непол}}$ и поляризованной $I_{\text{пол}}$ компонент. Для характеристики частично поляризованного света вводят понятие *степени поляризации*

$$P = \frac{I_{\text{пол}}}{I}, \quad (1.4.29)$$

где $I = I_{\text{непол}} + I_{\text{пол}}$ – полная интенсивность света.

При распространении в однородных изотропных средах поляризация излучения не изменяется. Поляризованное излучение можно получить различными способами. Наиболее распространенный – использование поляризаторов, которые пропускают только излучение, поляризованное вдоль оси поляризатора и не пропускают излучение, поляризованное перпендикулярно оси.

Для получения поляризованного света и анализа вида поляризации используются поляризационные приборы различных классов. В большинстве случаев *поляризатором* называется прибор, который независимо от состояния поляризации излучения на входе дает на выходе линейно или плоско поляризованный свет. *Плоскостью поляризации* (ПП) *идеального поляризатора* называется

плоскость, которой должен быть параллелен электрический вектор световой волны, чтобы такая волна прошла через поляризатор без поглощения (изменения интенсивности). При пропускании линейно поляризованного света через реальный поляризатор, даже если электрический вектор параллелен плоскости поляризации, интенсивность света на выходе из поляризатора будет меньше, чем интенсивность падающего света, из-за потерь энергии при отражении и поглощении. При дальнейшем рассмотрении (если потери энергии не оговорены) поляризатор считается идеальным. Если электрический вектор не параллелен ПП поляризатора, то через поляризатор проходит лишь составляющая электрического вектора, параллельная этому направлению.

Прохождение поляризованного света через поляризатор определяется законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (1.4.30)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на поляризатор, I – интенсивность света, прошедшего поляризатор, α – угол между плоскостью пропускания поляризатора и плоскостью поляризации световой волны. Эта формула описывает пропускание идеального поляризатора. Реальный поляризатор имеет собственный коэффициент поглощения – γ и создает частично поляризованный свет.

Пропускание поглощающего поляризатора рассчитывается аналогично уменьшению интенсивности при прохождении света через поляризатор, т. е. по формуле 1.4.30.

Степень поляризации света

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.4.31)$$

где I_{\max} , I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности в частично поляризованном свете.

Для линейно поляризованного излучения вследствие закона Малюса следует, что $P = 1$. В естественном свете результирующий вектор \mathbf{E} изменяется хаотически как по ориентации, так и по величине. При прохождении естественного света через поляризатор для различных волн угол α между направлением светового вектора \mathbf{E} и ПП поляризатора принимает различные значения. Для расчета интенсивности по формуле (1.4.30) используют среднее значение $\langle \cos^2 \alpha \rangle = 0.5$. Соответственно интенсивность естественного света, прошедшего поляризатор при любой ориентации последнего

$$I = 0.5I_{\text{ест}}. \quad (1.4.32)$$

Отсюда непосредственно получаем, что $P = 0$. Для частично поляризованного света $I_{\text{max}} > I_{\text{min}}$, следовательно, $0 < P < 1$.

При прохождении света через слой чистого оптически активного вещества толщиной l угол поворота плоскости поляризации

$$\varphi = \alpha l. \quad (1.4.33)$$

В растворах оптически активных веществ

$$\varphi = C[\alpha]l, \quad (1.4.34)$$

где $[\alpha]$ – удельная постоянная вращения, т. е. постоянная вращения, приходящаяся на единицу концентрации оптически активного вещества, C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе.

Формула (1.4.34) была получена французским физиком–биологом Био и носит название закон Био.

Оптическую активность можно вызвать и искусственно. Пример такого явления – эффект Фарадея. При наложении на изотропную среду магнитного поля напряженности H и пропускании через нее вдоль этого поля плоскополяризованного света наблюдается поворот плоскости на угол

$$\varphi = VHL, \quad (1.4.35)$$

где V – постоянная Верде, зависящая от вещества и длины волны света.

Формулы Френеля определяют коэффициенты отражения R и пропускания T поляризованного света от границы двух сред. Для света, поляризованного в плоскости падения, справедливо

$$R_{II} = \left(\frac{\text{tg}(\alpha - \beta)}{\text{tg}(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (1.4.36)$$

$$T_{II} = \frac{n_2}{n_1} \cdot \left(\frac{4 \sin \alpha \cdot \cos \beta}{\sin 2\alpha + \sin 2\beta} \right)^2. \quad (1.4.37)$$

Для света, поляризованного перпендикулярно плоскости падения

$$R_{\perp} = \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (1.4.38)$$

$$T_{\perp} = \frac{n_2}{n_1} \cdot \left(\frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2. \quad (1.4.39)$$

В формулах (1.4.37–1.4.40) α – угол падения, β – угол преломления, n_1 и n_2 – коэффициенты преломления первой и второй сред.

Для коэффициентов отражения и пропускания справедливы следующие соотношения:

$$R_{\parallel} + (n_2/n_1) \cdot T_{\parallel} = 1; \quad R_{\perp} + (n_2/n_1) \cdot T_{\perp} = 1. \quad (1.4.40)$$

Угол Брюстера α_B – это угол падения, при котором отраженный луч перпендикулярен преломленному, т. е. $\alpha + \beta = 90^\circ$;

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_2/n_1. \quad (1.4.41).$$

Явление поляризации детально рассмотрено в лабораторной работе № 6.

1.4.4 Дисперсия

Термин дисперсия (от лат. Dispergo – рассеивать) был введен в физику И. Ньютоном в 1672г в ходе описания разложения белого света в спектр при его прохождении через призму. Это явление объясняется зависимостью показателя преломления n от длины световой волны λ . Эту зависимость можно охарактеризовать функцией

$$n = f(\lambda), \quad (1.4.42)$$

где λ – длина световой волны в вакууме.

Теоретическое объяснение дисперсии света разработано нидерландским физиком Х. Лоренцем после создания им электронной теории строения вещества. Согласно этой теории, под действием электромагнитной волны, падающей на вещество, возникают вынужденные колебания электронов с частотой, совпадающей с частотой падающей волны. Ускоренно движущиеся при вынужденных колебаниях электроны излучают вторичные электромагнитные волны, имеющие ту же частоту, что и падающая волна. Эти вторичные волны интерферируют с падающей волной, и в веществе распространяется результирующая волна, направление которой совпадает с направлением падающей волны, а скорость распространения зависит от частоты. Соответственно относительная диэлектрическая проницаемость и показатель преломления зависят от частоты *падающей электромагнитной волны*.

Дисперсией вещества называется производная n по λ . Среда, обладающая дисперсией, называется диспергирующей. В диспергирующих средах скорость световых волн зависит от длины λ (или частоты ω) как

$$V = \frac{c}{n(\lambda)}. \quad (1.4.43)$$

Для всех прозрачных бесцветных веществ функция (1.4.42) имеет в видимой части спектра характер, показанный на рис. 1.4.9.

С уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается со все возрастающей скоростью, так что дисперсия вещества $dn/d\lambda$ отрицательна и растет по модулю с уменьшением λ .

Такой ход дисперсии называется нормальной дисперсией. Она описывается формулой Коши:

$$n^2(\lambda) = 1 + A \left(1 + \frac{B}{\lambda^2} \right), \quad (1.4.44)$$

где A и B – постоянные.

Если вещество поглощает часть лучей, то в области поглощения и вблизи нее ход дисперсии обнаруживает аномалию. На рис. 1.4.10 показана зависимость поглощения χ и коэффициента преломления n от частоты ω .

Рассмотрим понятие групповой и фазовой скорости. Групповую скорость называют скоростью распространения фронта волны или

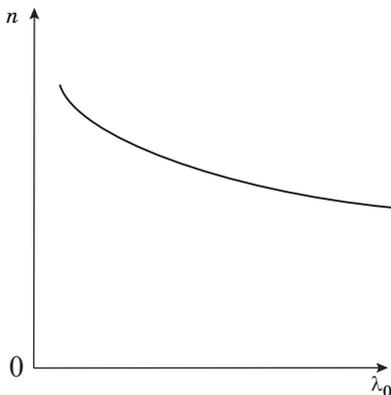


Рис. 1.4.9. Дисперсия коэффициента преломления вдали от линий поглощения

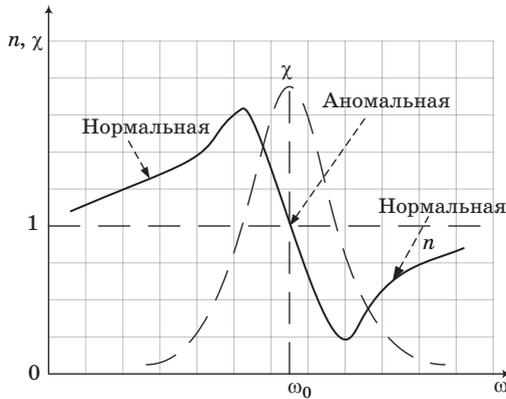


Рис. 1.4.10. Дисперсия коэффициента преломления (n) и поглощения (χ) в области линии поглощения вещества

максимума интенсивности при распространении импульса электромагнитной волны. Ее скорость определяется как

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\omega}{d\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)}. \quad (1.4.45)$$

Кроме групповой вводят фазовую скорость, которая определяет скорость распространения постоянной по величине фазы в пространстве. Она определяется как

$$v = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k}. \quad (1.4.46)$$

Для вакуума обе скорости совпадают, поскольку $\omega = ck$. В общем случае связь между u и v дается формулой Коши

$$u = v - \lambda \left(\frac{dv}{d\lambda} \right) = v \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (1.4.47)$$

На некотором участке дисперсия вещества $dn/d\lambda$ оказывается положительной и такой ход зависимости n от λ называется аномальной дисперсией. В области аномальной дисперсии n может быть меньше единицы и фазовая скорость может быть больше скорости света в вакууме. Это не противоречит теории относитель-

ности, так как фазовая скорость не скорость переноса материи, а определяется только как скорость распространения фазы волны (нематериальной физической величины). И она может быть больше скорости света.

1.5. Анализ оптических спектров в однородных и слоистых системах

При исследованиях материальных сред в оптическом диапазоне и использовании покрытий в оплотехнике существует два основных понятия – анализ и синтез оптических систем (пленок, интерференционных покрытий, и т. д.). Под анализом подразумевается расчет спектров заданных структур. Под синтезом – нахождение структур по заданным спектрам. Наибольший практический интерес представляют собой многослойные оптические покрытия на основе пленок из диэлектрических материалов, поскольку именно многослойность покрытия позволяет создавать оптические структуры с заданными свойствами.

При решении ряда задач, в том числе задач анализа и синтеза оптических покрытий, будем использовать модель распространение волн в одно- или многослойных системах. Коэффициенты Френеля позволяют проводить расчеты интенсивности света, отраженного от поверхности в виде простой границы раздела сред – воздух-диэлектрическое покрытие или слоистой среды при нормальном и произвольных углах падения.

Рассмотрим случай распространения волн в однослойных и многослойных системах, образованных оптическими пленками с определенными значениями их толщины и коэффициентами преломления. На рис. 1.5.1 изображена модель многослойной системы, состоящей из последовательности пленок, расположенных друг над другом вплотную, которая в общем виде характеризуется как разными толщинами, так и коэффициентами преломления диэлектрических слоев.

На основе данной модели возможны различные методы описания и расчета оптических свойств системы. Мы изложим два метода расчета – матричный и рекуррентный методы. Первый из них позволяет получить аналитические формулы спектров отражения и пропускания многослойных покрытий, кроме того достаточно прост для расчета при использовании вычислительных методов, ориентированных на математическое моделирование на ЭВМ. Матричный метод еще более приспособлен при синтезе покрытий

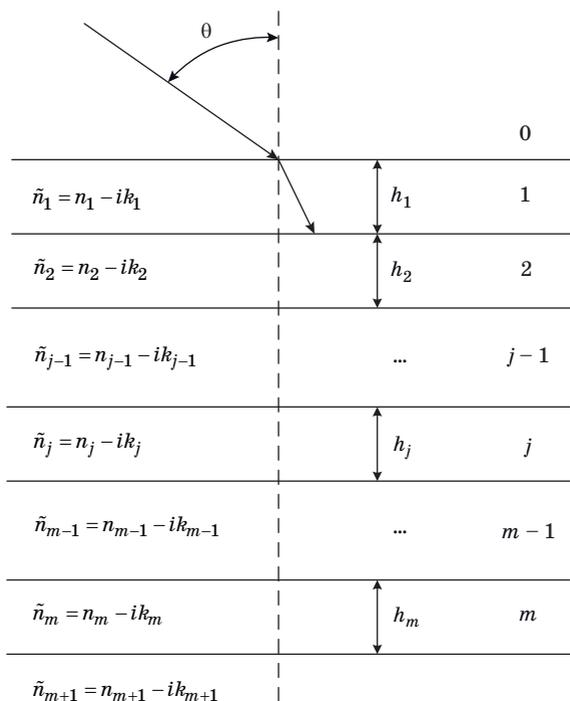


Рис. 1.5.1. Схема многослойной пленочной системы

с использованием прикладных компьютерных программ, ориентированных работу с большими массивами данных, представленных в матричном виде, например, Matlab.

Матричный метод, применяемый для анализа и синтеза оптических фильтров, базируется на описании свойств многослойной пленочной системы с помощью характеристической матрицы.

Рассмотрим для простоты расчетов в многослойной модели нормальное падение света. Тогда, решая граничную задачу, можно получить матричное уравнение, связывающее полные тангенциальные составляющие векторов электрического и магнитного полей в j и $(j - 1)$ слоях в виде

$$\begin{pmatrix} E_{j-1} \\ H_{j-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Phi_j & in_j \sin \Phi_j \\ in_j \sin \Phi_j & \cos \Phi_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix} = \mathbf{M}_j \begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix}, \quad (1.5.1)$$

где $\Phi_j = 2\pi\tilde{n}_j h_j / \lambda$ – относительная фазовая толщина j -слоя с геометрической толщиной h_j , $i = \sqrt{-1}$.

Матрица \mathbf{M}_j , имеющая размер (2×2) , называется характеристической матрицей, или матрицей интерференции j -слоя. Ее детерминант равен единице.

Выпишем последовательно соотношение (1.5.1) для всех слоев покрытия, начиная с m -го, и исключим значения амплитуд полей на всех границах внутренних слоев последовательной подстановкой. Тогда можно получить выражение, связывающее амплитуды электрического и магнитного поля на нулевой (самой верхней) и m -й границах [4, 5]:

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3 \dots \mathbf{M}_m \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{sys} \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^m \mathbf{M}_j \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix}. \quad (1.5.2)$$

Матрица \mathbf{M}_{sys} называется характеристической матрицей интерференционной системы. Из выражения (1.5.2) следует, что для определения характеристической матрицы системы необходимо перемножить матрицы отдельных слоев в последовательности, совпадающей с направлением распространения световой волны. Поскольку детерминант матрицы \mathbf{M}_{sys} равен произведению детерминантов матриц отдельных слоев, то он также равен единице. Этот факт часто используется для контроля правильности вычисления произведения матриц отдельных слоев.

Обозначим m_{ij} – матричные элементы характеристической матрицы многослойной системы, тогда

$$\mathbf{M}_{SYS} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}. \quad (1.5.3)$$

При этом выражения для расчета амплитудных коэффициентов отражения и пропускания плоской волны связаны с матричными элементами соотношениями:

$$r = \frac{n_0 m_{11} + i n_0 n_{m+1} m_{12} - i m_{21} - n_{m+1} m_{22}}{n_0 m_{11} + i n_0 n_{m+1} m_{12} + i m_{21} + n_{m+1} m_{22}}, \quad (1.5.4)$$

$$t = \frac{2n_0}{n_0 m_{11} + i n_0 n_{m+1} m_{12} + i m_{21} + n_{m+1} m_{22}}. \quad (1.5.5)$$

Энергетические коэффициенты отражения R и пропускания T в отсутствие поглощения определяются выражениями:

$$R = |r|^2$$

$$T = |t|^2 [\operatorname{Re}\{n_m + 1\}] / n_0, \quad (1.5.6)$$

где t и r – коэффициенты пропускания и отражения по напряженности электрического поля.

Из уравнений (1.5.1–1.5.6) следует, что многослойная система описывается матрицей, элементы которой не зависят от оптических параметров окружающих сред. Кроме того, изменение фазовой толщины Φ_j и показателя преломления \tilde{n}_j влияет только на матрицу j -слоя. При этом остальные частные произведения остаются неизменными.

Рекуррентные методы основаны на методе суммирования многократно отраженных лучей. Они обеспечивают возможность решения многих практических вопросов с необходимой точностью. Однако они не обладают достаточной общностью, неудобны для расчета интерференции в поглощающих слоях. Кроме того, число необходимых уравнений быстро растет с числом слоев. Для расчета отражения света от поверхности с 3-слойной пленкой составляется 5 уравнений, с 11-слойной – 21 уравнение и т. д. Ниже изложены основы рекуррентного метода синтеза покрытий, который был разработан одним из первых. Не умаляя общности, проведем рассмотрение без детализации возможного поглощения в пленках. Как уже говорилось выше, для учета поглощения необходимо заменить действительный показатель преломления комплексным. При этом теряется наглядность и простота метода.

При решении некоторых задач с поглощающими пленками мы будем задавать поглощение в пленке не через оптические константы, а через отражение $R_0(\lambda)$ и пропускание $T_0(\lambda)$ на полу бесконечной подложке, то есть на подложке, ограниченной по высоте (реальной толщине). Если в среде присутствует поглощение, то показатель преломления комплексный, и поиск решений при анализе уравнений спектров становится сложнее. В этом случае поглощение $A(\lambda)$ определяется как

$$A(\lambda_i) = 1 - R_0(\lambda_i) - T_0(\lambda_i), \quad (1.5.7)$$

Рассмотрим отражение света в системе, состоящей из двух прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_3 [4], разделенных одним тонким слоем с показателем преломления n_2 . Предположим, что все слои системы – однородные, непоглощающие, изотропные и параллельны друг другу, а толщина промежуточного слоя h_2 соизмерима с длиной световой волны (рис. 1.5.2).

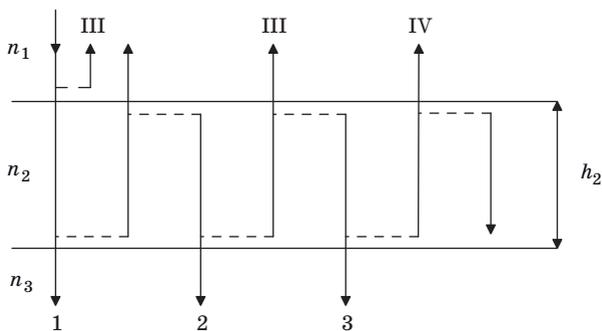


Рис. 1.5.2. Отражение света в системе, состоящей из двух прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_3 , разделенных одним тонким слоем с показателем преломления n_2

Плоская волна с амплитудой $E_0 = 1$ (интенсивность $I = 1$) падает по нормали к поверхности границы раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 , от которой частично отражается. Амплитуда отраженного луча I равна $r_{12} = (n_1 - n_2) / (n_1 + n_2)$.

Луч II , вошедший в слой, отразившись от второй границы раздела и вышедший обратно в первую среду, имеет амплитуду $t_{12}r_{23}t_{21}e^{-i\Delta_2}$. Здесь t_{12} , r_{23} , t_{21} — коэффициенты Френеля для двух границ раздела, а Δ_2 — разность хода между лучами I и II после двукратного прохождения слоя лучом II , которая равна $\Delta_2 = 4\pi n_2 h_2 / \lambda$. Луч III выходит в первую среду с амплитудой $t_{12}r_{23}^2 t_{21}r_{21}e^{-2i\Delta_2}$. Аналогично определяется амплитуда лучей IV и последующих.

Отметим, что на рис. 1.5.2. выход волн ($I \dots IV$) условно показан разнесенным в пространстве для наглядности. На самом деле, предполагается, что вся система целиком освещена падающим однородным пучком света с бесконечным плоским фазовым фронтом. Поэтому амплитуда результирующей отраженной волны получается суммированием (интерференцией) бесконечного ряда $I + II + III + IV + \dots$

$$r_{13} = r_{12} + t_{12}r_{23}t_{32}e^{-i\Delta_2} + t_{12}r_{23}^2 t_{32}r_{21}e^{-2i\Delta_2} + \dots \quad (1.5.8)$$

Очевидно, что вышеуказанный ряд, начиная со второго члена, представляет собой бесконечную убывающую прогрессию, где постоянный член равен $r_{23}(1 - r_{12})^2 e^{-i\Delta_2}$, а знаменатель прогрессии = $r_{12}r_{23}e^{-i\Delta_2}$.

Окончательно получаем после суммирования геометрического ряда амплитуду отраженного света r_{13}

$$r_{13} = \frac{r_{12} + r_{23}e^{-i\Delta_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i\Delta_2}}. \quad (1.5.9)$$

Энергетические коэффициенты отражения R и пропускания T определяются уравнениями 1.5.6.

Аналогичное суммирование бесконечного ряда лучей, прошедших в среду, дает амплитуду результирующей прошедшей волны d_{13} . Бесконечно убывающая прогрессия со знаменателем $r_{12}r_{23}e^{i\Delta_2}$ дает в результате суммирования амплитуду прошедшей волны

$$t_{13} = \frac{t_{12}t_{23}e^{-i\Delta_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i\Delta_2}}. \quad (1.5.10)$$

Проиллюстрируем расчет отражением от однослойной непоглощающей пленки. Поскольку рассматриваемая система состоит из непоглощающих сред, ее показатели преломления вещественны, и для расчетов удобно пользоваться абсолютными значениями коэффициентов Френеля. Коэффициент отражения однослойной пленки R_{13} будет равен

$$R_{13} = \frac{r_{12}^2 + r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(-\Delta_{12} + \Delta_{23} - \Delta_2)}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(\Delta_{12} - \Delta_{23} - \Delta_2)}. \quad (1.5.11).$$

Здесь D_{12} и D_{23} – набег фаз при отражении на границе сред n_1/n_2 и n_2/n_3 . При отражении от оптически более плотной среды $\Delta = \pi$, от оптически менее плотной среды $\Delta = 0$.

Формула рассчитана для случая отражения света по нормали с учетом многократных отражений от границ раздела. Характер отраженного света определяется интерференцией света в пленке и зависит от разности хода, которую вносит оптическая толщина пленки на пути лучей. Последняя будет различна для лучей различной длины волны. Анализ формулы показывает, что поскольку показатели преломления n_1 , n_2 и n_3 имеют постоянные значения, то коэффициент отражения R_{13} будет периодической функцией аргумента $(\Delta_{12} - \Delta_{23} - \Delta_2)$, содержащего две переменные величины: оптическую толщину пленки $n_2 h_2$ и длину волны λ . Поэтому изменение R_{13} может быть следствием как изменения оптической толщины пленки, так и длины волны падающего света.

Для иллюстрации рекуррентного метода рассмотрим отражение на фиксированных длинах волн, когда длина волны λ – постоян-

ная, а оптическая толщина пленки $n_2 h_2$ – переменная (например, клиновидная пленка). В отраженном монохроматическом свете в пленке переменной толщины можно наблюдать ряд чередующихся темных и светлых полос, имеющих окраску, соответствующую длине волны λ . Положение экстремальных значений R_{13} соответствует значениям оптической толщины пленки $n_2 h_2$, кратным $\lambda/4$ падающего света.

$$n_2 h_2 = kl / 4, k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.5.12)$$

Если $n_2 < n_3$ (показатель преломления пленки меньше, чем у подложки), минимумы R_{13} будут соответствовать оптическим толщинам пленки, кратным нечетному числу $\lambda/4$, когда

$$n_2 h_2 = (2k + 1)\lambda / 4, k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.5.13)$$

Положение максимумов будет соответствовать четному числу $\lambda/4$, когда

$$n_2 h_2 = 2k\lambda / 4, k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.5.14)$$

Если $n_2 > n_3$ (показатель преломления пленки больше, чем у подложки), имеет место обратное соотношение. Положение максимумов коэффициента отражения n_{13} будет соответствовать оптическим толщинам пленки, определяемым вторым рядом, а положение минимумов – первым рядом.

Если свет содержит все длины волн и оптическая толщина пленки $n_2 h_2$ – постоянная, то в отраженном свете также будет наблюдаться появление ряда максимумов и минимумов для длин волн $\lambda = 4n_2 h_2 / k, k = 1, 2, 3, \dots$. Если $n_2 < n_3$, то первый и все последующие минимумы будут иметь место при длинах волн

$$\lambda = 4n_2 h_2 / (2k + 1); k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.5.15)$$

Максимумы располагаются в местах, соответствующих длинам волн, определяемым рядом

$$\lambda = 4n_2 h_2 / 2k; k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.5.16)$$

При $n_2 > n_3$ наблюдается обратное соотношение, и положение первого и всех последующих максимумов определяется рядом (1.5.16), в то время как положение минимумов – рядом (1.5.15).

Экстремальные значения коэффициента отражения R_{13} , соответственно равны

$$R_{13} = (n_2^2 - n_3) / (n_2^2 + n_3). \quad (1.5.17)$$

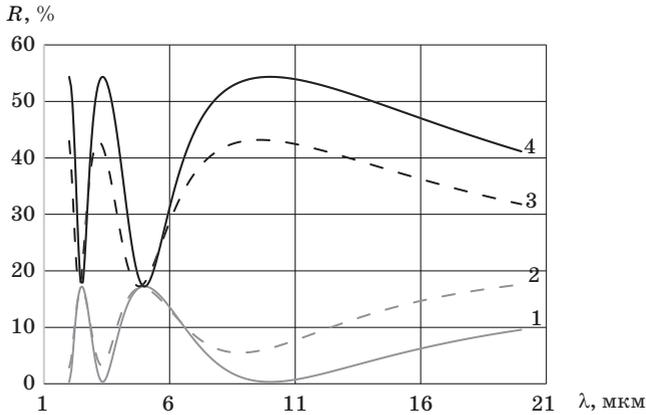


Рис. 1.5.3. Спектры отражения однослойных пленок:
1 – PbF₂, 2 – NaF, 3 – Si, 4 – Ge

Выражение определяет минимальные значения R_{13} как для условия, когда λ – постоянная, так и для условия, когда $n_2 h_2$ – постоянная, если $n_2 < n_3$. При этом выражение (1.5.17) характеризует максимальное значение коэффициента отражения, равное отражению от подложки при отсутствии слоя, каков бы ни был показатель преломления последнего.

На рис. 1.5.3 приведен пример спектра отражения однослойного покрытия при различных значениях показателя преломления пленки.

В качестве подложки выбран селенид цинка ($n_{\text{ZnSe}} = 2,42$). В качестве пленок с оптической толщиной $10\lambda/4$ мкм выбраны пленки германия ($n_{\text{Ge}} = 4$), кремния ($n_{\text{Si}} = 3,42$), фторида свинца ($n_{\text{PbF}_2} = 1,6$) и фторида натрия ($n_{\text{NaF}} = 1,35$).

В данном случае рекуррентный метод применен для многослойной пленочной структуры. Он основан на наглядном методе суммирования многократно отраженных лучей. Метод суммирования многократно отраженных лучей хотя и не обладает достаточной общностью (например, он неудобен для расчета интерференции в поглощающих слоях), однако вполне обеспечивает возможность решения многих практических вопросов с необходимой точностью.

При решении задачи анализа спектра пленки с поглощением на подложке можно задавать пленку в виде интерференционного покрытия с известным коэффициентом отражения R и пропускания T . Поглощение в пленке A будет определяться по известному правилу $A = 1 - R - T$.

РАЗДЕЛ 2. ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

2.1. Виртуальные компьютерные лабораторные занятия

Виртуальные компьютерные лабораторные занятия проводятся по авторской программе Дозорова А.А. [6] и состоят из четырех работ:

1. Интерференция света;
2. Дифракция света;
3. Дисперсия света;
4. Опыт Вавилова – Черенкова.

Каждая работа выполнена в виде отдельного исполняемого файла. При выполнении внимательно читайте управляющую строку, расположенную в нижней части окна программы. Старайтесь внимательно знакомится как с материалами работы, так и с заданиями.

Кнопки клавиатуры, используемы для управления программами перечислены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Кнопки управления программой

Кнопки или комбинации кнопок	Действие
ESC	прерывание выполнения программы и быстрее перейти к следующей ее части
F1	вызов справочного материала по выполняемому упражнению
F2	вызов справки по работе с программой
Shift и #	отключение звукового сопровождения
Shift и \$	включение звукового сопровождения
Ctrl-Break	полный выход из программы

Программа не переходит к следующему действию, если не выполнены задания.

2.1.1. Виртуальная лабораторная работа № 1 «Интерференция света»

Целью работы является изучение явления интерференции на примере световых волн, в том числе:

КОГЕРЕНТНОСТЬ

Каждый атом излучает свет не постоянно, а порциями – цугами волн (синусоидами конечной длины) со своей начальной Фазой. Поэтому при наложении света от разных источников устойчивой интерференции не наблюдается. Интерферируют волны одного и того же цуга, отраженные от наружной и внутренней поверхности пленки, если они накладываются друг на друга. Это – ПРОСТРАНСТВЕННАЯ когерентность

При сложении двух волн с близкими частотами некоторое время интерференция наблюдается, пока Фазы волн расходятся не очень сильно. Это – ВРЕМЕННАЯ когерентность. При использовании обычных источников интерференция возможна только на тонких пленках.

Рассмотрим эти типы когерентности подробнее.

Нажмите пробел

Рис. 2.1.2. Экран программы с описанием пространственной и временной когерентности

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ

Часто для получения устойчивой интерференции одну волну делят на две, которые затем снова сводят. Обе волны когерентны, так как они получены из одной и той же начальной волны. Каждый цуг волн, излучаемый отдельным атомом делится на два, например, при отражении от двух поверхностей прозрачной пластинки. Затем эти два цуга направляются в одну точку, где и интерферируют. Из-за различных путей один из цугов приходит в точку наблюдения раньше другого. Если цуги достаточно короткие, то один из них может так запоздать, что не произойдет их наложение друг на друга. Цуги слишком раздвинутые в пространстве не интерферируют.

ВАША ЗАДАЧА: посмотрите,
– перекрываются ли волны после отражения от пластинки,
– как зависит картина от параметров задачи.

Нажмите пробел

Рис. 2.1.3. Пространственная когерентность

В упражнении, представленном на рис. 2.1.4, изменяя параметры системы, можно исследовать условия формирования устойчивой интерференционной картины.

Для дальнейшей работы понадобится знание коэффициентов преломления различных сред. Их можно получить, выйдя из упражнения и посмотрев таблицу (рис. 2.1.5).

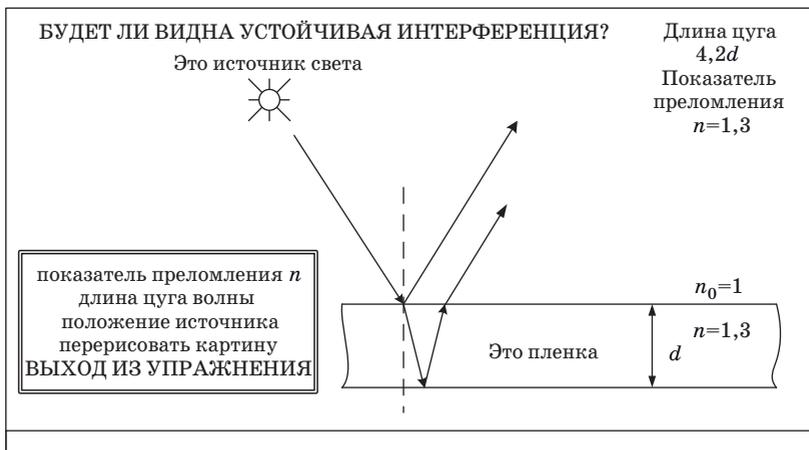


Рис. 2.1.4. Пример устойчивости образования интерференционной картины на пленке

ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В РАЗНЫХ СРЕДАХ								
Обозначения: n – показатель преломления, L – длина волны в нанометрах								
L	656,3	589,3	486,1	404,7	656,3	589,3	486,1	404,7
Вещество n	вода				кристаллический кварц			
	1,3111	1,3330	1,3371	1,3428	1,5419	1,5442	1,5497	1,5572
Вещество n	стекло марки «легкий флинт ЛФ1»				плавленный кварц			
	1,5361	1,5406	1,5475	1,5530	1,4564	1,4584	1,4632	1,4697
Вещество n	тяжелый флинт ТФ10 (хрусталь)				NaCl			
	1,7934	1,8060	1,8527	1,8405	1,5407	1,5443	1,5534	1,5665
Если Вы готовы, нажмите пробел								

Рис. 2.1.5. Показатель преломление в разных средах

На следующем этапе ознакомимся с временной когерентностью (см. рис. 2.1.6).

Для иллюстрации временной когерентности служит следующее упражнение (рис. 2.1.7).

ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ
При сложении двух волн с близкими частотами некоторое время интерференция наблюдается, пока фазы волн расходятся не очень сильно. Поскольку время определяет согласованность волн, то такой тип когерентности называется временной когерентностью.
Будем называть временем когерентности $T_{\text{ког}}$ такое время, за которое колебания расходятся по фазе 180° . За это время свет проходит расстояние, называемое длиной когерентности: $L_{\text{ког}} = c \cdot T_{\text{ког}}$, где c – скорость света. У обычных источников света $L_{\text{ког}}$ значительно меньше миллиметра, и поэтому интерференция возможна только на тонких пленках. Длина когерентности лазерных источников ≈ 1 километр.
ВАША ЗАДАЧА: посмотрите, как зависит время когерентности от соотношения периодов двух волн $T_1 : T_2$
Нажмите пробел

Рис. 2.1.6. Временная когерентность

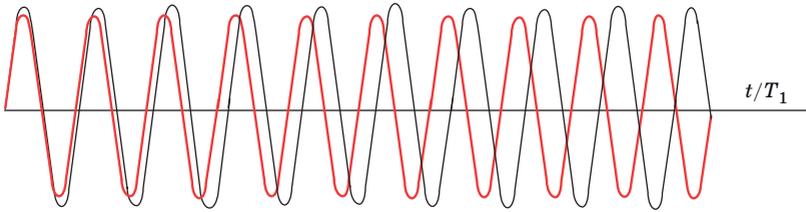
ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ
Отношение периодов $T_1/T_2 : 1,05$

$T_{\text{ког}} = 10,00 \cdot T_1$. Длина когерентности $L_{\text{ког}} = c \cdot T_{\text{ког}}$
T_1 и T_2 – периоды интерферирующих волн
ПРОБЕЛ – посчитаем еще разок, Esc – выход

Рис. 2.1.7. Иллюстрация временной когерентности

В нем показаны амплитуды при различных периодах интерференционных волн. В качестве примера, на рис. 2.1.7 представлена картина при отношении периодов 1,05.

Рассмотрим следующее упражнение «Пленки». Знакомимся со схемой формирования интерференционной картины в тонких пленках» (рис. 2.1.8).

Для выполнения этого задания потребуется таблица с данными по показателям преломления, изображенная на рис. 2.1.5.

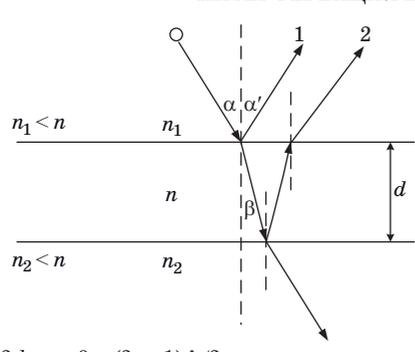
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ	
	<p>Перед Вами картина прохождения света через тонкую пленку толщиной d. Приводимые формулы легко объяснить интерференцией проходящих и отраженных волн. Нужно учесть, что при отражении от оптически более плотной среды (т.е. с большим показателем преломления) фаза отраженной волны скачком меняется на 180°.</p> <p>n – показатель преломления пластины, β – угол преломления, λ – длина волны, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$</p> <p>$2d \cdot n \cdot \cos\beta = (2m-1) \cdot \lambda / 2$ – max в отражении $2d \cdot n \cdot \cos\beta = m \cdot \lambda$ – max в прохождении</p>
НАЖМИТЕ ПРОБЕЛ	

Рис. 2.1.8. Интерференция в тонких пленках

ВАША ЗАДАЧА:
<p>Интенсивность отраженного и прошедшего через пленку света зависит от длины волны, толщины пленки, угла падения света на поверхность и от показателя преломления вещества, из которого изготовлена пленка. Это явление используется для изготовления фильтров, для увеличения пропускающей способности объективов и во многих оптических системах.</p> <p>Меняйте параметры задачи и наблюдайте соотношение отраженных и прошедших лучей.</p> <p>В качестве примера рассмотрим картину отражения при следующих значениях параметров задачи:</p> <ul style="list-style-type: none"> – угол падения $\alpha = 45^\circ$? – показатель преломления $n = 1,5$ – отношение толщины пленки к длине волны света $d/\lambda = 4$
НАЖМИТЕ ПРОБЕЛ

Рис. 2.1.9. Ваша задача

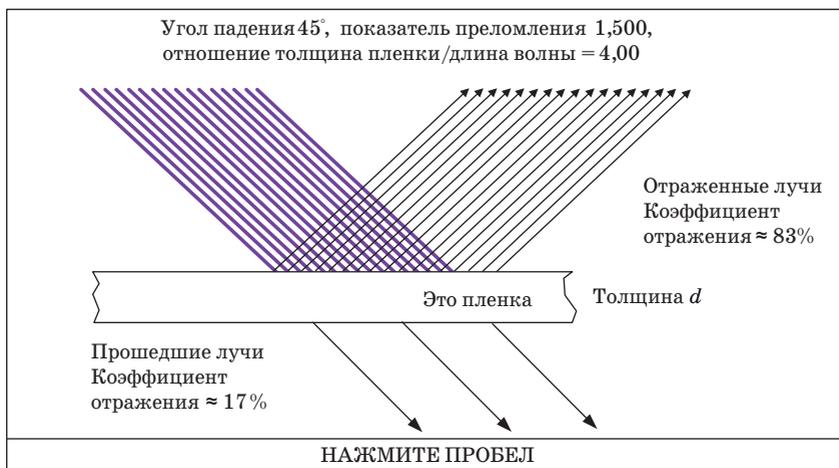


Рис. 2.1.10. Расчет коэффициента отражения и пропускания при угле падения $\alpha = 45^\circ$

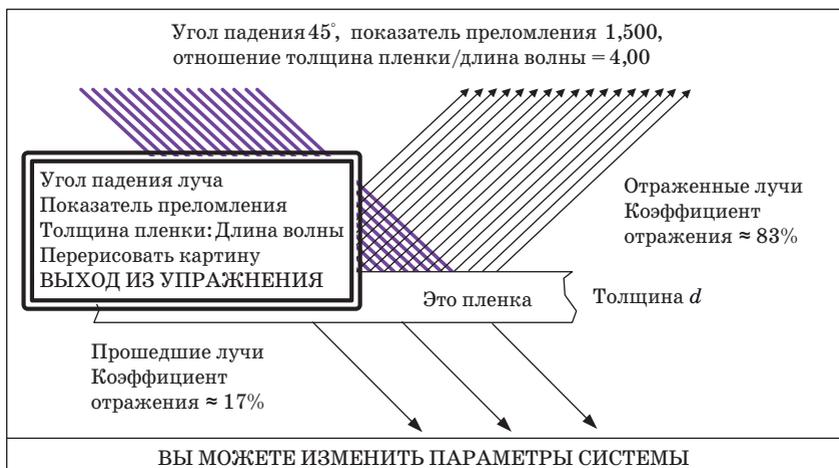


Рис. 2.1.11. Выбор параметров системы

На рис. 2.1.9 будет описана Ваша задача. Введите данные самостоятельно и выполните упражнение (рис. 2.1.10 и 2.1.11). После этого Вам будет предложено несколько вопросов. Пример вопроса при-



Рис. 2.1.12. Пример упражнения

веден на рис. 2.1.12. В упражнении требуется выполнить не менее 3–4 задач.

После выполнения работы на основном окне нажмите «Выход» и пригласите преподавателя. Программа сама поставит вам оценки за выполненные работы.

2.1.2. Виртуальная лабораторная работа № 2 «Дифракция света».

Цель лабораторной работы:

- познакомиться с явлением дифракции световых волн,
- подробно рассмотреть дифракции на щели, на прямоугольнике и на круге.
- получить понятия о работе дифракционной решетки.

Для запуска работы запустите файл «Дифракция» (difrac.exe). Основные кнопки управления программой перечислены в табл. 2.1. После нажатия клавиши «пробел» появится общая схема наблюдения дифракции. В качестве примера представлена схема с дифракцией на круглом отверстии (см. рис. 2.1.13).

После нажатия пробела на экране появится окно программы с выбором упражнений (см. рис. 2.1.14).

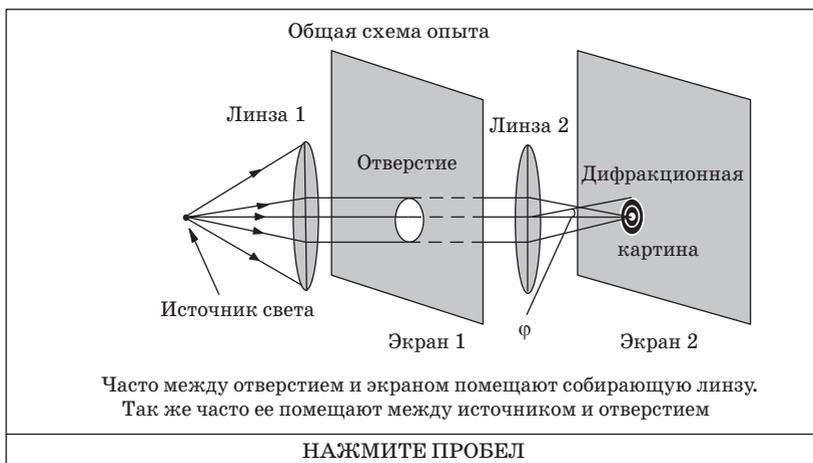


Рис. 2.1.13. Схема опыта по дифракции

ВРЕМЯ 09:30	Выбирайте упражнение!	
ЩЕЛЬ	N ЦЕЛЕЙ	ПРЯМОУГОЛЬНИК
N КРУГОВ	ВЫХОД	СЮДА НЕ ХОДИ
<p>ПОЯСНЕНИЯ: Рассматривается дифракция на указанных структурах, строятся графики интенсивности, выводятся спектры. ВЫБИРАЙТЕ ТИП ОТВЕРСТИЯ!</p>		
БУДЕМ ВЫПОЛНЯТЬ ЭТО УПРАЖНЕНИЕ (y/n)?		

Рис. 2.1.14. Окно программы с выбором заданий

В лабораторной работе имеется 4 независимых упражнений (лабораторных работ): щель, N щелей, прямоугольник, N кругов. По заданию преподавателя будете выполнять 2 работы. Рассмотрим работу на примере 1 части – «Щель». На рис. 2.1.15 приведены теоретические сведения, изучив их можно приступить к опытам (см. рис. 2.1.16).

Дифракция на щели
Условия Фраунгофера

Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка щели является источником вторичных волн. Каждый такой источник излучает во всех направлениях (этим объясняется появление света в области геометрической тени).

Условие max: $b \cdot \sin(\varphi) = \pm(2 \cdot m - 1) \cdot \lambda / 2$
 Условие min: $b \cdot \sin(\varphi) = m \cdot \lambda$, где
 b – ширина щели, φ – угол дифракции,
 λ – длина волны, $m = 1, 2, 3, \dots$

НАЖМИТЕ ПРОБЕЛ

Рис. 2.1.15. Теоретические сведения

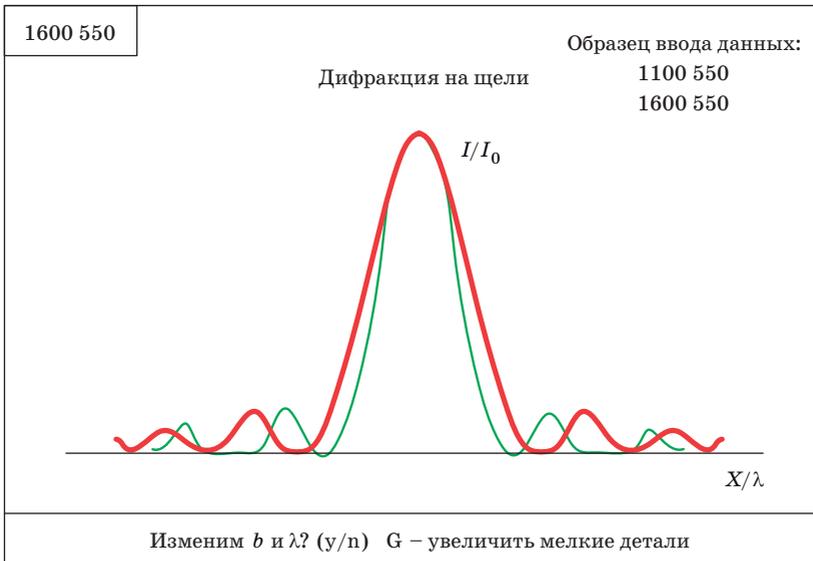


Рис. 2.1.16. Дифракционные картины от щелей с $d=1100$ нм и $d = 1600$ нм при длине волны света $\lambda = 550$ нм

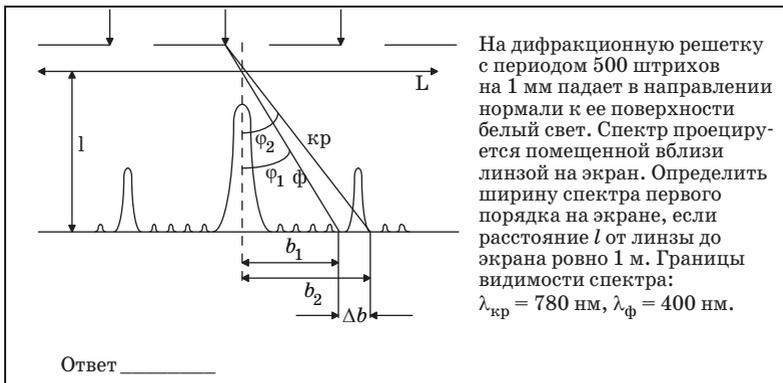


Рис. 2.1.17. Пример задачи



Рис. 2.1.18. Пример упражнения

В качестве примера рассмотрим дифракцию на щелях: $d = 1100$ нм, $\lambda = 550$ нм и $d = 1600$ нм и $\lambda = 550$ нм. Получаем дифракционные картины, представленные на рис. 2.1.16.

Можно получать и другие картины дифракции с другими параметрами щелей и длин волн. Следующий пример относится к дифракционной решетке. Выполните его самостоятельно.

После ознакомительного теста переходим к решению задач и нахождению ответов на вопросы (см. рис 2.1.17, 2.1.18).

В работе требуется выполнить не менее 4 упражнений и задач.

После выполнения 2 частей (по указанию преподавателя) на основном окне нажмите «Выход» и пригласите преподавателя. Программа сама поставит вам оценки за выполненные работы.

2.1.3. Виртуальная лабораторная работа № 3 «Дисперсия света»

Цель лабораторной работы:

- познакомиться с явлением дисперсии световых волн,
- подробно рассмотреть дисперсию в призме и в капле жидкости,
- получить понятия об образовании первой и второй радуг.

Дисперсией называют зависимость скорости волны от ее длины λ .

В случае световых волн в среде с дисперсией зависящим от длины волны будет также и показатель преломления $n = \frac{c}{v}$, где c – скорость света в вакууме, v – скорость света в веществе. Как правило, показатель преломления красного света меньше, чем фиолетового.

Зависимость показателя преломления n от длины волны λ для ряда веществ представлена на рис. 2.1.5.

Как видно из таблицы (рис. 2.1.5), для жидких и твердых веществ различие показателей преломления красного и фиолетового света составляет всего несколько процентов. Для газов дисперсия значительно меньше. Мерой дисперсии вещества может служить разница показателей преломления фиолетового и красного лучей. Можно еще эту разницу рассчитать на единичный интервал изменения длины волны λ , т. е. разность показателей преломления надо разделить на разность длин волн. Тогда получим меру дисперсии вещества $D = \frac{(n_2 - n_1)}{(\lambda_2 - \lambda_1)}$.

Большому показателю преломления не обязательно соответствует большая дисперсия. Вообще говоря, в различных областях спектра дисперсия вещества D имеет разные значения. Как правило, у красного луча показатель преломления меньше, чем у фиолетового, а дисперсия $D < 0$. Такой случай называют нормальной дисперсией. В узких областях спектра – вблизи собственных частот переходов атомных электронов – наблюдается обратный знак дисперсии вещества $D > 0$. Такая дисперсия называется аномальной, т. е. ненормальной. При аномальной дисперсии красный луч отклоняется больше фиолетового. Положение областей аномальной дисперсии содержит информацию о строении атомов вещества.

При прохождении белого света через призму лучи с разной длиной волны отклоняются на разные углы. Поэтому после призмы мы видим радужный спектр. Аналогичный эффект наблюдается при прохождении солнечного света через капельки дождя. Мы видим радугу.

Первая радуга. Первым понял причину возникновения радуги немецкий монах Теодорик в 1304 году воссоздавший ее на сфе-

рической колбе с водой. Но достижение Теодорика было забыто. В 17 веке Рене Декарт – знаменитый французский философ и математик – простым, но изящным методом объяснил основные закономерности радуги. Он нарисовал большую каплю, пустил на нее 8000 параллельных лучей и, применив закон преломления света для каждого луча, увидел, как они выходят из капли. Оказалось, что после одного отражения вошедшие лучи выходят из капли наиболее густо под углом 42° к первоначальному направлению их распространения. Поэтому под таким углом мы и видим яркую дугу первую радугу. Из-за дисперсии лучи разного цвета преломляются в капле каждый по-своему.

Ваша задача. Познакомьтесь с радугой.

Посмотрите,

- как идут отдельные лучи в капле,
- в какие области пространства лучи не попадают,
- как сильно раздвигаются лучи разного цвета,
- как будет выглядеть радуга, если дождь идет не обыкновенный, а, например, из расплавленного кварца: под каким углом она наблюдается, каков ее угловой размер.

Вторая радуга. В отличие от первой радуги вторую радугу образуют лучи, выходящие из капли после двукратного отражения. При этом наиболее густо они выходят под углом 50 градусов к первоначальному направлению их распространения. В своем опыте Декарт доказал, что между 42 и 50 градусами лучи вообще не распространяются, что и объяснило возникновение так называемой темной александровой полосы над первой радугой.

В начале работы войдите в файл «Дисперсия» (dispers.exe), на экране появится окно меню (см. рис. 2.1.19). Основные кнопки управления программой перечислены в табл. 2.1.

После нажатия клавиши «пробел» высветится общая схема описания дисперсии.

В программе имеется 3 работы: призма, радуга-1, радуга-2. По заданию преподавателя выполняется 2 из них. Задание выбирается путем подвода стрелки к окну задания и нажатия (y/n). Порядок действий рассмотрим на примере работы «ПРИЗМА». После нажатия «у» высвечивается окно с теорией дисперсии (рис. 2.1.20), которое используется в дальнейшем вместе с подсказками F1 и F2.

Эти уравнения можно получить также при использовании команды F1. Следующие окна иллюстрируют распространение света при прохождении через призму.

ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Дисперсия света – зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости V световых волн от его частоты ν . Дисперсия света представляется в виде зависимости $n = f(\lambda)$. Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону (1672 г.).

Выбирайте упражнение

Призма

Радуга-1

Радуга-2

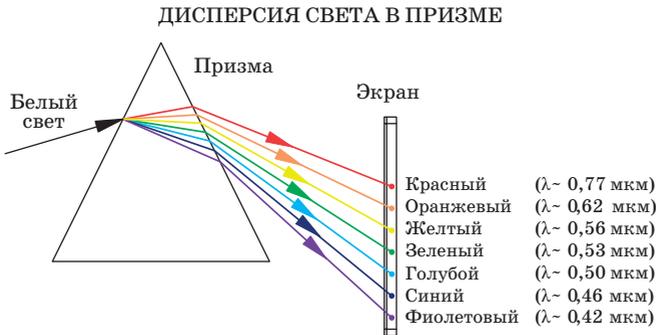
Пояснения:

Призма – прохождение белого света через призму

Радуга-1 – ход лучей в капле, одно отражение

Радуга-2 – ход лучей в капле, два отражения

Рис. 2.1.19. Окно программы с установочными файлами



Преломление лучей на границе раздела двух сред определяется законом преломления: $\sin a / \sin b = n$, где a – угол падения, b – угол преломления луча.

Относительный показатель преломления второй среды по отношению к первой $n = N_2 / N_1$, где N_1 и N_2 – абсолютные показатели преломления среды.

Это отношение можно выразить через скорости света в первой и второй среде: $n = V_1 / V_2$.

Скорость света в воздухе будем считать равно скорости света в вакууме.

В веществе скорость света зависит от длины волны – явление дисперсии

Рис. 2.1.20. Основные формулы по дисперсии света в призме

После демонстрационных рисунков предлагается ответить на вопросы. При этом можно посмотреть справки на F1 или F2. Примеры вопросов предоставлены на рис. 2.1.21 и 2.1.22.

После выполнения 4–5 заданий по каждой теме выйдите в основное окно, нажмите Выход и позвоните преподавателя.

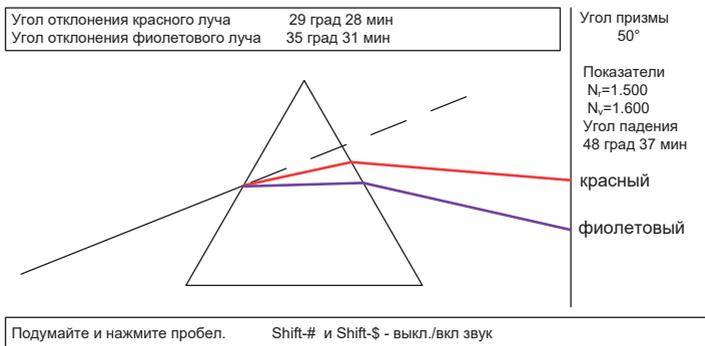


Рис. 2.1.21. Прохождение света через призму

<p>Вы смотрите через призму на источник света. Наблюдаются</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. и красные и фиолетовые лучи, 2. только красные лучи, 3. источник вообще не наблюдается, 4. возможны все предыдущие ответы, 5. возможны только ответы 1 и 2. <p>Правильный ответ: _____</p>	
НАЖМИТЕ ПРОБЕЛ	

Рис. 2.1.22. Пример упражнения

В работе требуется выполнить не менее 4 упражнений (задач).

После выполнения 2 частей (по указанию преподавателя) на основном окне нажмите «Выход» и пригласите преподавателя. Программа сама поставит вам оценки за выполненные работы.

2.1.4. Виртуальная лабораторная работа № 4 «Опыт Вавилова – Черенкова»

Цель лабораторной работы заключается в рассмотрении распространения тел в среде со скоростями, большими скоростей распространения волн в среде. Рассматриваются ударные волны, эффект Черенкова, эффект Доплера. После входа в программу появляется окно, в котором описываются действия студента.

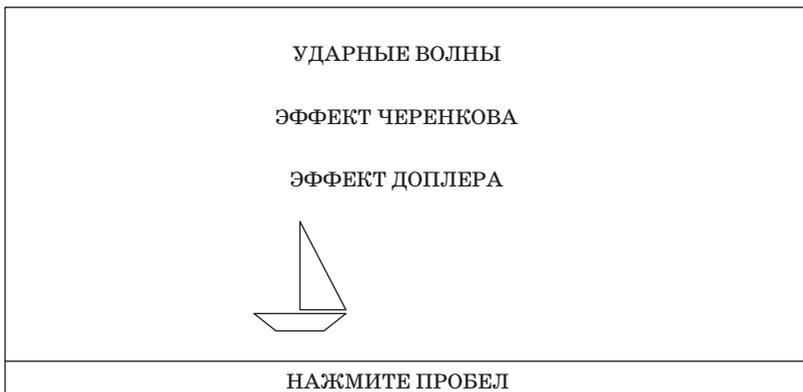


Рис. 2.1.23. Окно программы

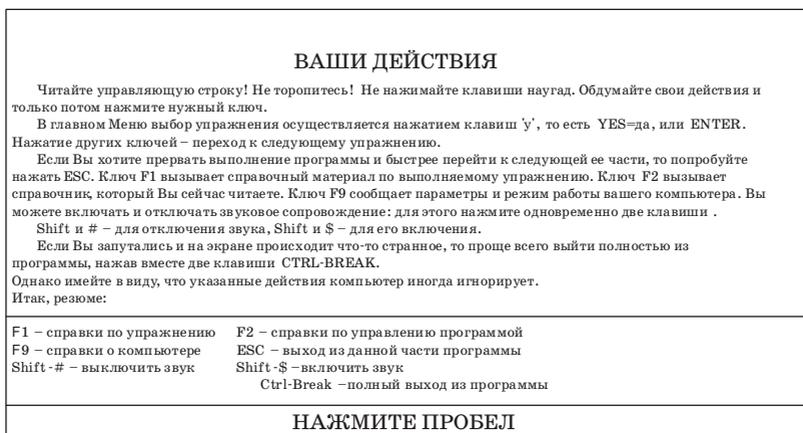


Рис. 2.1.24. Действия в программе

После входа в программу идет окно, в котором определяется работа (рис. 2.1.23. Окно программы).

В качестве примера будем использовать программу Черенков. Пояснения к программе даны на рис. (2.1.22–2.1.26).

Рассмотрим эффекте Черенкова для случая, когда скорость движения частиц превышает скорость света в данной среде. Пусть скорость частицы в среде равна 300000 км/с, а скорость света в этой среде равна 150000 км/с. На рис. 2.1.27 изображено распространение волн в среде при прохождении частицы с субсветовой скоро-

Выбирайте упражнение		
ВРЕМЯ 10:15		
САМОЛЕТ	ПЛОВЕЦ	ЧЕРЕНКОВ
ДОПЛЕР	ВЫХОД	СЮДА НЕ ХОДИ
<p>ПОЯСНЕНИЯ: САМОЛЕТ – ударная волна в воздухе ПЛОВЕЦ – ударная волна на воде ЧЕРЕНКОВ – релятивистский заряд порождает в среде излучение ДОПЛЕР – зависимость частоты звука от скорости источника</p>		
БУДЕМ ВЫПОЛНЯТЬ ЭТО УПРАЖНЕНИЕ?(y/n)		

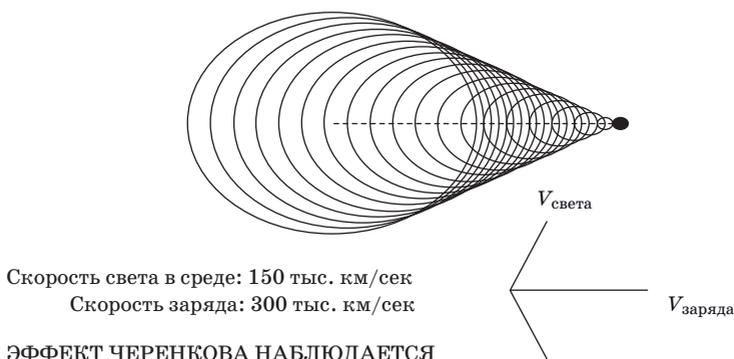
Рис. 2.1.25. Окно работы программы

<h3>ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА</h3> <p>При движении заряда в веществе ближайшие к нему молекулы поляризуются. Когда заряд удалится, молекула потеряет поляризацию. Можно сказать, что при пролете заряда каждая молекула ведет себя как маленькая антенна, в частности она излучает электромагнитное излучение. Суммарное излучение в веществе складывается из излучения отдельных молекул.</p> <p>Если скорость заряда много меньше скорости света в веществе, то поле заряда действует на все окружающие его молекулы. В результате заряд оказывается окруженным в среднем симметричным облаком молекул – диполей. Вследствие симметрии поляризации на больших расстояниях результирующее электрическое поле равно нулю, поэтому не будет и излучения. Можно сказать, что излучения отдельных молекул гасят друг друга.</p> <p>Если скорость заряда превышает скорость света в веществе <или близка к ней >, то поле заряда не успевает распространяться в направлении движения заряда, и поляризованными становятся только молекулы, лежащие позади заряда. Симметрия поляризации нарушается, и суммарный дипольный момент молекул, а с ним и поле на больших расстояниях, станет отличным от нуля. Процесс возбуждения вещества зарядом осуществляется поочередно в каждом элементе объема вдоль траектории, и каждый элемент излучает кратковременный электромагнитный импульс. Огибающая этих последовательно излученных волн является фронтом электромагнитной волны, возникающей при движении заряда в веществе. Угол α между направлениями движения заряда и волны зависит от отношения скоростей заряда и света в веществе:</p> $\cos \alpha = V_{\text{света}} / V_{\text{заряда}} = (c/n) / V_{\text{заряда}} = 1 / [n \cdot (V_{\text{заряда}} / c)],$ <p>где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды.</p> <p style="text-align: center;">НАЖМИТЕ ПРОБЕЛ</p>

Рис. 2.1.26. Описание эффекта Черенкова

стью. Из рис. 2.1.27 видно, что при таком прохождении частицы в среде образуется ударная волна в некотором конусе, задаваемым скоростями частиц и света в среде.

Далее предлагается рассмотреть упражнение. В качестве примера, ниже приведен образец упражнения (рис. 2.1.28).



<F1> и <F2> – справки.

Повторим еще разок? <у/n>

Рис. 2.1.27. Графическая иллюстрация распространения света

Показатель преломления среды $n=2$.
Чему равен максимальный угол между
скоростью заряда и направлением
черенковского излучения?
Угол введите в градусах

Правильный ответ:

УКАЖИТЕ ПРАВИЛЬНЫЙ ОТВЕТ

Рис. 2.1.28. Пример упражнения

Также есть три дополнительных задания: самолет, пловец и Доплер (см. рис. 2.1.25). По заданию преподавателя выполняются 2 задания.

После выполнения 2 частей (по указанию преподавателя) на основном окне нажмите «Выход» и пригласите преподавателя. Программа сама поставит вам оценки за выполненные работы.

2.2. Синтез интерференционных покрытий

2.2.1. Задача синтеза интерференционных покрытий

Основные функциональные элементы современных оптических и оптико-электронных приборов и систем (линзы, зеркала, светодетекторы)

лители, защитные окна, активные элементы лазеров и др.) имеют на своих поверхностях тонкослойные интерференционные оптические покрытия [4]. Такие покрытия дают возможность формировать различные требуемые фазовые и энергетические характеристики оптических элементов.

Основой тонкослойных интерференционных оптических покрытий служат одно и многослойные слоистые системы (см. рис. 1.5.1), состоящие из диэлектрических пленок, толщины которых сравнимы с длиной волны. В дальнейшем такие структуры будем называть просто интерференционные покрытия. Обычно интерференционные покрытия (ИП) называются по тем задачам, которые они выполняют.

Под синтезом интерференционных покрытий подразумевают задачу нахождения такой структуры, которая реализует заданные спектры пропускания и отражения. Решение задачи синтеза ИП в общем виде сопряжено со значительными трудностями, поэтому имеется большое количество различных методов синтеза, ориентированных на решение частных задач. Универсального метода синтеза покрытий не существует.

С точки зрения используемых математических методов, методы синтеза ИП можно разделить на несколько групп [5]:

- аналитические методы синтеза ИП представляют собой последовательность вычислительных операций, аналогичных анализу ИП, выполнение которых позволяет либо найти решение, либо убедиться в его отсутствии для рассматриваемого типа покрытий;

- численные методы оптимизации характеристик покрытия – это методы, позволяющие минимизировать функцию качества, которая определяет отклонение рассчитанного спектра от заданного эталонного спектра. Рассмотрим подробнее эти методы.

К аналитическим методам синтеза относятся методы, при которых выбор с помощью аналитических выражений показателей преломления многослойной системы позволяет приблизиться к заданной спектральной характеристике покрытия. Для упрощения задачи обычно полагают, что покрытие состоит из непоглощающих слоев равной оптической толщины. Задача синтеза в этом случае заключается в определении показателей преломления слоев.

К аналитическим методам синтеза покрытий относится матричный метод расчета спектральных характеристик [5]. При некоторых приближениях он позволяет получить удобные для задачи синтеза математические выражения, которые используются при решении ряда задач по конструированию широкополосных про-

светляющих и светоделительных покрытий с небольшим числом слоев. Свойственные методу Карда возможности линеаризации математических выражений, определяющих зависимости спектральных характеристик от конструктивных параметров покрытия, используются при комбинации метода с методами линейного программирования.

Эти методы имеют свои достоинства, главное из которых – отсутствие необходимости в нулевом приближении. Недостаток этого класса методов заключается в сложности практической реализации рассчитанных покрытий, а также в их неприменимости для неупрощенного критерия качества.

Ниже мы рассмотрим наиболее распространенные просветляющие покрытия, диэлектрические зеркала и интерференционные фильтры.

2.2.2. Программа анализа и синтеза оптических систем

Синтез и анализ покрытий проводится с использованием программ FilmManager и FilmAnalysis, разработанных на кафедре физики СПбГУАП. В программе FilmManager предусмотрена возможность синтеза оптических покрытий различного назначения. В программе FilmAnalysis дополнительно предусмотрена возможность анализа спектров пленок на различных подложках.

Программа позволяет выполнять многоплановые расчеты спектров отражения, пропускания и поглощения покрытий, в том числе варьирование числа слоев, их толщин и показателей преломления, а также минимизировать поглощение на заданной длине волны. Методика расчета строится на рекуррентном методе. В программе предусмотрен диалоговый режим работы, что при продуманном, удобном и функциональном интерфейсе позволяет пользователю корректировать или оптимизировать синтезируемые покрытия в реальном масштабе времени и находить устойчивые решения.

Основное окно программы показано на рис. 2.2.1.

Рассмотрим основные элементы управления. В верхней части главного окна программы расположен переключатель вкладок, содержащих ее элементы управления.

– «Ввод данных» – ввод параметров среды, подложки, слоев, угловых характеристик излучения и т. д., а также запуск процесса оптимизации покрытия.

– «Результаты» – отображение спектральных значений пропускания, отражения и поглощения, а также структура оптимизированного покрытия.

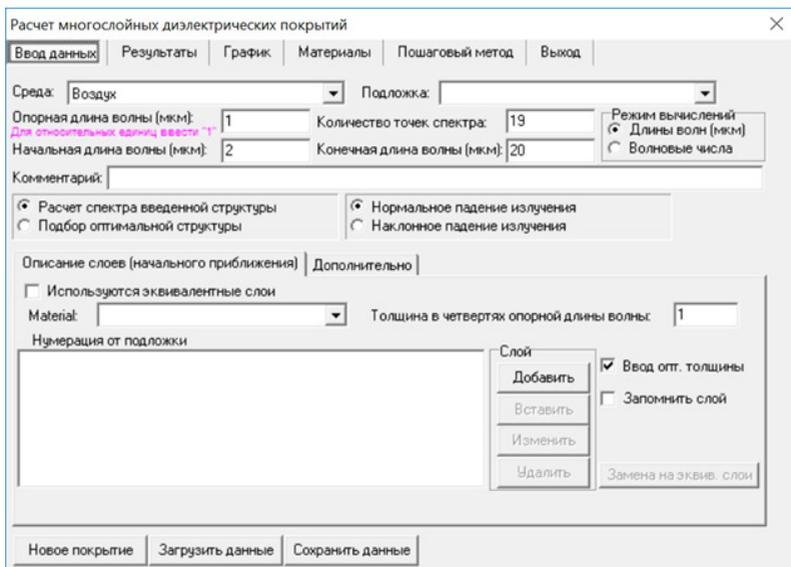


Рис. 2.2.1. Основное окно программы расчета интерференционных покрытий FilmAnalysis

- «График» – графическое изображение спектров.
 - «Материалы» – редактор базы данных используемых материалов.
 - «Выход» – окончание работы с программой.
- Для расчета покрытия вводятся исходные данные:
- «Среда» – из списка выбирается материал среды.
 - «Подложка» – из списка выбирается материал подложки.
 - «Опорная длина волны» – длина волны (мкм), относительно которой измеряются толщины слоев покрытия.
 - «Количество точек спектра» – число точек, для которого вычисляются значения отражения и пропускания. Максимальное число – 1000.
 - «Режим вычислений» – выбирается шкала длин волн (мкм) или волновых чисел.
 - «Начальная длина волны» («Начальное волновое число») – длина волны (мкм) (волновое число, см^{-1}), соответствующая началу рассматриваемого спектрального диапазона.
 - «Конечная длина волны» («Конечное волновое число») – длина волны в мкм (волновое число в см^{-1}), соответствующая окончанию рассматриваемого спектрального диапазона.

Кнопки выбора основного режима работы программы:

– «Расчет спектра введенной структуры» – вводится структура покрытия и вычисляется спектр.

– «Нормальное падение излучения» – предполагается, что излучение падает на покрытие нормально к его поверхности.

– «Наклонное падение излучения» – излучение падает на поверхность покрытия под углом. Задаются угол падения излучения относительно нормали к поверхности и поляризация падающего света.

– «Описание слоев (начального приближения)» – на этой вкладке расположены органы управления, позволяющие задать структуру покрытия:

– «Материал» – список, из которого выбирается материал слоя или «Показатель преломления слоя» – поле ввода показателя преломления для абстрактного слоя.

– «Толщина в четвертях опорной длины волны» – поле ввода толщины слоя в четвертях введенной ранее опорной длины волны.

– «Ввод опт. толщины» – если эта кнопка включена, то вводится оптическая толщина слоя, равная показателю преломления слоя на опорной длине волны, помноженному на геометрическую толщину слоя в четвертях опорной длины.

– Список введенных данных о слоях содержит номер слоя (нумерация ведется от подложки), его материал или показатель преломления и толщину слоя. Параметры выделенного из списка слоя попадают в соответствующие поля редактирования для изменения. Запись изменений выполняется нажатием кнопки «Изменить». Слева от параметров каждого слоя имеется отметка «✓», наличие которой свидетельствует о том, что параметры этого слоя варьируются в процессе оптимизации. При необходимости пользователь имеет возможность отключить отметку «✓», оставляя, тем самым, в процессе оптимизации параметры соответствующего слоя неизменными.

– «Добавить» – добавляет введенный слой в конец списка.

– «Вставить» – вставляет введенный слой перед выбранным в списке.

– «Запомнить слой» – если эта кнопка включена, то выделенный слой запоминается и в дальнейшем может быть вставлен в необходимое место в списке структуры, что часто бывает необходимо при создании периодических структур.

– «Изменить» – записывает изменения в параметрах текущего слоя.

– «Удалить» – удаляет выбранный слой из списка слоев покрытия.
– «Замена на эквив. слой» – эта кнопка доступна только в случае, если включена кнопка «Использовать эквивалентные слои». Задействуется в профессиональном режиме работы.

– «Параметры накл. излучения» – эта вкладка видна только в том случае, когда включен режим наклонного падения излучения. Она содержит следующие органы:

– «Угол падения излучения» – угол падения излучения относительно нормали к поверхности покрытия (в градусах).

– «Тип поляризации» – задает тип поляризации падающего излучения:

– « P – поляризация»;

– « S – поляризация»;

– «Круговая» – круговая поляризация;

– «Произвольная» – если выбран данный тип поляризации, то необходимо ввести угол наклона плоскости поляризации (δ), измеряемый в градусах.

– «Новое покрытие» – нажатие на эту кнопку вызывает очистку всех полей ввода данных для ввода нового покрытия.

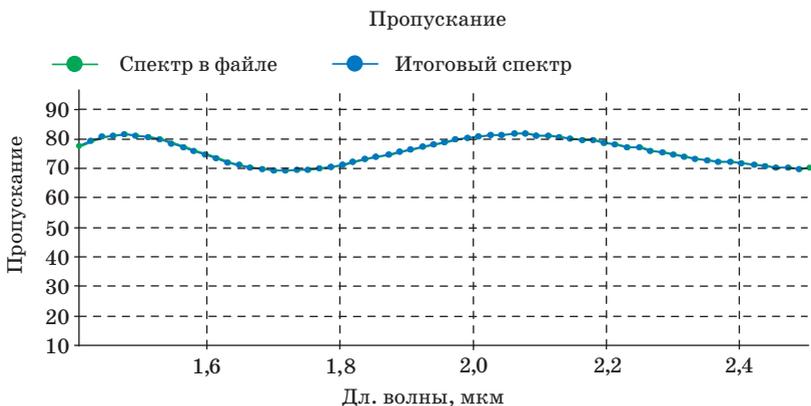
– «Загрузить данные» – загрузка предварительно сохраненных исходных данных из файла. При нажатии на эту кнопку вызывает стандартный диалог выбора файла.

– «Сохранить данные» – сохранение всех введенных параметров покрытия и оптимизации в файле на диске. При нажатии на эту кнопку вызывается стандартный диалог выбора файла.

Рассмотрим основные моменты работы программы для определения оптических констант. Для нахождения оптических констант пленок предложен пошаговый метод, который заключается в том, что сначала определяется коэффициент преломления в одной или группе точек спектра, а затем проводится переход на соседнюю группу точек. Для его реализации необходимо использовать дополнительные опции программы.

Во-первых, необходимо задавать эталонный спектр через экспериментальный спектр. Для этого в программе введена опция ввода экспериментального спектра из экспериментальных файлов в Excel. После включения опции «Загрузить из файла» высвечиваются имеющиеся файлы Excel. Выбирается исследуемый спектр, после чего выбранный участок высвечивается окно, представленное на рис. 2.2.2.

После импортирования спектра в основную программу, можно искать коэффициент преломления $\langle n_2 \rangle$ и геометрическую толщину



	В файле	В итоговом спектре
Начальная длина волны (мкм):	1,408	1,408
Конечная длина волны (мкм):	2,506	2,506
Количество точек спектра:	65	65

Рис. 2.2.2. Окно программы анализа пленок

ну пленки h_2 в выбранной области спектра. Результаты расчета спектра с найденными значениями $\langle n_2 \rangle$ и h_2 вводятся в программу. Основные отличия находятся в областях, где толщина пленки кратна $\lambda/2$. Это связано с тем, что коэффициент преломления материала подложки был определен на чистой подложке. Нанесение же пленки на нее меняет структуру пограничного слоя и его коэффициент преломления. При прецизионных измерениях следует задавать коэффициент преломления подложки с учетом разницы экспериментального и рассчитанного спектра в области полуволновых толщин пленки.

На рис. 2.2.3 приведены результаты обработки спектра пленки $\text{Ba}_x\text{Mg}_{1-x}\text{F}_2$. В программе в качестве среды использовался воздух, показатель преломления подложки $n_1 = 2,445$, показатель преломления пленки $n_2 = 1,395$. Важным моментом при нахождении нового значения n_2 является знание границ изменения n_2 . В работах [4 = 5] проведен анализ оптических спектров и показано, что возможен «перескок» на соседнюю кривую с другими значениями n_2 . Чтобы избежать этого, оператор должен анализировать отклонение от функции качества, которое выводится при оптимизации как «Разность между эталоном и результатом» и, как показано на рис. 2.2.4.

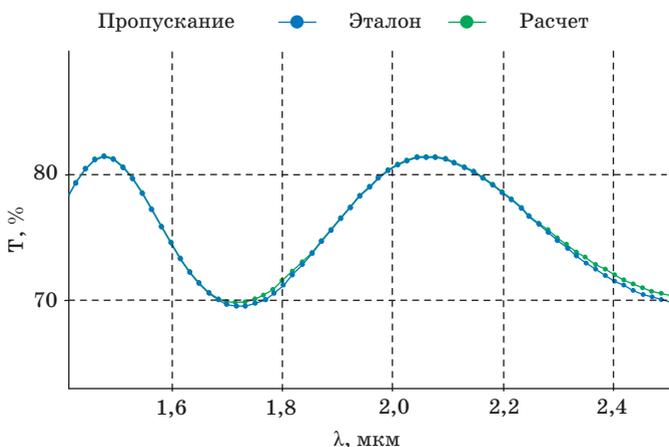


Рис. 2.2.3. Пример обработки спектра пленки $Ba_xMg_{1-x}F_2$

Идет оптимизация покрытия...

Шаг # 1151400

Разность между эталоном и результатом: 0,260

Остановить оптимизацию

Используется метод случайного поиска

Рис. 2.2.4. Окно анализа функции качества

При дальнейших обработках спектра можно взять геометрическую толщину h_2 за основу. В этом случае в программе поставлена опция «Постоянная толщина». Анализ показывает, что при переходе к другим участка спектра найденная толщина не меняется в пределах $\pm 0,0005$, что достаточно для определения n_2 с точностью не хуже 0,001. После нахождения предварительных данных, можно перейти к пошаговому методу. По опции, показанной на рис. 2, выбирается узкий участок спектра (3–10 точек) и для нового участка находятся значения n_2 . В качестве начальных приближений используются $\langle n_2 \rangle$ и h_2 .

В том случае, когда она увеличивается при изменении границ n_2 нужно выбрать новые границы, при которых она уменьшается. Анализ спектров показал, что при выборе величины шага итера-

ции, он не должен превышать 0,11, а для границ коэффициента преломления оптимальным является $\pm 0,02$.

Работа программы будет рассмотрена на практических занятиях на примере просветляющих покрытий и диэлектрических зеркал.

2.2.3. Синтез просветляющих покрытий

Просветляющие покрытия наиболее широко распространены и составляют 80–90% от всех типов покрытий. Просветление поверхностей элементов оптических систем [3–5] используют по двум причинам. Во-первых, если оптическая система состоит из элементов с высокими показателями преломления или если количество элементов велико, потери света из-за отражения могут быть недопустимо большими. Во-вторых, в плоскость изображения попадает свет, претерпевший многократное отражение от поверхностей элементов, что приводит к уменьшению контрастности и четкости изображения.

Пропускание пластины (без учета интерференции проходящего света) равно

$$T = (T_s)^2 / (1 - R_s^2) = (1 - R_s) / (1 + R_s), \quad (2.2.1)$$

$$\text{где } R_s = (1 - n_s) / (1 + n_s), \quad (2.2.2)$$

где n_s – показатель преломления подложки.

На рис. 2.2.5 представлена зависимость пропускания плоскопараллельной подложки $T(\%)$ от ее коэффициента преломления n_s .

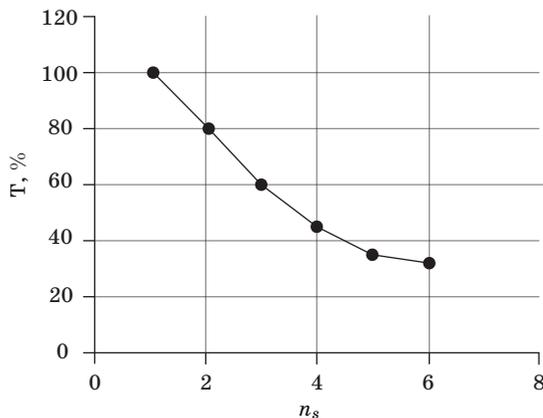


Рис. 2.2.5. Зависимость пропускания плоскопараллельной пластины от ее коэффициента преломления

Для увеличения пропускания оптических деталей на их преломляющие поверхности наносятся просветляющие покрытия, которые уменьшают коэффициент отражения преломляющих поверхностей до 0,001 на одной и до 0,05 в широком спектральном диапазоне. Просветляющие оптические покрытия получают обычно в ИК области спектра осаждением в вакууме.

В зависимости от конструктивных и эксплуатационных условий работы детали выбирается конструкция просветляющего покрытия (количество и толщины слоев, составляющие покрытие материалы, способы их осаждения в вакууме). Наиболее дешевыми и простыми в изготовлении являются однослойные четвертьволновые покрытия, минимальная отражательная способность которых при нормальном падении света определяется выражением:

$$R_{\min} = \left\{ \left(n_1^2 - n_o n_s \right) / \left(n_1^2 + n_o n_s \right) \right\}^2, \quad (2.2.3)$$

где n_o – показатель преломления воздуха; n_1 – показатель преломления пленки с оптической толщиной $n_1 d_1 = l_0/4$; n_s – показатель преломления подложки; l_0 – длина волны, при которой $R = R_{\min}$ и производится контроль осаждения слоя; d_1 – геометрическая толщина пленки.

Минимальная отражательная способность $R = 0$ реализуется при условии,

$$n_1^2 = n_o n_s. \quad (2.2.4)$$

Применительно к оптическим материалам, прозрачным в инфракрасной области спектра n_s подложки изменяется от 1,4–1,45 (фторид бария, кальция) до 4,0 (германий) показатель преломления n_1 должен иметь величину от 1,20 до 2,0. Пленкообразующих веществ, обладающих достаточной механической прочностью и стабильностью с показателем преломления меньше чем 1,38 (на длине волны 1 мкм) нет. Часто для однослойного просветления применяют пленки фтористого магния (MgF_2 $n = 1,38$ на сапфире с $n_s = 1,68$ для 4 мкм) или фтористого свинца (PbF_2 $n = 1,6$ для $l_0 = 10$ мкм на селениде цинка), которые дают нулевое отражение для подложек с $n_s = 1,90$ и 2,6 соответственно.

Хотя однослойные покрытия удовлетворительны для ряда применяемых задач и просты в изготовлении, они обладают некоторыми серьезными ограничениями. Так для кроны наименьшее отражение с пленкой фторида магния равно 1,33%. Для веществ с большими показателями преломления можно реально получить

и нулевое отражение. Однако, отражение весьма быстро возрастает при отклонении длины волны в ту или иную сторону. Даже небольшие ошибки в толщине пленки могут существенно снизить просветление на рабочей длине волны. Эти трудности можно преодолеть, используя покрытия из нескольких (двух – трех) слоев. Уменьшение отражательной способности материалов до величин близких к нулю в широкой области спектра, как в видимой, УФ и ближней ИК областях спектра, достигают применением многослойных просветляющих покрытий.

Уменьшения отражательной способности материалов до величин близких к нулю, прозрачных в видимой, УФ и ближней ИК областях спектра, достигают применением многослойных просветляющих покрытий.

Наиболее часто используют двухслойные покрытия, состоящие из следующих компонентов Ge, Sb_2S_3 , ZnS, ZnSe, PbF_2 , MgF_2 , ZrO_2 и др. Оптическая толщина слоев этих материалов определяет положение спектральной кривой остаточного коэффициента отражения и зависит от значений показателей преломления слоев и подложки. Значения оптических толщин определяют в зависимости от показателей преломления пленкообразующих материалов и подложки из условия $R = 0$, при $\lambda = l_0$, где λ – длина волны, на которой измеряется R для заданного спектрального интервала (обычно $R \leq 0,008$).

Если решена задача с двухслойным просветляющим покрытием у которого $n_0 < n_1 < n_s < n_2$, то расширение области просветления до $2N$ можно получить вставив между двумя пленками третью, с толщиной $l_0/2$. Коэффициент преломления третьей пленки должен быть больше, чем у каждой из первых. Его реальное значение можно подобрать, используя программы расчета спектров покрытий на основе численных методов. В качестве примера на следующем рис. 2.2.6 приведены спектры отражения покрытий из одно, двух и трехслойных пленок на стекле в видимой области спектра.

В однослойном покрытии использованы четвертьволновые пленки из фторида магния, в двухслойном покрытии использованы в качестве первой и второй пленки четвертьволновые пленки из фторида свинца и фторида магния, в трехслойном покрытии в качестве первой и третьей пленки использованы четвертьволновые пленки из фторида свинца и фторида магния, а в качестве промежуточной полуволновой пленки использованы пленки из окиси циркония, сульфида цинка и фторида свинца. Видно, что по мере роста коэффициента преломления ширина области просветления сначала растет, а затем снова сужается. Оптимальные по пропу-

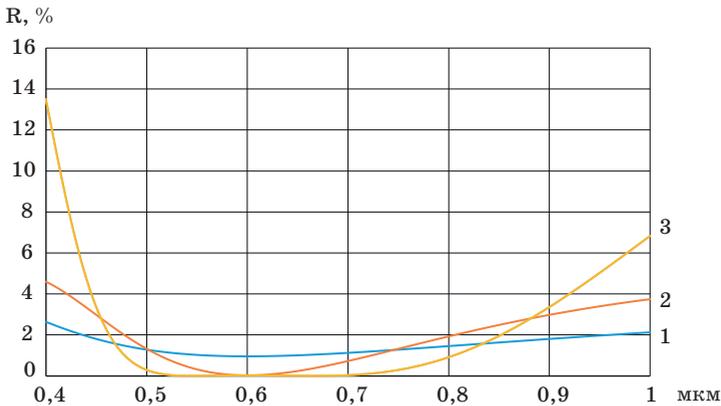


Рис. 2.2.6. Спектры отражения 1-, 2- и 3-слойных просветляющих покрытий: 1 – однослойное покрытие; 2 – 2-слойное покрытие; 3 – 3-слойное покрытие

сканию и ширине области просветления получают покрытия из фторида свинца с коэффициентом преломления 1,6 или окиси циркония с коэффициентом преломления 2.

Дальнейшее расширение полосы просветления возможно на основе системы пленок с уменьшающимся коэффициентом преломления. Первая пленка имеет максимальный коэффициент преломления, близкий, но меньший коэффициента преломления подложки, а последняя имеет коэффициент преломления максимально близкий к 1.

2.2.4. Синтез диэлектрических зеркал

Рассмотрим высоко отражающие покрытия из четвертьволновых пленок с коэффициентом отражения R [2–5, 10]. Диэлектрическая пленка толщиной h (показатель преломления n_B), нанесенная на подложку с показателем преломления n_0 ($n_0 < n_B$) увеличивает коэффициент отражения, если $n_B h = l/4$. Действительно, в этом случае на передней грани происходит скачок фазы волны на π и такое же изменение фазы дает оптическая разность хода лучей.

На рис. 2.2.6 показано, как изменяется коэффициент отражения по мощности R системы воздух ($n_H = 1$) – пленка–стекло ($n_0 = 1,5$) для излучения с длиной волны λ в зависимости от оптической толщины пленки $n_B h$.

В случае, если пленка является четвертьволновой ($n_B h = q\lambda/4$, $\theta = 1, 3, 5, \dots$) для R получается выражение

$$R = \left[\frac{n_0 n_s - n_B^2}{n_0 n_s + n_B^2} \right]. \quad (2.2.5)$$

Максимальное значение коэффициента отражения системы тем выше, чем выше показатель преломления пленки n_B . Чем «сильнее» выполняется неравенство $n_B = \sqrt{n_n n_0}$, тем ближе величина R к нулю. Отсюда и следует возможность увеличения отражения от поверхности путем нанесения на нее четвертьволнового слоя.

Если величина n_B близка к n_0 ($n_B = 1,5$), невозможно отличить пленку от стеклянной подложки. Коэффициент отражения системы $R = 0,04$ есть коэффициент отражения от границы воздух–стекло и не зависит от толщины пленки. Такая же величина R достигается для $n_B h = k\lambda / 2$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) для любых значений n_B .

На практике высокого коэффициента отражения добиваются путем применения многослойных покрытий с чередующимся высоким (n_B) и низким (n_H) показателем преломления. Вещества, используемыми в интерференционных зеркалах, должны образовывать прочные, стойкие к атмосферным воздействиям покрытия и обладать малым поглощением в рабочей области длин волн.

В видимой области спектра используются для этих целей криолит Na_3AlF_6 ($n_H = 1,34$), ZnS ($n_B = 2,3$), CaF_2 ($n_H = 1,3$), SbO_3 ($n_B = 2,05$), MgF_2 ($n_H = 1,38$), PbF_2 ($n_B = 1,8$) и др. В инфракрасной области спектра для этих целей используют, ZnS ($n_B = 2,1$), ZnSe ($n_B = 2,4$), Ge ($n = 4$), CaF_2 ($n_H = 1,3$), SbO_3 ($n_B = 2,05$), MgF_2 ($n_H = 1,38$), PbF_2 ($n_B = 1,65$) и др.

Величина коэффициента отражения многослойного четвертьволнового зеркала зависит от числа слоев (пример, для зеркала из ZnS и MgF_2). Для получения коэффициентов отражения, превышающих 99%, обычно наносят на подложку 11–15 слоев диэлектриков.

На рис. 2.2.7 изображена кривая коэффициента отражения зеркал, с различным числом пленок ZnS и MgF_2 . По кривым видно, что с ростом числа слоев область хорошего отражения сужается, вершина ее становится все более плоской и приобретает вид плато, а величина отражения в области плато возрастает. Ширина плато $\Delta \lambda$ (ширина области высокого отражения) зависит от разности коэффициентов преломления использованных слоев. Чем она больше, тем шире область отражения.

Для слоев равной оптической толщины получены рекуррентные формулы для максимумов коэффициентов отражения R (пропуска-

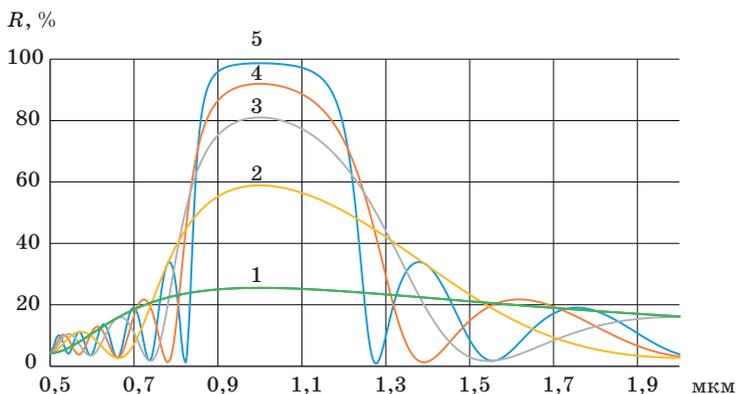


Рис. 2.2.7. Коэффициенты отражения (R) зеркал с различным числом слоев из пленок ZnS и MgF_2 : 1 – однослойная пленка; 2 – трехслойное зеркало; 3 – пятислойное зеркало; 4–7-слойное зеркало; 5 – 11-слойное зеркало

ния $T = 1 - R$). В случае, когда первая прилегающая к подложке пленка изготовлена из вещества с высоким показателем преломления и следующие из чередующихся слоев пленок с высоким (обозначим их как B) и низким показателем преломления (обозначим их как H), структура зеркала имеет вид $ПВ(НВ)^N$.

В случае, когда первая прилегающая к подложке пленка изготовлена из вещества с низким показателем преломления и следующие из чередующихся слоев пленок с высоким и низким показателем преломления, структура зеркала имеет вид $П(НВ)^N$.

При точном равенстве оптической толщины слоев четверти длины волны света коэффициент отражения многослойного зеркала при падении света по нормали из воздуха подсчитывается для четного ($2N$) и нечетного ($2N + 1$) числа слоев соответственно:

$$R_{2N} = \left[\frac{n_0 n_B^{N-2} - n_S n_H^{N-2}}{n_0 n_B^{N-2} + n_S n_H^{N-2}} \right]^2, \quad (2.2.6)$$

$$R_{2N+1} = \left[\frac{n_0 n_S n_H^{N-2} - n_B^{N-2}}{n_0 n_S n_H^{N-2} - n_B^{N-2}} \right]^2. \quad (2.2.7)$$

Одной из разновидностей диэлектрических покрытий на основе зеркал являются отрезающие светофильтры. Они предназначены для задания пропускания в одной области спектра и подавления

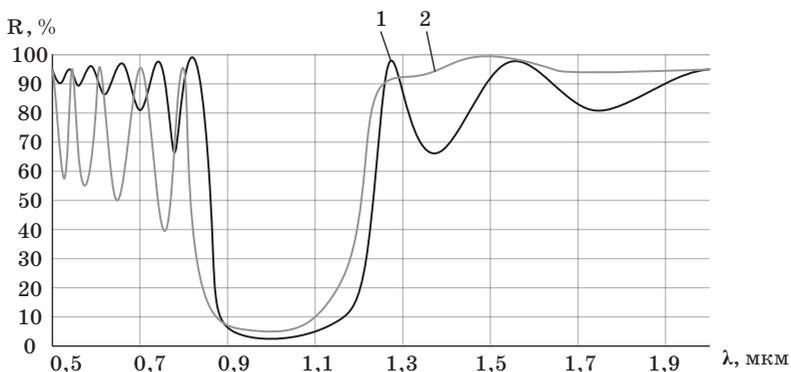


Рис. 2.2.8. Спектры пропускания одиннадцатислойных зеркал:
 1 – спектр из пленок равной толщины $l_0/4$;
 2 – первая и последняя пленки толщиной $l_0/8$

в другой. Как правило, в роли отрезающих светофильтров, используются четвертьволновые зеркала, хотя у них полоса подавления (полоса максимального отражения) не очень широка, для большинства практических задач этого достаточно, особенно, если в качестве пленкообразующих материалов используются материалы с сильно различающимися показателями преломления.

На рис. 2.2.8 приведен пример пропускания 13-слойного зеркала. Недостатком такого рода четвертьволновых систем является то, что как вы помните, они имеют вне зоны максимального подавления или вне зоны максимального отражения побочные экстремумы (минимумы и максимумы).

От этого недостатка можно избавиться, меняя толщины пленок. Если первую и последнюю пленки сделать толщиной $\lambda/8$, то практически исчезнут экстремумы в длинноволновой области спектра (см. рис. 2.2.8).

Если необходимо убрать экстремумы в коротковолновой области спектра, на структуру дополнительно напыляют первым и последним слоем низко преломляющие пленки толщиной $\lambda/8$.

В качестве упражнения проведите самостоятельно такой расчет для отрезающих зеркал из 13 и 15 слоев.

РАЗДЕЛ 3. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ И КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

3.1. Лабораторная работа № 1. Бипризма Френеля

Цель работы: определить длину волны монохроматического света видимой области спектра и преломляющий угол бипризмы Френеля.

Методические указания

Волны, разность фаз которых остается постоянной в течение всего времени наблюдения, называются когерентными. При наложении когерентных световых волн в пространстве происходит перераспределение светового потока так, что в одних местах наблюдается усиление, а в других – ослабление интенсивности света. Это явление называется интерференцией. Если на пути когерентных волн в области, где они налагаются, поставить экран, то на нем можно наблюдать интерференционную картину.

Рассмотрим интерференционную картину, получаемую при наложении волн от двух точечных когерентных источников S_1 и S_2 на плоском экране Э, параллельном прямой, соединяющей источники (рис. 3.1.1). Пусть расстояние между источниками – d , расстояние между экраном и источниками – L . Для простоты будем считать, что источники испускают когерентные волны одинаковой амплитуды. Рассмотрим результат интерференции в некоторой точке В, находящейся от источников S_1 и S_2 на расстояниях r_1 и r_2 , соответственно. Поля, создаваемые в точке В источниками S_1 и S_2 , имеют вид

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - kr_1), \quad E_2 = E_0 \cos(\omega t - kr_2), \quad (3.1.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина волны, ω – круговая частота, E_0 – амплитуда.

Суммарное поле в точке В (при условии, что колебания E_1 и E_2 совершаются вдоль одной прямой) будет

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \cos \left(\omega t - \frac{k(r_1 + r_2)}{2} \right). \quad (3.1.2)$$

Его амплитуда $A = \left| 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \right|$ изменяется при перемещении точки В вдоль оси y и зависит от величины $\Delta = r_2 - r_1$, называ-

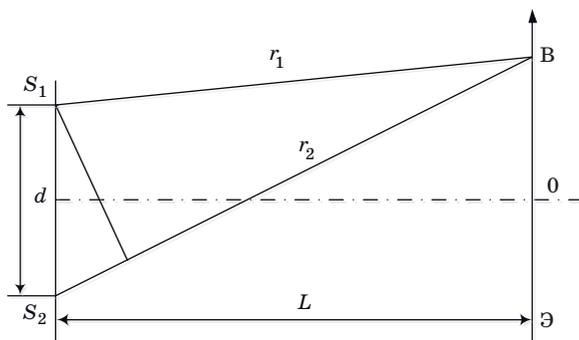


Рис. 3.1.1. Интерференционная картина, получаемая при наложении волн от двух точечных источников света

емой разностью хода волн. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды

$$I = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}. \quad (3.1.3)$$

При $\Delta = m\lambda$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) интенсивность света будет максимальной ($I_{\max} = 4I_0$); при $\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$, — минимальной ($I_{\min} = 0$).

Определим $\Delta = r_2 - r_1$ для точки экрана с координатой Y . Будем рассматривать интерференционную картину лишь вблизи центра экрана (точки O) на расстояниях, малых по сравнению с L . Тогда

$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{Yd}{L}. \quad (3.1.4)$$

Распределение интенсивности вдоль оси OY определяется выражением

$$I(Y) = 4I_0 \cos^2 \frac{\pi d}{\lambda L} Y. \quad (3.1.5)$$

Расстояние δ между соседними максимумами или минимумами интерференции равно

$$\delta = Y_m - Y_{m-1} = \lambda \frac{L}{d}. \quad (3.1.6)$$

Величину δ называют шириной полосы интерференции.

Соотношение (3.1.6) можно использовать для нахождения длины световой волны

$$\lambda = \delta \frac{d}{L}. \quad (3.1.7)$$

Светящееся тело состоит из отдельных атомов, каждый из которых излучает в моменты времени, совершенно не связанные друг с другом. Вследствие этого начальная фаза суммарной волны быстро и произвольно изменяется. Излучение источников, разность фаз которых изменяется, является некогерентным. Наблюдать же можно интерференционную картину, которая получается в результате сложения только когерентных волн и является устойчивой во времени и в пространстве.

Получить когерентные волны можно различными способами, например, разделив исходную волну на две. Одним из устройств, позволяющих достичь этой цели, является бипризма Френеля. Она представляет собой сложенные основаниями две одинаковые призмы с малым преломляющим углом (в оптике основанием призмы принято называть ту ее грань, которая лежит против преломляющего угла). На рис. 3.1.2 показан ход лучей через бипризму от точечного источника S .

Пучок лучей преломляется на гранях призм, и за призмами идут два перекрывающиеся пучка света, которые можно рассматривать как бы исходящими из двух мнимых изображений S_1 и S_2 источника света S . Область наложения пучков лучей является областью интерференции.

Для наблюдения интерференции с помощью бипризмы Френеля обычно в качестве источника берут узкую щель, расположенную параллельно преломляющей грани бипризмы. Тогда за бипризмой будут распространяться две когерентные цилиндрические волны, исходящие из двух мнимых изображений щели.

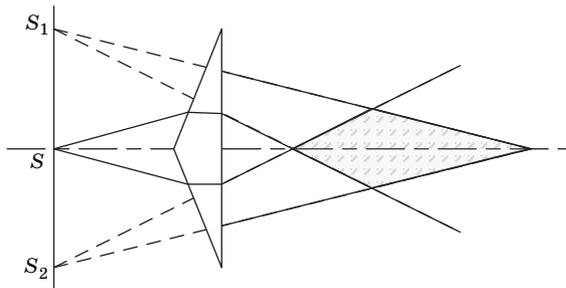


Рис. 3.1.2. Бипризма Френеля

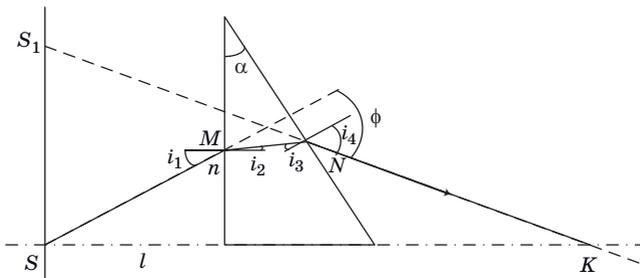


Рис. 3.1.3. Ход лучей в бипризме Френеля

Определим расстояние между этими мнимыми источниками S_1 и S_2 . Пусть α – преломляющий угол, а n – показатель преломления стекла, из которого изготовлена бипризма. Рассмотрим ход луча $SMNK$, падающего на бипризму под углом i_1 (рис. 3.1.3). Так как расстояние от бипризмы до источника много больше размера бипризмы, угол i_1 будет малым и $\sin i_1 \approx i_1$. Тогда угол отклонения луча φ из геометрических соображений и закона преломления света будет

$$\begin{aligned} \varphi = i_1 + i_4 - \alpha, \quad i_2 = \frac{1}{n} i_1, \quad i_3 = \alpha - i_2 = \alpha - \frac{1}{n} i_1, \\ i_4 = n i_3 = n\alpha - i_1, \quad \varphi = \alpha(n - 1). \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

Таким образом, угол φ зависит только от α и n , а продолжения всех преломленных лучей после прохождения через бипризму соберутся в одной точке S_1 , являющейся мнимым изображением источника света S , причем

$$S_1 S_2 = 2S_1 S = d = 2l\alpha(n - 1), \quad (3.1.9)$$

где l – расстояние от источника S до бипризмы. Тогда

$$\alpha = \frac{d}{2l(n - 1)}, \quad (3.1.10)$$

т. е. измерив расстояния d и l и зная n , можно определить преломляющий угол бипризмы.

Описание лабораторной установки

Схематическое изображение установки приведено на рис. 3.1.4. На противоположных концах оптической скамьи закреплены: ис-

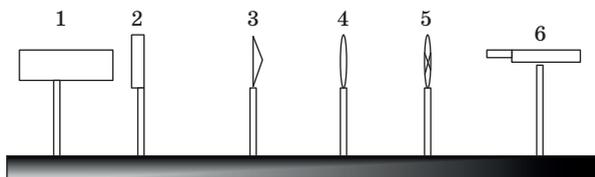


Рис. 3.1.4. Лабораторная установка

точник света с фильтром *1* и раздвижной щелью *2* и измерительный микроскоп *6* (рис. 3.1.4).

Увеличение микроскопа можно изменять, передвигая его тубус (подвижную часть). Измерительная шкала микроскопа, помещенная внутри окуляра, имеет цену деления, различную для разных положений тубуса микроскопа. В процессе работы все элементы установки располагают на оптической скамье на одной высоте, при этом между щелью и микроскопом на разных этапах работы располагают держатель *5* с перекрестием, бипризму Френеля *3*, закрепленную в оправе, и собирающую линзу *4*.

Порядок выполнения работы

1. На оптической скамье устанавливают источник света, щель и микроскоп. Включают источник света. Проверяют, на одной ли высоте находятся все элементы установки.

2. Определяют положение фокальной плоскости микроскопа. Для этого перед микроскопом помещают держатель с перекрестием нитей. Перемещая держатель вдоль скамьи, и одновременно наблюдая в микроскоп, добиваются четкого изображения нитей. Изображение будет резким, когда перекрестие находится в фокальной плоскости микроскопа. Отмечают это положение по шкале на оптической скамье. Измеряют расстояние L между щелью и фокальной плоскостью.

3. Получают интерференционную картину. Для этого между щелью и микроскопом на оптической скамье (примерно посередине) располагают держатель с бипризмой. Чтобы проверить, попадает ли свет, прошедший бипризму, в объектив микроскопа, раскрывают шире щель и на пути пучка света располагают лист белой бумаги сначала перед бипризмой – светлая полоса должна быть посередине бипризмы. Затем лист помещают за бипризмой, на нем должна быть видна не очень широкая светлая полоса на ровном фоне. При перемещении листа бумаги по направлению к микроскопу эта по-

лоса должна попасть в объектив микроскопа. Если светлая полоса не попадает в объектив, необходимо немного повернуть микроскоп вокруг вертикальной оси. После этого сужают щель и наблюдают интерференционную картину в окуляр микроскопа. Если полосы интерференции окажутся расплывчатыми, надо изменить ширину щели или положение бипризмы. Интерференционная картина будет достаточно четкой при условии параллельности щели и ребра тупого двугранного угла бипризмы. Бипризму можно поворачивать в оправе вокруг горизонтальной оси с помощью специального винта, связанного с оправой.

Наблюдая интерференционную картину в микроскоп и одновременно поворачивая бипризму, добиваются максимальной резкости интерференционной картины.

Для определения длины волны монохроматического света и преломляющего угла бипризмы необходимо, как видно из формул (3.1.7) и (3.1.10), измерить расстояние δ между соседними полосами интерференции, расстояние d между мнимыми источниками, расстояние L от щели до фокальной плоскости микроскопа (так как интерференционная картина наблюдается в фокальной плоскости микроскопа) и расстояние l от щели до бипризмы.

4. Определяют расстояние δ . Для этого с помощью окулярной шкалы микроскопа измеряют расстояние ΔY , на котором укладывается k светлых полос интерференции. Тогда

$$\delta = \frac{\Delta Y}{k} c, \quad (3.1.11)$$

где c – цена деления окулярной шкалы микроскопа.

5. Измеряют расстояние l между щелью и бипризмой.

6. Определяют расстояние d . Для этого на оптическую скамью между бипризмой и микроскопом помещают линзу. Наблюдая в микроскоп и перемещая линзу вдоль скамьи, находят такое положение линзы, при котором видны две яркие полосы – изображения мнимых источников. Измеряют расстояние d_1 между этими изображениями по шкале микроскопа (с учетом цены деления). Расстояние d находят, пользуясь формулой для увеличения тонкой линзы

$$d = d_1 \frac{D}{D_1}, \quad (3.1.12)$$

где D – расстояние от линзы до мнимых источников (до щели); измеряют это расстояние по шкале на оптической скамье; D_1 – рас-

стояние от линзы до изображений этих источников, их наблюдают в фокальной плоскости микроскопа, $D_1 = L - D$.

Порядок вычислений и требования к отчету

1. По формулам (3.1.11) и (3.1.12) вычисляют величины δ и d . Используя полученные значения δ , d и L , вычисляют по (3.1.7) величину λ . Оценивают систематическую погрешность θ_λ .

2. Определяют преломляющий угол α по формуле (10), оценивают θ_α .

3. Приводят окончательные результаты с погрешностями.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление интерференции, каковы условия наблюдения интерференции?

2. Как скажутся на качестве интерференционной картины немонохроматичность источника света, размеры источника света?

3. Получите выражение для ширины интерференционных полос, наблюдаемых на установке с бипризмой Френеля.

4. Какова ширина области интерференции в плоскости экрана, находящегося на расстоянии L от бипризмы?

3.2. Лабораторная работа № 2. Кольца Ньютона

Цель работы: определить радиус кривизны линзы из наблюдения интерференционных колец Ньютона.

Методические указания

Если световая волна падает на тонкую прозрачную пластинку или пленку, то при отражении от обеих поверхностей пластинки возникают когерентные волны, которые могут интерферировать. Осветив тонкую пленку переменной толщины, можно увидеть большое число темных и светлых полос интерференции. Каждая полоса проходит через точки пленки, в которых толщина ее одинакова, поэтому такие полосы называют полосами равной толщины.

Классическим примером полос равной толщины являются кольца Ньютона. Если положить плосковыпуклую линзу на плоскую стеклянную пластинку (рис. 3.2.1), то слой воздуха между линзой и пластинкой будет играть роль пленки переменной толщины. Осветив такую систему монохроматическим светом, можно наблюдать интерференционную картину в виде светлых и темных кон-

центрических колец. Картину интерференции можно наблюдать в отраженном и проходящем свете.

Рассмотрим интерференционную картину в отраженном свете. Пусть система освещается параллельным пучком света, распространяющимся вдоль нормали к поверхности пластинки. Если радиус кривизны линзы велик, то воздушный зазор между линзой и пластинкой будет мал, и с достаточной степенью точности можно считать, что луч k (рис. 3.2.1) практически будет нормален и к поверхности линзы. При прохождении линзы и пластинки луч будет частично отражаться и преломляться в точках 1, 2, 3 и 4. Интерференционную картину дадут лучи, отраженные в точках 2 и 3, так как оптическая разность хода между ними весьма мала. Оптическая разность хода лучей, отраженных в точках 1 и 4, велика, поэтому порядок интерференции будет высоким и полосы наблюдаться не будут. Оптическая разность хода лучей, отраженных от поверхностей B_1AB и C_1AC

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}, \quad (3.2.1)$$

где d – толщина воздушного слоя в месте отражения, $\lambda/2$ – учитывает изменение фазы волны на противоположную, при отражении от оптически более плотной среды (в точке 3). Минимумы интерференции будут наблюдаться при условии:

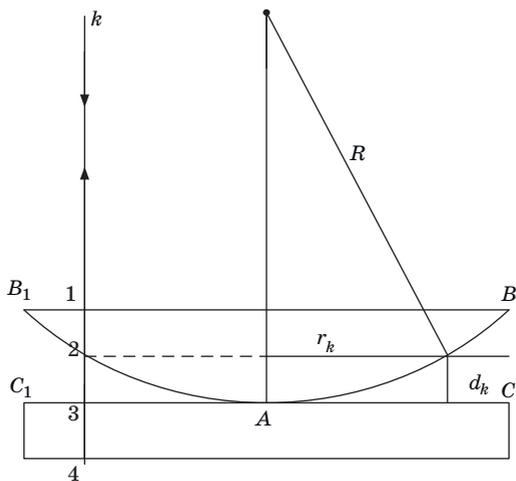


Рис. 3.2.1. Схема получения колец Ньютона

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.2.2)$$

Используя соотношения (3.2.1) и (3.2.2), можно найти толщину воздушного зазора d_k , соответствующую k -му темному кольцу,

$$d_k = k \frac{\lambda}{2}. \quad (3.2.3)$$

В центре, где $d = 0$, будет минимум света; при $k = 1$ – первое темное кольцо; оно проходит через точки, где толщина воздушного зазора $d_1 = \frac{\lambda}{2}$. Придавая k значения, равные 2, 3, 4, ..., получим места расположения 2-го, 3-го и других темных колец.

Из геометрических соотношений (рис. 3.2.1) можно найти связь между d_k , радиусом кривизны линзы R и радиусом r_k соответствующего темного кольца. При условии, что $d_k \ll R$

$$d_k \approx \frac{r_k^2}{2R}. \quad (3.2.4)$$

Приравняв (3.2.3) и (3.2.4), получим

$$d_k \approx \frac{r_k^2}{2R}. \quad (3.2.5)$$

Измерив r_k и зная λ , можно вычислить радиус кривизны линзы.

Вследствие упругой деформации стекла трудно добиться идеального соприкосновения линзы с плоскопараллельной пластинкой в одной точке, поэтому результат будет более правильным, если при вычислениях исходить из разности радиусов двух колец

$$R = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k - m)\lambda}. \quad (3.2.6)$$

В настоящей работе требуется измерить радиусы ряда интерференционных колец и вычислить радиус кривизны линзы, используя соотношение (3.2.6).

Описание лабораторной установки

Для измерения радиусов интерференционных колец используется измерительный микроскоп. Под тубусом микроскопа M (рис. 3.2.2) находится стеклянная пластинка Π , на которой лежит выпуклой стороной вниз линза L . Кольца Ньютона наблюдаются в отраженном свете.

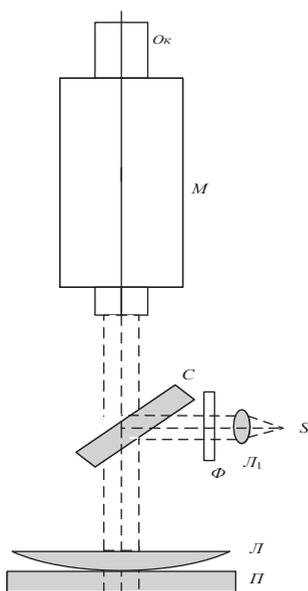


Рис. 3.2.2. Схема установки для наблюдения колец Ньютона

метрического винта. Отсчет производится по шкале, фиксирующей положение микроскопа (цена деления 1 мм), и по шкале барабана микрометрического винта.

Порядок выполнения работы и требования к отчету

Включают источник света. Расположив глаз над окуляром *Ок* микроскопа, добиваются четкого изображения перекрестия путем медленного перемещения окуляра. Увеличенное изображение интерференционных колец должно быть видно в фокальной плоскости окуляра, если в поле зрения микроскопа попадает область вблизи точки касания линзы *Л* и пластинки *П*. Четкости картины добиваются путем фокусировки микроскопа на верхнюю поверхность отражающей пластинки *П*. Проверяют положение перекрестия в окуляре микроскопа относительно интерференционной картины. При горизонтальном перемещении микроскопа оно должно двигаться вдоль диаметральной линии колец.

1. Перекрестие нитей в окуляре устанавливают с какой-либо стороны от центра интерференционной картины сначала на 10-е темное кольцо. Снимают отсчет по шкале и барабану микроскопа.

Для этого имеется стеклянная пластинка *С*, укрепленная на микроскопе под углом 45° к его оси. Свет от источника *S*, пройдя через линзу L_1 , светофильтр Φ и отразившись от пластинки *С*, падает параллельным пучком на линзу *Л* и пластинку *П*. Лучи, отраженные от выпуклой поверхности линзы и от пластинки, интерферируют. Интерференционная картина наблюдается в микроскоп. Фокусировка микроскопа производится путем вертикального перемещения тубуса. Измерение радиусов колец производится при горизонтальном перемещении микроскопа вдоль по диаметральной линии интерференционной картины. Перемещение микроскопа осуществляется с помощью микро-

Затем крест нитей перемещают на середину 9-го, 8-го, 7-го и т. д. темных колец. При этом для каждого кольца делается отсчет, который заносится в соответствующую графу табл. 3.2.1.

После того, как сделаны отсчеты для всех колец по одну сторону от центра интерференционной картины, перекрестие нитей наводится последовательно на 1-е, ... 10-е кольца с другой стороны от центрального темного пятна. Для каждого из колец делаются отсчеты по шкале и барабану, результаты измерений заносятся в табл. 3.2.1.

2. Определяют диаметры колец D . Диаметр кольца равен разности отсчетов для одного и того же кольца, сделанных с правой и с левой сторон от центрального кольца. Вычисляются радиусы колец $r_i = D_i / 2$, а также $r_k + r_m$ и $r_k - r_m$ для различных пар колец (k и m берут равными 10 и 5, 9 и 4, 8 и 3 и т. д.). Вычисляют радиус кривизны линзы по формуле (3.2.6), преобразовав ее к виду

$$R = \frac{(r_k + r_m)(r_k - r_m)}{\lambda(k - m)}. \quad (3.2.7)$$

Длина волны излучения, выделяемого красным светофильтром, $\lambda = 0,66$ мкм. Все результаты расчетов заносятся в табл. 3.2.1.

Таблица 3.2.1

Номер кольца	Отсчет для кольца с левой стороны	Отсчет для кольца с правой стороны	D	r	$r_k + r_m$	$r_k - r_m$	R

3. Находят среднее значение радиуса линзы \tilde{R} , оценивают систематическую погрешность θ_R .

Контрольные вопросы

1. Где локализованы полосы равной толщины?
2. Какой вид будут иметь полосы интерференции, если параллельный пучок света направлен не по нормали к поверхности пластинки?
3. Получите выражение для R , если измерения вести не по темным, а по светлым кольцам.
4. Получите выражение для расчета R , если между линзой и пластинкой будет среда с показателем преломления большим или меньшим показателя преломления стекла.

3.3. Лабораторная работа № 3. Дифракция плоских волн на щели

Цель работы: изучить дифракцию света на щели и дифракционной решетке, определить ширину щели и период решетки.

Методические указания

Дифракция света состоит в огибании световыми волнами препятствий и проникновении света в область геометрической тени. Масштабы дифракции зависят от соотношения размеров препятствий и длины волны. Простейшим случаем дифракции является дифракция на узкой прямоугольной щели. Пусть на щель $Щ$ шириной b направлен пучок параллельных лучей (рис. 3.3.1).

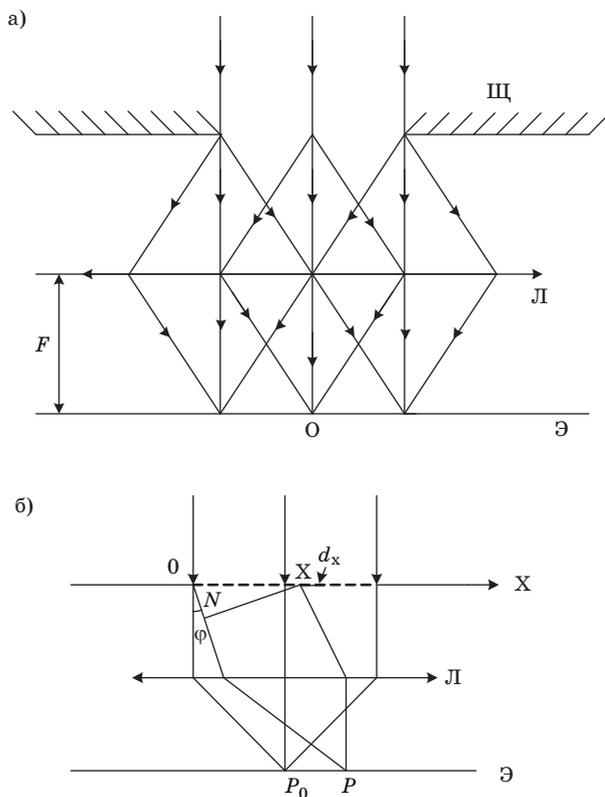


Рис. 3.3.1. а – ход лучей на параллельной щели;
б – ход лучей вторичных волн

Когда волновой фронт достигает щели, каждая точка щели становится источником вторичных волн, распространяющихся во всех направлениях за щелью. Если на пути этих лучей поставить собирающую линзу L , то в фокальной плоскости \mathcal{E} этой линзы будет наблюдаться дифракционная картина, которая представляет собой результат интерференции волн, используемых отдельными элементами щелей. Используя принцип Гюйгенса–Френеля, можно получить функцию, описывающую распределение энергии в дифракционной картине. Вторичные волны, посылаемые отдельными зонами под углом φ к оптической оси линзы, соберутся в некоторой точке P экрана (рис. 3.3.1, а).

Каждая элементарная зона создаст в точке P колебания $d\xi$, амплитуда которых dA будет пропорциональна ширине зоны.

Если уравнение колебания в падающей волне в плоской щели

$$\xi = A_0 \cos \omega t, \quad (3.3.1)$$

то

$$dA = \frac{dA_0}{b} dx. \quad (3.3.2)$$

Колебания, создаваемые в точке P элементарными зонами с координатами 0 и x , отличаются по фазе, так как оптические пути NP и XP одинаковы, то разность фаз рассматриваемых колебаний образуется на пути $ON = \Delta = x \sin \varphi$. Если фазу колебания, создаваемого элементарной зоной, примыкающей к левому краю щели ($x = 0$), положить равной ωt , то фаза колебания, создаваемого зоной с координатой x , будет

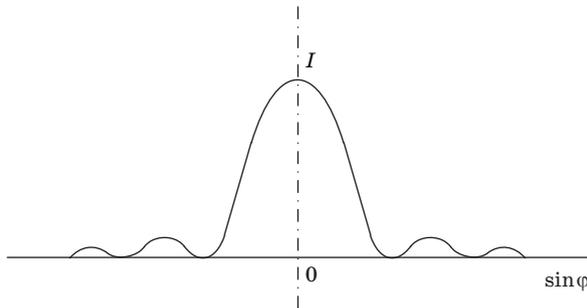


Рис. 3.3.2. Зависимость интенсивности света на экране от центра света

$$\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi, \quad (3.3.3)$$

где λ – длина волны. Тогда колебание, создаваемое в точке P элементарной зоной с координатой x и шириной dx , имеет вид

$$d\xi = \frac{A_0}{b} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) dx. \quad (3.3.4, a)$$

Результирующее колебание, создаваемое в точке P всем открытым участком волновой поверхности

$$\xi = \int_0^b d\xi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right), \quad (3.3.4, б)$$

а его амплитуда

$$A = \left| A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right|. \quad (3.3.5)$$

При $\varphi = 0$ колебания от всех элементарных зон приходят в точку P_0 в одинаковой фазе, поэтому в точке, лежащей против центра линзы, амплитуда колебаний будет максимальна.

При значениях φ , удовлетворяющих условию

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm k\pi, \quad (3.3.6)$$

где ($k = 1, 2, 3, \dots$) или $b \sin \varphi = \pm k\lambda$, амплитуда A_φ обращается в нуль. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2}, \quad (3.3.7)$$

где $I_0 = A_0^2$ – интенсивность света в центре дифракционной картины (против центра линзы, при $\varphi = 0$); I_φ – интенсивность в точке, в которой собираются лучи, идущие под углом φ .

Соотношение (3.3.7) описывает распределение интенсивности в дифракционной картине от щели, причем $I_\varphi = I_{-\varphi}$, то есть дифракционная картина симметрична относительно центрального максимума. График функции (3.3.7) представлен на рис. 3.3.2, по-

ложения остальных максимумов интенсивности определяются из условия

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm(2k+1) \frac{\pi}{2}; \quad b \sin \varphi = \pm(2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (3.3.8)$$

а интенсивности в этих максимумах

$$I_{\max_k} = \frac{I_0}{\left[(2k+1) \frac{\pi}{2} \right]^2}, \quad (k=1, 2, 3, \dots). \quad (3.3.9)$$

Отношение интенсивностей в максимумах можно рассчитать, используя соотношение (3.3.9)

$$I_0 : I_1 : I_2 \dots = 1 : \left(\frac{2}{3\pi} \right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi} \right)^2 : \dots \quad (3.3.10)$$

Дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа равноотстоящих друг от друга одинаковых щелей. Постоянной или периодом дифракционной решетки d называют расстояние между симметричными точками соседних щелей. Пусть на дифракционную решетку падает плоская световая волна, волновой фронт которой параллелен плоскости решетки. Каждая из N щелей даст на экране картину, описываемую функцией (3.3.7). Причем, центральный максимум, формируемый каждой щелью, будет лежать против центра линзы независимо от положения щели на дифракционной решетке. Если бы колебания, приходящие из различных щелей, были некогерентными, результирующая картина от N щелей отличалась бы от картины, создаваемой одной щелью, лишь тем, что все интенсивности возросли бы в N раз. Однако волны, идущие от различных щелей, когерентны, и при наложении они интерферируют. Результат интерференции зависит от разности фаз колебаний, идущих от двух соседних щелей

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi. \quad (3.3.11)$$

В тех направлениях, для которых $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$ или

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda, \quad (k=0, 1, 2, \dots), \quad (3.3.12)$$

колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга и наблюдаются максимумы интенсивности. Соотношение (3.3.12) определяет положения главных максимумов интенсивности, k –

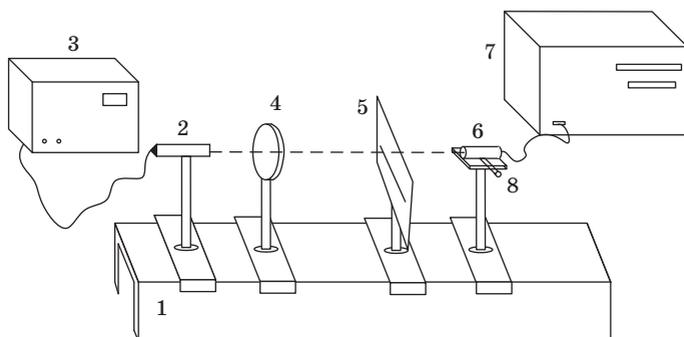


Рис. 3.3.3. Схема лабораторной установок

порядок главного максимума. Измеряя параметры дифракционной картины, даваемой дифракционной решеткой, можно определить длину волны излучения или постоянную решетки.

Описание лабораторной установки

Схема установки, на которой проводятся измерения, приведена на рис. 3.3.3: 1 – оптическая скамья с укрепленной на ней метрической шкалой; 2 – гелий–неоновый лазер (длина волны излучения лазера $\lambda = 0,6328\text{мкм}$); 3 – блок питания лазера; 4 – универсальный держатель, на котором устанавливается дифракционная решетка в оправе или щель; 5 – экран с миллиметровой шкалой; 6 – фотоприемник; 7 – цифровой вольтметр. Перемещение приемника осуществляется с помощью винта 8.

В качестве фотоприемника в работе используется фотодиод. Фототок i , возникающий в цепи фотодиода, пропорционален световому потоку Φ , падающему на него, $i = \gamma\Phi$. Световой поток пропорционален интенсивности падающей волны I , $\Phi = SI$. Напряжение на нагрузке в цепи фотодиода ($R_{\text{н}}$) пропорционально фототоку: $U = R_{\text{н}}i$, или, используя предыдущие соотношения, получим $U = R_{\text{н}}\gamma SI$; $R_{\text{н}}$, γ и S – постоянные для данной системы величины. Поэтому измеряемое напряжение пропорционально интенсивности света, падающего на фотоприемник.

Порядок выполнения работы и требования к отчету

Задание 1.

1. Включают лазер и цифровой вольтметр (инструкции по работе с ними укреплены на рабочем столе).

2. Устанавливают в 5–10 см от лазера универсальный держатель и укрепляют в нем щель.

3. Перед фотоприемником помещают экран.

4. Перемещая щель в вертикальном и горизонтальном направлениях, а так же немного поворачивая ее вокруг вертикальной оси, добиваются попадания пучка лазерного излучения на щель и появления на экране дифракционной картины с четкими максимумами и минимумами (красные и темные полосы). Поворотом щели вокруг оси добиваются того, чтобы дифракционная картина располагалась параллельно шкале экрана.

Немного увеличивая и уменьшая ширину щели, наблюдают изменение дифракционной картины в зависимости от ширины щели. Устанавливают щель такой, чтобы широкий центральный максимум и по три боковых максимума с каждой стороны от него (всего семь красных полосок) занимали интервал 40–50 мм.

5. Подвигая экран вплотную к щели, записывают показания цифрового вольтметра. Они соответствуют рассеянному свету (фону), попадающему на фотоприемник, когда луч лазера перекрыт. Прodelьвают эту же операцию после выполнения измерений и в качестве окончательной величины фона берут среднее из результатов этих двух измерений. Желательно, чтобы при выполнении работы освещение в лаборатории и, особенно, на рабочем месте было постоянным.

6. Снимают экран. Теперь излучение лазера, прошедшее через щель, попадает на фотоприемник. Перемещая с помощью микрометрического винта фотоприемник вдоль дифракционной картины, добиваются попадания в щель приемника середины широкого центрального максимума. При этом показания цифрового вольтметра должны быть не менее 10 мВ. В противном случае необходима дополнительная настройка (можно несколько уменьшить ширину щели).

7. Перемещая фотоприемник вдоль дифракционной картины, снимают показания цифрового вольтметра, соответствующие различным положениям фотоприемника. При этом положение фотоприемника изменяют в интервале, включающем центральный максимум и 2–3 боковых (по обе стороны от центрального) через 0,5–1 мм.

Результаты измерений заносят в табл. 3.3.1. Если при измерениях фон превышает 0,03 мВ, то в результаты измерений вносят соответствующие поправки (вычитают фоновый сигнал), в таблице представляют также исправленные результаты. Результаты измерений представляют в виде графика зависимости U от x , ($I \sim U$).

Таблица 3.3.1

x											
U											

Таблица 3.3.2

k	-3	-2	-1	0	1	2	3
$I_{\max_k}/I_{0_{\text{эксп}}}$							
$I_{\max_k}/I_{0_{\text{теор}}}$							

8. По результатам измерений вычисляют относительные величины интенсивностей в максимумах I_{\max_k}/I_0 , (I_0 – интенсивность центрального максимума), результаты заносят в табл. 3.3.6. В ту же таблицу вносят результаты расчета этого отношения по формуле (10). Сравнивают величины относительных интенсивностей, полученные экспериментально и теоретически.

9. Определяют ширину щели. Из соотношения (6) следует, что угол между двумя минимумами, расположенными симметрично относительно центрального максимума, равен $\psi = 2 \arcsin \frac{k\lambda}{b}$, так как $b \gg \lambda$, то можно положить $\psi \approx \frac{2k\lambda}{b}$. С другой стороны, из геометрических соображений следует, что $\psi = \frac{x}{l}$, где x – расстояние между двумя симметричными минимумами кривой $U(x)$, l – расстояние от щели до фотоприемника (определяется по шкале на оптической скамье). Приравняв два соотношения для ψ , получим

$$b = \frac{2k\lambda l}{x}. \quad (3.3.13)$$

Вычисляют b по (3.3.13). Оценивают систематическую погрешность θ_b .

Задание 2.

1. Снимают с универсального держателя щель и укрепляют на нем оправу с дифракционной решеткой.

2. На расстоянии 15–20 см от дифракционной решетки помещают экран. На экране должна наблюдаться дифракционная картина: ряд резких красных полосок (точек).

3. Поворачивая оправу с решеткой в диске – держателе вокруг горизонтальной оси, совпадающей с направлением луча лазера, добиваются того, чтобы дифракционная картина располагалась вдоль горизонтальной оси в плоскости экрана.

4. Отодвигают экран от решетки на 40–50 см, измеряют по шкале расстояние l между максимумами первого порядка ($k = \pm 1$), расположенными с обеих сторон от центрального максимума.

5. По шкале, укрепленной на оптической скамье, определяют расстояние l между дифракционной решеткой и экраном.

6. Пользуясь соотношением (3.3.12), определяют постоянную решетки и число штрихов n в 1 мм ($\sin\varphi$ в формуле находят через $\operatorname{tg}\varphi$, а $\operatorname{tg}\varphi = \frac{x}{2l}$, $n = \frac{1}{d}$). Оценивают систематическую погрешность – θ_d .

Контрольные вопросы

1. Какой будет картина на экране при освещении щели (решетки) белым светом?

2. Как изменится условие максимумов при падении света на плоскость щели под углом, большим нуля?

3. Каков наибольший порядок спектра, наблюдаемый с помощью исследуемой в работе дифракционной решетки?

4. Как располагаются цветные линии в дифракционном спектре? Сравните эту картину со спектром, даваемым призмой.

3.4. Лабораторная работа № 4. Поляризация света. Закон Малюса

Цель работы: проверить закона Малюса, получить и провести анализ света с круговой и эллиптической поляризацией.

Методические указания

Электромагнитные волны поперечны, поэтому свет обладает свойством поляризации. Поляризованными называются световые волны, в которых колебания вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} каким-либо образом упорядочены. Волны называются линейно поляризованными или плоскополяризованными, если колебания вектора \mathbf{E} (и соответственно \mathbf{H}) происходят в одной, проходящей через луч, плоскости.

Если вектор \mathbf{E} совершает колебания, при которых проекция конца вектора \mathbf{E} на любую плоскость, перпендикулярную лучу, описывает эллипс или круг, то такой свет называют эллиптически или циркулярно поляризованным.

Свет, испускаемый отдельным излучателем (атомом или молекулой), всегда поляризован. Любой реальный источник света состоит из большого числа излучателей, поляризация излучения которых случайна. Поэтому свет от такого источника имеет случайное распределение вектора \mathbf{E} в пространстве и во времени. Причем в среднем по времени это распределение одинаково для всех направлений. Такой свет называют неполяризованным или естественным. На практике часто имеют дело с частично поляризованным излучением, представляющим смесь поляризованного и неполяризованного света.

Линейно поляризованный свет можно получить при отражении естественного света от диэлектрика или при двойном лучепреломлении в анизотропных кристаллах. При прохождении через анизотропный кристалл луч света разбивается на два. Для одного из них, который назван обыкновенным, скорость распространения v_0 и показатель преломления n_0 одинаковы во всех направлениях. Скорость другого луча v_e зависит от его направления в кристалле. Этот луч называют необыкновенным и для него показатель преломления n_e , является функцией угла падения.

Во всех кристаллах существует хотя бы одно направление, для которого $n_0 = n_e$. Это направление называют оптической осью кристалла. Если такое направление одно, то кристалл – одноосный.

Обыкновенный и необыкновенный лучи поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. В обыкновенном луче вектор \mathbf{E} лежит в плоскости, перпендикулярной оптической оси, а в необыкновенном луче колебания вектора \mathbf{E} происходят в плоскости, содержащей оптическую ось и рассматриваемый луч.

Таким образом, для обыкновенного и необыкновенного лучей различны: показатели преломления ($n_0 \neq n_e$) и направления колебаний вектора \mathbf{E} ($\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_e$).

Одноосные кристаллы можно использовать либо в качестве поляризатора для получения плоскополяризованного света, либо в качестве анализатора для анализа имеющегося поляризованного излучения.

На практике в качестве поляризаторов и анализаторов используют специальные поляризационные приборы, которые дают на выходе один поляризованный луч. Существуют поляризационные приборы двух типов:

– составные призмы, в которых один из лучей уводится в сторону за счет преломления и отражения на гранях элементов, составляющих призму (например, призма Николя, интерференционный поляризатор);

– поляризаторы, действие которых основано на явлении дихроизма, т. е. различного поглощения необыкновенного и обыкновенного лучей.

Например, поляроид представляет собой пленку из целлулоида, в которую введено большое количество одинаково ориентированных кристаллов сульфата йодистого хинина. В этих кристаллах один из лучей полностью поглощается на пути в доли миллиметра.

Таким образом, поляризаторы свободно пропускают только световые волны, в которых колебания вектора \mathbf{E} происходят в определенной плоскости, называемой плоскостью поляризатора. Если плоскость колебаний вектора \mathbf{E} перпендикулярна плоскости поляризатора, то излучение через него не проходит.

Пусть на поляризатор падает плоскополяризованный свет с амплитудой E и интенсивностью I (рис. 3.4.1). Волновой вектор k перпендикулярен плоскости, в которой совершает колебания вектор E . Через прибор пройдет составляющая вектора E с амплитудой E_{\parallel}

$$\vec{E} = \vec{E}_{\perp} + \vec{E}_{\parallel} \quad \vec{E}_{\parallel} = \vec{E} \cos \alpha \quad (3.4.1)$$

где α – угол между плоскостью колебаний в падающей световой волне и плоскостью поляризатора PP' . Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, поэтому

$$I_{\parallel} = I \cos^2 \alpha. \quad (3.4.2)$$

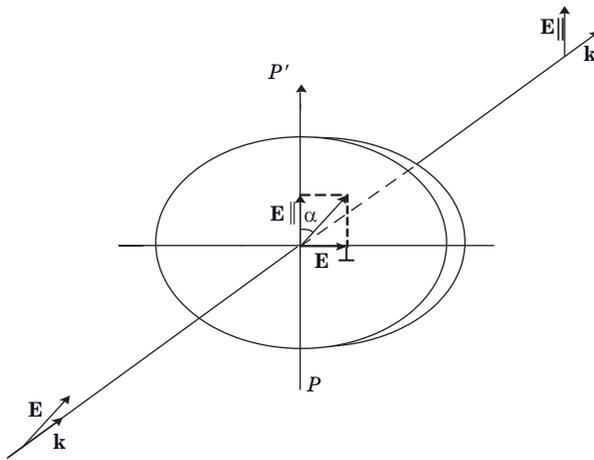


Рис. 3.4.1. Задание поляризации падающего излучения

Это соотношение называют *законом Малюса*.

Рассмотрим вопрос о прохождении плоскополяризованного света через анизотропный кристалл. Пусть световая волна падает нормально на плоскопараллельную кристаллическую пластинку толщиной d , вырезанную параллельно оптической оси OO' (рис. 3.4.2). Если направление колебаний вектора \mathbf{E} в падающей волне составляет угол β с плоскостью главного сечения, то амплитуды колебаний вектора \mathbf{E} в обыкновенной и необыкновенной волнах будут

$$\bar{E}_0 = \bar{E} \sin \beta \quad \bar{E}_e = \bar{E} \cos \beta \quad (3.4.3).$$

Пройдя через пластинку толщиной d , обыкновенный и необыкновенный лучи приобретут оптическую разность хода $\Delta = (n_e - n_o)d$ и, соответственно, разность фаз φ , причем

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d. \quad (3.4.4)$$

Характер колебаний вектора \mathbf{E} на выходе из кристаллической пластинки определяется как результат сложения взаимно перпендикулярных колебаний векторов E_0 и E_e .

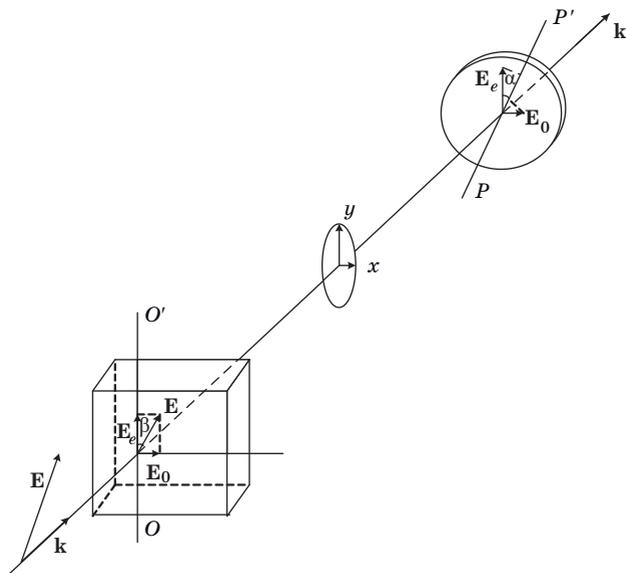


Рис. 3.4.2. Прохождение света через кристаллическую пластинку

Обозначим направления, вдоль которых колеблются E_0 и E_e через x и y , тогда

$$\vec{E}_x = \vec{E}_0 \cos \omega t, \quad \vec{E}_y = \vec{E}_e \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.4.5)$$

Из теории колебаний известно, что уравнения (3.4.5) описывают вектор, вращающийся в пространстве. Найдем уравнение траектории, которую описывает конец вектора $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$ в плоскости xy . Для этого исключим из (5) время t . После преобразований получим уравнение эллипса

$$\frac{E_x^2}{E_0^2} + \frac{E_y^2}{E_e^2} - \frac{2E_x E_y}{E_0 E_e} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (3.4.6)$$

Форма эллипса и его ориентация относительно осей x и y (OO') зависят от значений угла β и разности фаз φ .

Рассмотрим частный случай, когда толщина кристаллической пластинки такова, что оптическая разность хода двух лучей составляет $\lambda/4$

$$(n_0 - n_e)d = \frac{\lambda}{4}; \quad \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (3.4.7)$$

Такую пластинку называют пластинкой в четверть волны. Уравнение (3.4.6) в этом случае примет вид

$$\frac{E_x^2}{E_0^2} + \frac{E_y^2}{E_e^2} = 1 \quad (3.4.8)$$

и мы имеем эллиптически поляризованный свет, причем одна из осей эллипса совпадает с направлением оптической оси пластинки (рис. 3.4.2). Соотношение полуосей эллипса, как это следует из (3), зависит от величины угла β . В частности, при $\beta = \pi/4$, $E_0 = E_e$, и эллипс вырождается в окружность. При $\beta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, \dots$ эллипс вырождается в прямую, и излучение на выходе пластинки в четверть волны будет линейно поляризовано.

В эллиптически поляризованном свете вектор \mathbf{E} может вращаться как по часовой стрелке, так и против.

Рассмотрим теперь вопрос об интенсивности света, прошедшего последовательно «пластинку $\lambda/4$ » и поляризатор (рис. 3.4.2). Если плоскость поляризатора обозначена осью PP' , то интенсивность света на выходе из него с учетом (3), определяется соотношением

$$I = E_e^2 \cos^2 \alpha + E_0^2 \sin^2 \alpha, \quad (3.4.9)$$

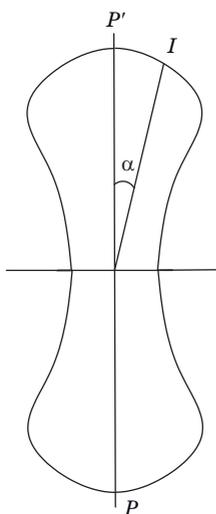


Рис. 3.4.3. Эллиптически поляризованный свет

где α – угол между плоскостью поляризатора и оптической осью «пластинки $\lambda/4$ ».

В общем случае $E_0^2 \neq E_e^2$ и зависимость $I(\alpha)$ в полярных координатах имеет вид, показанный на рис. 3.4.3. Если на выходе четвертьволновой пластинки $E_0 = E_e$, то свет поляризован по кругу и его интенсивность после поляризатора не зависит от угла.

В качестве «пластинки $\lambda/4$ » в работе используется пластинка одноосного кристалла кварца.

Пользуясь соотношением (3.4.7), можно рассчитать толщину пластинки

$$d = \frac{\lambda}{4(n_0 - n_e)}. \quad (3.4.10)$$

На длине волны излучения гелий-неонового лазера ($\lambda = 0,6328$ мкм) показатели преломления кварца имеют

значения: $n_e = 1,5517$ и $n_0 = 1,5427$, а $d = 70$ мкм.

Практически используют более толстые пластинки, для которых оптическая разность хода не $\lambda/4$, а $\lambda/4 + k\lambda$ ($k = 1, 2, \dots$), при этом, разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами равна не $\pi/2$, а $\pi/2 + 2\pi k$.

Описание установки

Схема установки, на которой выполняется работа, приведена на рис. 3.4.4. Источник света 1, кварцевая «пластинка $\lambda/4$ » 2, поляризатор-анализатор 3 и приемник излучения 4 расположены на оптической скамье 5. «Пластинка $\lambda/4$ » и поляризатор помещены в оправы с укрепленными на них шкалами и устанавливаются с разных сторон трубки-держателя 6.

Ток в цепи фотоприемника и напряжение на сопротивлении нагрузки пропорциональны световому потоку, падающему на фотоприемник (см. описание лабораторной установки в ЛР 3). Поэтому для измерения электрического сигнала можно использовать либо миллиамперметр, либо милливольтметр – 7.

ВНИМАНИЕ! Лазер и фотоприемник установлены в оптимальном положении, и поэтому перемещать их не следует.

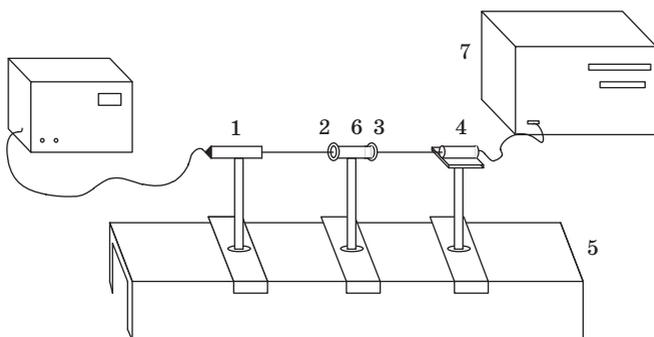


Рис. 3.4.4. Схема установки

Порядок выполнения работы и требования к отчету

1. Проверка закона Малюса.

1.1. Включают газовый лазер. Порядок включения и выключения лазера описаны в инструкции, укрепленной на рабочем месте.

1.2. Устанавливают поляризатор в трубу – держатель со стороны фотоприемника.

1.3. Вращая поляризатор вокруг оптической оси, определяет значение угла, соответствующее максимальной величине электрического сигнала. Это значение угла принимают за начало отсчета.

1.4. Измеряют зависимость электрического сигнала от угла поворота поляризатора. Измерения проводят через 10° на протяжении 180° сначала в одном (I_1), а затем в противоположном (I_2) направлении. Результаты измерений заносят в разряд табл. 3.4.1.

Таблица 3.4.1

α	I_1	I_2	$I_{\text{ср}} = (I_1 + I_2)/2$	$I_{\text{ср}}/I_{\text{max}}$	$\cos^2\alpha$
0°					
10°					
180°					

1.5. Строят две зависимости на одном графике: экспериментальную $I_{\text{ср}}/I_{\text{max}}$ и теоретическую $\cos^2\alpha$.

Контрольные вопросы

1. Что такое поляризованный свет? На каких физических явлениях основано получение линейно поляризованного света?

2. Что такое закон Малюса.
3. Выведите закон Малюса из волновой теории распространения электромагнитного излучения..
4. Что такое «пластинка $\lambda/4$ »? Что произойдет с линейно-поляризованным светом при прохождении через «пластинку $\lambda/4$ »?
5. Что такое «пластинка $\lambda/2$ »? Дайте определение по аналогии с пластинкой в четверть волны. Что произойдет с линейно-поляризованным светом при прохождении через «пластинку $\lambda/2$ »?

3.5. Лабораторная работа № 5. Определение длин волн спектральных линий с помощью спектрометра

Цель работы: ознакомиться с принципом работы спектрального прибора и определить длины волн спектральных линий.

Методические указания

Спектральные приборы служат для пространственного разделения лучей различных длин волн. Принципиальная схема спектрального прибора представлена на рис. 3.5.1. Прибор состоит из трех частей: коллиматора K , служащего для получения параллельного пучка лучей, диспергирующей системы Π (призмы или дифракционной решетки), разлагающей свет на монохроматические пучки, и зрительной трубы $ЗТ$. Ход лучей в данной схеме следующий: свет от источника S проходит через конденсор $Л$ и освещает щель $Щ$ коллиматора, расположенную в фокальной плоскости объектива O_1 . Из коллиматора выходит параллельный пучок лучей, который падает на призму Π . Параллельные пучки лучей разных длин волн соберутся в фокальной плоскости Φ объектива зритель-

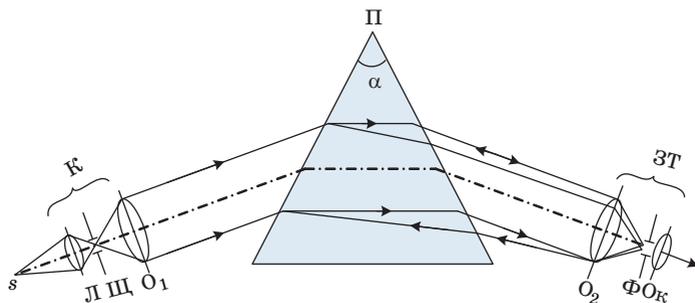


Рис. 3.5.1. Схема призменного спектрометра

ной трубы O_2 . Спектр, который представляет собой ряд цветных изображений щели, можно рассматривать через окуляр зрительной трубы O_k . Такой спектральный прибор называют спектрометром. Если окулярную часть прибора заменить фотокамерой, то получится прибор, называемый спектрографом. Если вместо окуляра в фокальной плоскости объектива O_2 установить вторую щель, то прибор позволит выделить отдельные участки спектра. Такой прибор называют монохроматором. Если на выходе монохроматора поставить фотоэлемент, то получим спектрофотометр. Прибор УМ-2 – универсальный.

Для измерения длины волны λ какой-либо линии спектра нужно определить угол, на который соответствующий луч отклоняется призмой. Поворачивая зрительную трубу и добиваясь совмещения указателя с интересующей нас линией спектра, можно определить направление лучей данной длины волны. В нашем спектрометре поворачивается не зрительная труба, а призма.

Одной из основных характеристик любого спектрального прибора является его дисперсия. Дисперсией называется угловое или линейное расстояние между спектральными линиями, различающимися по длине волны на единицу. Если дисперсия выражается в угловых единицах, то это будет угловая дисперсия

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (3.5.1)$$

Если дисперсия выражается линейным расстоянием между двумя линиями, то это будет линейная дисперсия D_l

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}. \quad (3.5.2)$$

Зная угловую дисперсию и фокусное расстояние объектива зрительной трубы F , можно определить линейную дисперсию

$$D_l = F \frac{d\varphi}{d\lambda} = D_\varphi \cdot F. \quad (3.5.3)$$

Это различие обусловлено тем, что дисперсия спектрального прибора зависит от собственной дисперсии диспергирующего элемента. В нашем приборе в качестве диспергирующего элемента используется призма, поэтому дисперсия прибора связана с дисперсией показателя преломления материала призмы. В спектральных приборах призма обычно устанавливается вблизи положения наименьшего отклонения. Зная преломляющий угол призмы α и пока-

затель преломления n , можно из закона преломления найти связь между n , α и φ , где φ – угол наименьшего отклонения

$$n = \frac{\sin(\alpha + \frac{\varphi}{2})}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (3.5.4)$$

Величины n и φ обнаруживают дисперсию, то есть зависят от длины волны света

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{dn}{d\varphi} \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (3.5.5)$$

Воспользовавшись соотношениями (3.5.4) и (3.5.5), угловую дисперсию можно выразить в виде

$$D_{\varphi} = 2 \sin \frac{\alpha}{2} (1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2})^{-\frac{1}{2}} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3.5.6)$$

т. е. дисперсия спектрального прибора пропорциональна дисперсии материала призмы.

Описание установки

Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 3.5.2. Монохроматор УМ-2 укреплен на рельсе, где также размещены источник света 1 и конденсор 2. Входная щель 3 регулируется по ширине микрометрическим винтом, оптимальная ширина щели 0,02 мм.

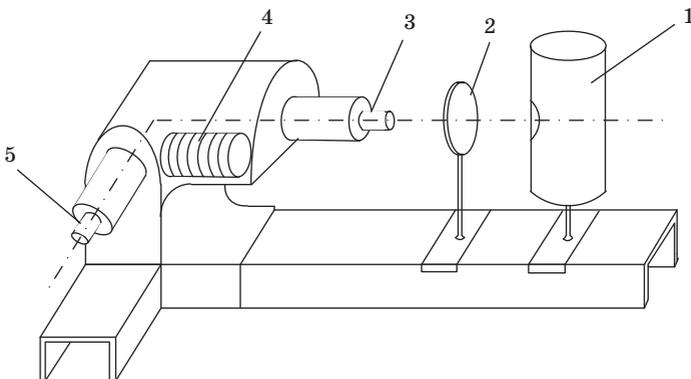


Рис. 3.5.2. Описание установки

В фокальной плоскости объектива 5 зрительной трубы имеется индекс в виде треугольника. Индекс наблюдается через окуляр и служит меткой, на которую наводится спектральная линия. В верхней части тубуса окуляра имеется лампочка для освещения индекса. Непосредственно под лампочкой расположен диск с набором светофильтра (рекомендуется освещать индекс красным светом).

Отсчетным устройством прибора является барабан 4, который соединен с системой диспергирующих призм. При повороте барабана поворачивается вся система призм и происходит перемещение спектра. Барабан имеет спиральную шкалу с делениями от 0° до 3500° . При повороте барабана на 3500° призмы поворачиваются на $9^\circ 43' 20''$, что составляет $35000''$. Следовательно, при повороте барабана на одно малое деление призмы поворачиваются на $20''$.

Источниками света в данной работе являются спектральные лампы или спектральные газоразрядные трубки. **ЛАМПЫ И ТРУБКИ СЛЕДУЕТ ВКЛЮЧАТЬ ТОЛЬКО НА ВРЕМЯ НАБЛЮДЕНИЯ!**

Порядок выполнения работы и требования к отсчету

1. Градуировка шкалы барабана УМ-2.

Прежде чем переходить к определению длин волн спектральных линий, необходимо отградуировать прибор. Градуировка шкалы барабана УМ-2 в длинах волн производится с помощью источника с известным спектром испускания (табл. 3.5.1). Таким источником служит ртутная лампа. Последовательно совмещают с индексом различные линии ртути (от красной до фиолетовой) и делают отсчеты по барабану, отмечая цвет линий.

Таблица 3.5.1

№	Цвет линии	Длина волны, мкм	№	Цвет линии	Длина волны, мкм
1	Красная 1	0,7082	7	Зеленая	0,5461
2	Красная 2	0,6907	8	Голубая	0,4916
3	Красная 3	0,6234	8	Синяя	0,4358
4	Красная 4	0,6128	10	Фиолетовая 1	0,4078
5	Желтая 1	0,5791	11	Фиолетовая 2	0,4047
6	Желтая 2	0,5770			

Таблица 3.5.2

Цвет линии	Длина волны λ	Отсчет по барабану		Среднее значение отсчета по барабану $\varphi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$
		в прямом направлении λ_1	в обратном направлении λ_2	

Затем измерения повторяют в обратном порядке. Результаты измерений записывают в табл. 3.5.2. По полученным значениям вычисляют средний отсчет по барабану для каждой спектральной линии и, используя значения длин волн линий ртути, строят график зависимости угла отклонения от длины волны. График строят на миллиметровой бумаге.

2. Определение длин волн спектральных линий.

После градуировки ртутная лампа заменяется неоновой или кадмиевой. С помощью градуировочного графика следует определить длины волн ряда линий в спектре излучения исследуемого источника, отмечая их цвет и интенсивность (область спектра указывается преподавателем).

3. Определение длин волн спектральных линий.

После градуировки ртутная лампа заменяется неоновой или кадмиевой. С помощью градуировочного графика следует определить длины волн ряда линий в спектре излучения исследуемого источника, отмечая их цвет и интенсивность (область спектра указывается преподавателем).

4. Определение дисперсии монохроматора УМ-2.

Дисперсия прибора различна в различных участках спектра. В данной работе следует определить угловую и линейную дисперсию для следующих участков спектра: 0,40 мкм; 0,45 мкм; 0,50 мкм; 0,55 мкм; 0,60 мкм; 0,65 мкм; 0,70 мкм. Величины D_φ численно равны тангенсу угла наклона касательной к градуировочной кривой (находится по градуировочному графику с учетом цены деления барабана). Для вычисления линейной дисперсии необходимо значение угловой дисперсии перевести в радианы на микрометр и умножить на фокусное расстояние зрительной трубы $F = 270$ мм. Полученные данные заносятся в табл. 3.5.3.

Таблица 3.5.3

Область спектра, мкм	D_{φ} дел. бар/мкм	D_{φ} рад/мкм	D_1 мм/мкм
0,400			
0,450			
0,500			

По полученным данным строится график зависимости линейной дисперсии монохроматора от длины волны.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление дисперсии света?
2. Объясните принцип работы монохроматора.
3. Что служит диспергирующим элементом, какова его роль?
4. Что такое дисперсия спектрального прибора, как она зависит от длины волны?
5. Как дисперсия прибора связана с дисперсией вещества призмы?

РАЗДЕЛ 4. ЗАДАЧИ

При решении задач необходимо использовать теоретические результаты, приведенные в разделе 4 часть 1.

Таблицы физических констант

Показатели преломления

Стекло 1,5,
Плавленый кварц 1,46,
Вода 1,33;
Мыльная пленка 1,3.

Примечание: Указанные значения следует рассматривать как условные и использовать только в случае, когда в условии задачи показатель преломления не задан.

Значения физических постоянных

Электрическая постоянная . . . $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Ф/м
Скорость света в вакууме . . . $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3 \cdot 10^8$ м/с
Элементарный заряд $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл
Заряд α – частицы $q_\alpha = 2e = 3,20 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса электрона $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг
Масса протона $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг
Масса α – частицы $m_\alpha = 6,64 \cdot 10^{-27}$ кг

4.1. Интерференция

1. На каком пути в вакууме укладывается столько же длин волн сколько их укладывается на отрезке 3 см в воде.

2. Какой путь пройдет фронт волны монохроматического света в вакууме за то же время, за которое он проходит путь 1 м в воде?

3. На пути монохроматического света с длиной волны 0,6 мкм помещена плоскопараллельная стеклянная пластинка толщиной 0,1 мм. Свет падает на нее нормально. На какой угол следует повернуть пластинку, чтобы оптическая длина пути изменилась на половину длины волны.

4. Найти все длины волн в диапазоне видимого света (от 0,38 до 0,76 мкм), которые будут: 1) максимально усилены; 2) максимально ослаблены при оптической разности хода интерферирующих лучей, равной 1,8 мкм.

5. Расстояние между двумя щелями в опыте Юнга равно 0,1 мм. Расстояние между интерференционными полосами в средней части

экрана равно 1 см. Найти расстояние от щелей до экрана. Длина волны 0,5 мкм.

6. Расстояние между двумя щелями в опыте Юнга равно 1 мм, расстояние от щелей до экрана 3 м. Определить длину волны света, если ширина полос интерференции на экране равна 1,5 мкм.

7. В опыте Юнга расстояние между щелями равно 0,8 мм. На каком расстоянии от щелей следует поставить экран, чтобы ширина интерференционной полосы оказалась равной 2 мм? Длина волны 0,5 мкм.

8. В опыте с зеркалами Френеля расстояние между мнимыми изображениями источника света равно 0,5 мм, расстояние от них до экрана равно 3 м. Длина волны света 0,6 мкм. Определить ширину полос интерференции на экране.

9. Пучок монохроматического света с длиной волны 0,6 мкм падает под углом 30° на мыльную пленку с показателем преломления равным 1,3. При какой наименьшей толщине пленки отраженный от нее свет будет максимально усилен интерференцией?

10. На тонкий стеклянный клин по нормали к его поверхности падает монохроматический свет с длиной волны 0,6 мкм. Определить преломляющий угол клина, если расстояние между смежными интерференционными максимумами в прошедшем свете равно 4 мм.

11. На мыльную пленку нормально падает пучок лучей белого света. При какой наименьшей толщине пленки отраженный свет с длиной волны 0,55 мкм окажется максимально усиленным в результате интерференции?

12. Пучок монохроматического света с длиной волны 0,6 мкм падает под углом 30° на мыльную пленку. При какой наименьшей толщине пленки отраженный от нее свет будет максимально ослаблен интерференцией?

13. На тонкий стеклянный клин по нормали к его поверхности падает монохроматический свет с длиной волны 0,6 мкм. Определить преломляющий угол клина, если расстояние между смежными интерференционными минимумами в отраженном свете равно 4 мм.

14. Между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинками вдоль линии их соприкосновения на расстоянии 75 мм от нее положили очень тонкую проволочку. Определить ее диаметр, если на расстоянии 30 мм наблюдается 16 интерференционных полос. Длина волны 0,5 мкм.

15. Между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинками образовался воздушный клин с углом $30''$. На одну из пластин

нормально падает монохроматический свет с длиной волны $0,6 \text{ мкм}$. Найти расстояние между интерференционными полосами.

16. Две плоскопараллельные стеклянные пластинки образуют клин с углом 30° . Пространство между пластинками заполнено глицерином с показателем преломления, равным $1,47$. На клин нормально к его поверхности падает пучок монохроматического света с длиной волны $0,6 \text{ мкм}$. Какое число интерференционных полос приходится на 1 см длины клина в отраженном свете?

17. На поверхности стекла находится пленка воды. На нее под углом 30° к нормали падает свет с длиной волны $0,68 \text{ мкм}$. Найти скорость, с которой вследствие испарения уменьшается толщина пленки, если за 15 минут интерференционная картина смещается на одну полосу.

18. На мыльную пленку под углом 52° к нормали падает пучок белого света. При какой наименьшей толщине пленки отраженный пучок в результате интерференции будет окрашен в желтый цвет с длиной волны $0,60 \text{ мкм}$?

19. Плосковыпуклая линза своей выпуклой стороной лежит на стеклянной пластине. Определить толщину воздушного клина там, где в отраженном свете с длиной волны $0,6 \text{ мкм}$ наблюдается первое светлое кольцо Ньютона.

20. Диаметры двух светлых колец Ньютона в отраженном свете соответственно равны $4,0$ и $4,8 \text{ мм}$. Порядковые номера колец не определялись, но известно, что между ними лежат еще три светлых кольца. Найти радиус кривизны использованной линзы, если длина волны света равна 500 нм .

21. На стеклянную пластинку положена выпуклой стороной плосковыпуклая линза. Радиус 5 -го светлого кольца Ньютона в отраженном свете равен 5 мм . Найти радиус 3 -го светлого кольца.

22. Во сколько раз возрастет радиус m -го кольца Ньютона при увеличении длины световой волны в полтора раза?

23. На экране наблюдается интерференционная картина от двух когерентных источников света с длиной волны $0,48 \text{ мкм}$. Когда на пути одного пучка поместили тонкую пластину плавленого кварца, интерференционная картина сместилась на 69 полос. Найти толщину кварцевой пластины.

24. На экране наблюдается интерференционная картина от двух когерентных источников света. На пути обоих лучей находятся одинаковые откачанные трубки длиной 10 см . После наполнения одной из них водородом интерференционная картина сместилась на $23,7$ полосы. Найти показатель преломления водорода. Длина волны света 590 нм .

25. На экране наблюдается интерференционная картина от двух когерентных источников света. На пути обеих лучей были помещены две одинаковые наполненные воздухом трубки длиной 15 см. Показатель преломления воздуха равен 1,000292. Когда в одной из трубок воздух заменили ацетиленом, интерференционная картина сместилась на 80 полос. Найти показатель преломления ацетилена. Длина волны света 590 нм.

Интерферометр Майкельсона (рис. 17) создает интерференционную картину за счет деления луча S и отражения в двух зеркалах. Одно зеркало (Z_1) неподвижно, второе зеркало (Z_2) можно перемещать.

Определить перемещение зеркала, если интерференционная картина сместилась на 100 полос. Опыт проводился со светом длиной волны 546 нм.

26. Для измерения показателя преломления аргона в одно из плеч интерферометра Майкельсона (рис. 4.1.1) поместили пустую стеклянную трубку длиной 12 см. При наполнении этой трубки аргоном интерференционная картина сместилась на 106 полос. Найти показатель преломления аргона, если длина волны света равна 639 нм.

27. В одно из плеч интерферометра Майкельсона (рис. 4.1.1) поместили стеклянную трубку длиной 10 см, заполненную хлористым водородом. После замены хлористого водорода бромистым водородом произошло смещение интерференционной карти-

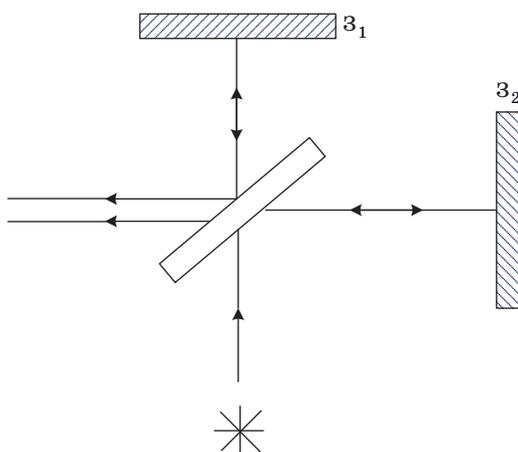


Рис. 4.1.1. Интерферометр Майкельсона

ны на 42 полосы. Определить разность показателей преломления бромистого и хлористого водорода, если длина волны света равна 590 нм.

28. На экране наблюдается интерференционная картина от двух когерентных источников света. Используется желтая линия ртути, состоящая из двух компонент с длинами волн 576,97 и 579,03 нм. В каком наименьшем порядке интерференции четкость картины будет наихудшей?

29. На экране наблюдается интерференционная картина от двух когерентных источников света. При этом используется желтая линия натрия, состоящая из двух компонент с длинами волн 589,0 и 589,6 нм. В каких трех наименьших порядках интерференции наблюдается картина с наименьшей четкостью?

ОТВЕТЫ

1) 4 см. 2) 1,33 м. 3) $5,34^\circ$. 4) $\max - 0,6$ мкм, $0,45$ мкм, $\min - 0,72$ мкм, $0,51$ мкм, $0,4$ мкм. 5) 2 м. 6) $0,5 \cdot 10^{-6}$ м. 7) 3,2 м. 8) 3,6 мм. 9) 125 нм. 10) 10^{-4} рад. 11) $0,106 \cdot 10^{-6}$ м. 12) $0,25 \cdot 10^{-6}$ м. 13) $5 \cdot 10^{-5}$ рад. 14) 10 мкм. 15) 2,06 мм. 16) 7. 17) 0,3 нм/с. 18) 145 нм. 19) 0,15 мкм. 20) 3,52 м. 21) 3,73 мм. 22) 1,22. 23) 72 мкм. 24) 1,00014. 25) 1,000607. 26) 27,3 мкм. 27) 1,000282. 28) 0,000124. 29) 140. 30) 490, 1470, 2450.

4.2. Дифракция света

1. Вычислить радиус пятой зоны Френеля для плоского волнового фронта с длиной волны 0,5 мкм, если построение делается для точки, находящейся на расстоянии 1 м от фронта волны.

2. Радиус четвертой зоны Френеля для плоского волнового фронта равен 3 мм. Определить радиус шестой зоны Френеля.

3. На диафрагму с круглым отверстием диаметром 4 мм падает нормально параллельно пучок лучей монохроматического света с длиной волны 0,5 мкм. Точка наблюдения находится на расстоянии 1 м. Сколько зон Френеля укладывается в отверстие?

4. Плоская световая волна длиной 0,5 мкм падает нормально на диафрагму с круглым отверстием диаметром 1 см. На каком расстоянии от отверстия должна находиться точка наблюдения, чтобы отверстие открывало две зоны Френеля?

5. Плоская световая волна длиной 0,7 мкм падает нормально на диафрагму с круглым отверстием диаметром 1,4 мм. Определить расстояние от диафрагмы до трех наиболее удаленных от нее точек, в которых наблюдается минимум интенсивности.

6. Точечный источник света с длиной волны 0,5 мкм расположен в 1 м перед диафрагмой с круглым отверстием радиуса 1 мм. Найти расстояние от диафрагмы до точки наблюдения, для которой число зон Френеля в отверстии составляет 3.

7. Точечный источник света с длиной волны 550 нм освещает экран, расположенный на расстоянии 11 м. Между источником света и экраном на расстоянии 5 м от экрана помещена ширма с круглым отверстием диаметром 4,2 мм. Максимум или минимум освещенности наблюдается в центре дифракционной картины?

8. Между точечным источником света и экраном поместили диафрагму с круглым отверстием, радиус которого можно менять. Расстояние от диафрагмы до источника равно 100 см, от диафрагмы до экрана – 125 см. Определить длину волны света, если максимум освещенности в центре дифракционной картины на экране наблюдается при $r_k = 1,00$ мм, а следующий максимум – при $r_{k+1} = 1,29$ мм.

9. Точечный источник монохроматического света расположен перед зонной пластинкой на расстоянии 1,5 м от нее. Изображение источника образуется на расстоянии 1 м от пластинки. Найти фокусное расстояние зонной пластинки.

10. На щель шириной 0,021 мм падает нормально монохроматический свет с длиной волны 0,63 мкм. Сколько дифракционных минимумов можно наблюдать на экране за этой щелью?

11. На щель шириной 0,05 мм падает нормально монохроматический свет с длиной волны 0,6 мкм. Найти угол отклонения света на четвертую темную дифракционную полосу.

12. Сколько штрихов на миллиметр содержит дифракционная решетка, если при нормальном падении на нее монохроматического света с длиной волны 0,6 мкм максимум пятого порядка наблюдается под углом 18° ?

13. На дифракционную решетку, содержащую 100 штрихов на миллиметр, падает нормально монохроматический свет. Зрительная труба наведена на максимум третьего порядка. Чтобы навести трубу на другой максимум того же порядка, ее нужно повернуть на 20° . Найти длину волны света.

14. Дифракционная решетка освещена нормально падающим монохроматическим светом. Максимум второго порядка наблюдается под углом 14° . Под каким углом наблюдается максимум третьего порядка?

15. Дифракционная решетка содержит 200 штрихов на миллиметр. На нее нормально падает монохроматический свет с длиной

волны 0,6 мкм. Максимум какого наибольшего порядка дает эта решетка?

16. Дифракционная решетка содержит 200 штрихов на миллиметр. На нее нормально падает монохроматический свет с длиной волны 0,6 мкм. Найти общее число дифракционных максимумов в спектре этой дифракционной решетки.

17. При освещении дифракционной решетки белым светом спектры второго и третьего порядка отчасти перекрываются. На какую длину волны в спектре второго порядка накладывается фиолетовая линия длиной волны 0,4 мкм в спектре третьего порядка?

18. На дифракционную решетку с периодом 10 мкм падает нормально монохроматический свет с длиной волны 600 нм. Найти угол между главными дифракционными максимумами второго порядка.

19. Какой наименьшей разрешающей силой должна обладать дифракционная решетка, чтобы с ее помощью можно было разрешить две спектральные линии калия с длинами волн 578 и 580 нм? Каким должно быть число штрихов, чтобы это разрешение было возможным в спектре второго порядка?

20. С помощью дифракционной решетки с периодом 20 мкм требуется разрешить дублет натрия с длинами волн 589,0 и 589,6 нм в спектре второго порядка. При какой минимальной длине решетки это возможно?

21. Угловая дисперсия дифракционной решетки при малых углах дифракции составляет 5 мин/нм. Определить разрешающую силу решетки, если ее длина равна 2 см.

22. Определить угловую дисперсию дифракционной решетки для длины волны 600 нм при угле дифракции 30° . Ответ дать в угловых минутах на нанометр.

23. На дифракционную решетку, содержащую 500 штрихов на миллиметр, нормально падает монохроматический свет с длиной волны 700 нм. За решеткой помещена собирающая линза с фокусным расстоянием 50 см, в фокальной плоскости которой расположен экран. На экране наблюдается спектр второго порядка. Найти линейную дисперсию этой системы в миллиметрах на нанометр.

24. На поверхность дифракционной решетки нормально падает пучок света. За решеткой помещена собирающая линза с оптической силой 1 дптр, в фокальной плоскости которой расположен экран. Найти число штрихов на миллиметр этой решетки, если при малых углах дифракции линейная дисперсия равна 1 мм/нм.

25. На дифракционную решетку нормально падает монохроматический свет с длиной волны 650 нм. За решеткой помещена со-

бирающая линза с экраном в фокальной плоскости. На экране под углом 30° наблюдается дифракционная картина. При каком фокусном расстоянии линзы линейная дисперсия равна $0,5$ мм/нм?

26. На каком расстоянии друг от друга будут находиться на экране две линии ртутной дуги с длинами волн $577,0$ и $579,1$ нм в спектре первого порядка, полученном при помощи дифракционной решетки с периодом 2 мкм и линзы с фокусным расстоянием $0,6$ м?

27. Какое фокусное расстояние должна иметь линза, проецирующая на экран спектр, полученный при помощи дифракционной решетки с периодом 2 мкм, чтобы расстояние между линиями калия $404,4$ и $404,7$ нм в спектре первого порядка было равным $0,1$ мм?

28. Для какой длины волны дифракционная решетка с периодом 5 мкм имеет угловую дисперсию $6,3 \cdot 10^5$ рад/м в спектре третьего порядка?

29. Угловая дисперсия дифракционной решетки в спектре первого порядка для длины волны 668 нм равна $2,02$ рад/м. Найти период дифракционной решетки.

30. Период дифракционной решетки равен $2,5$ мкм. Найти угловую дисперсию в спектре первого порядка для длины волны 589 нм.

ОТВЕТЫ

1) $1,58$ мм. 2) $3,67$ мм. 3) 8 . 4) 24 м. 5) $1,4, 0,7, 0,47$. 6) 2 м. 8) $0,6 \cdot 10^{-6}$ м. 9) $0,6$ м. 10) 33 . 11) $2^\circ 45'$. 12) 103 штр/мм. 13) $0,58 \cdot 10^{-6}$ м. 14) $21^\circ 17'$. 15) 8 . 16) 17 . 17) $0,6 \cdot 10^{-6}$ м. 18) $13,8^\circ$. 19) $290, 145$. 20) $9,82$ мм. 21) 29000 . 22) $3,3$ мин/нм. 23) $0,7$ мм/нм. 24) 1000 штр/мм. 25) $56,3$ см. 26) $0,73$ см. 27) $62,6$ см. 28) $0,5$ мкм. 29) 5 мкм. 30) $4,1 \cdot 10^5$ рад/м.

4.3. Поляризация света

1. Пучок естественного света, идущий в воде, отражается от грани алмаза, погруженного в воду. При каком угле падения отраженный свет полностью поляризован?

2. Параллельный пучок естественного света рассеивается стеклянным конусом, ось которого направлена вдоль пучка. Найти угол рассеяния света, если отраженный свет полностью поляризован.

3. Анализатор в два раза уменьшает интенсивность света, проходящего к нему от поляризатора. Определить угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.

4. Угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора равен 45° . Во сколько раз уменьшится интенсивность света, выходящего из анализатора, если угол увеличить до 60° ?

5. Во сколько раз ослабляется световой поток, проходящий через два поляризатора, плоскости пропускания которых образуют 30° , если в каждом из них теряется по 10% интенсивности падающего на него света?

6. Имеются два одинаковых несовершенных поляризатора, каждый из которых обеспечивает степень поляризации 0,8. Какую максимальную степень поляризации могут обеспечить два эти поляризатора, установленные последовательно друг за другом?

7. В частично поляризованном свете амплитуда вектора E , соответствующая максимальной интенсивности света, в 2 раза больше амплитуды, соответствующей минимальной интенсивности. Определить степень поляризации света.

8. Степень поляризации частично поляризованного света равна 0,5. Во сколько раз максимальная интенсивность света, проходящего через анализатор больше минимальной?

9. На пути частично поляризованного света со степенью поляризации 0,6 поставили анализатор таким образом, чтобы он пропускал максимальную интенсивность света. Во сколько раз уменьшится интенсивность прошедшего через анализатор света, если его плоскость пропускания повернуть на 30° ?

10. На поляризатор падает пучок частично поляризованного света таким образом, что его пропускание минимально. После поворота плоскости поляризатора на 45° интенсивность прошедшего света возросла в 1,5 раза. Найти степень поляризации света.

11. Пластина кристаллического кварца толщиной 2 мм, вырезанная перпендикулярно оптической оси, поворачивает плоскость поляризации света на 53° . Какой минимальной толщины пластину нужно поместить между поляризаторами с параллельными плоскостями пропускания, чтобы они полностью задерживали свет?

12. Чистый никотин в стеклянной трубке длиной 8 см поворачивает плоскость поляризации желтого света на угол 137° . Плотность никотина 1010 кг/м^3 . Определить удельное вращение никотина.

13. Раствор глюкозы с массовой концентрацией 280 кг/м^3 , содержащийся в стеклянной трубке, поворачивает плоскость поляризации монохроматического света на 32° . Определить массовую концентрацию глюкозы в другом растворе, налитом в ту же трубку, если он поворачивает плоскость поляризации света на 24° .

14. Угол поворота плоскости поляризации желтого света при прохождении через трубку с раствором сахара равен 40° . Длина трубки 15 см. Удельное вращение сахара равно $0,0117 \text{ рад}\cdot\text{м}^2/\text{кг}$. Определить массовую концентрацию сахара в растворе.

15. Найти угол полной поляризации при отражении света от стекла, показатель преломления которого равен 1,57.

16. При падении естественного света на некоторый поляризатор, сквозь него проходит 30 % светового потока, через два таких поляризатора 13,5 %. Найти угол между плоскостями пропускания этих поляризаторов.

17. Пучок естественного света падает на систему из шести поляризаторов, плоскость пропускания каждого из которых повернута на 30° относительно плоскости пропускания предыдущего. Какая доля светового потока проходит через эту систему?

18. Естественный свет падает на систему трех одинаковых поляризаторов. Плоскость пропускания среднего поляризатора составляет 60° с плоскостями пропускания двух других. Каждый из поляризаторов пропускает не больше 81 % падающего на него поляризованного света. Сколько процентов света пропустит вся система?

19. На пути частично поляризованного света помещен поляризатор в положении, пропускающем максимальное количество света. При его повороте на 60° интенсивность прошедшего света уменьшилась в три раза. Найти степень поляризации падающего света.

20. Естественный свет падает под углом Брюстера на поверхность стекла. Определить с помощью формул Френеля коэффициент отражения.

21. Пучок естественного света падает под углом Брюстера на поверхность воды. Коэффициент отражения равен 0,039. Найти коэффициент пропускания.

22. На поверхность воды под углом Брюстера падает пучок поляризованного света. Плоскость колебания светового вектора составляет 45° с плоскостью падения. Найти коэффициент отражения.

23. Определить с помощью формул Френеля коэффициент отражения естественного света при нормальном падении на поверхность стекла.

24. На поверхность стекла падает пучок естественного света. Угол падения равен 45° . Найти с помощью формул Френеля степень поляризации отраженного света.

25. На поверхность стекла падает пучок естественного света. Угол падения равен 45° . Найти с помощью формул Френеля степень поляризации преломленного света.

26. Монохроматический неполяризованный свет падает на систему двух скрещенных поляризаторов с кварцевой пластиной между ними. Найти минимальную толщину пластины, при которой система пропускает 30 % светового потока. Постоянная вращения кварца равна 17 град/мм.

27. Во сколько раз ослабляется интенсивность естественного света проходящего через два поляризатора, плоскости пропускания которых образуют угол 60° , если в каждом из них теряется 15% падающего света.

28. Предельный угол полного внутреннего отражения пучка света на границе жидкости с воздухом равен 43° . Определить угол Брюстера для падения луча из воздуха на поверхность этой жидкости.

29. На пути частично поляризованного света со степенью поляризации, равной 0,5 поставлен анализатор. Найти максимальный и минимальный коэффициент пропускания этого анализатора.

30. Между двумя скрещенными поляризаторами поставили третий под углом α . При каких углах α коэффициент пропускания такой системы максимален и при каких – минимален? Ответы дать в градусах.

ОТВЕТЫ

1) $61^\circ 12'$. 2) $67^\circ 22'$. 3) 45° . 4) 2 раза. 5) 3,3 раза. 6) 0,976. 7) 0,6. 8) 3 раза. 9) 1,23 раза. 10) 0,5. 11) 3,4 мм. 12) $1,7 \text{ град}\cdot\text{м}^2/\text{кг}$. 13) $210 \text{ кг}/\text{м}^3$. 14) $398 \text{ кг}/\text{м}^3$. 15) 1,004 рад. 16) $\pi/6$ рад. 17) 0,12. 18) 1,7 %. 19) 0,8. 20) 0,07. 21) 0,3. 22) 0,04. 23) 0,04. 24) 0,8. 25) 0,045. 26) 3 мм. 27) 11 раз. 28) $55^\circ 42'$. 29) 0,25 и 0,75. 30) min – 0° , $\pm 90^\circ$, $\pm 180^\circ$; max $\pm 45^\circ$, $\pm 135^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Савельев И. В.* Курс общей физики, том 2. Электричество и волны. Волновая оптика / И. В. Савельев. СПб.: Лань, 2018б. 468 с.
2. *Калитеевский Н. И.* Волновая оптика / Н. И. Калитеевский. СПб.: Лань, 2006. 383 с.
3. *Трофимова Т. И.* Т761 Курс физики: учеб. пособие для вузов / Т. И. Трофимова. 11-е изд., стер. М.: Академия, 2006. 560 с.
4. *Котликов Е. Н.*, Проектирование и изготовление интерференционных покрытий: Монография / Е. Н. Котликов, Ю. А. Новикова, А. Н. Тропин. СПб.: ГУАП, 2016. 288 с.
5. *Котликов Е. Н., Коваленко И. И., Новикова Ю. А.* Программа синтеза и анализа интерференционных покрытий Film Manager. Научный журнал, информационно-управляющие системы. Политехника, 2015. № 3(76), с. 51–59.
6. *Дозоров А. А.* Физическая лаборатория / Дозоров. А.А. Ярославский политехнический институт. Ярославль, 1992.
7. *Котликов Е. Н., Кректунова И. П., Лавровская Н. П., Новикова Ю. А., Тропин А. Н.* Волновая оптика: Лабораторный практикум / под ред. Котликова Е. Н. / СПб.: СПбГУАП, 2012. 64 с.
8. Спектрофотометр СФ-56. Техническое описание и инструкция по эксплуатации, 2013. 37 с.
9. Фурье-спектрофотометр ФСМ 1201. Техническое описание и инструкция по эксплуатации, 2014. 37 с.
10. Общие правила выполнения лабораторных работ по физике. Лабораторный практикум / И. И. Коваленко, Н. П. Лавровская, Е. В. Рутьков, С. П. Фадеев. СПб.: СПб ГУАП, 2010. 56 с.
11. *Коваленко И. И., Лавровская Н. П., Литвинова Н. Н.* и др. Электричество. Магнетизм. Оптика: сборник задач / под ред. И. И. Коваленко; СПб.: ГУАП, 2007. 71 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
Раздел 1. Лекционный материал	5
1.1. Уравнения Максвелла	5
1.2. Электромагнитные волны	10
1.3. Прохождение света через границу раздела диэлектриков....	11
1.4. Свойства электромагнитных волн	14
1.4.1. Интерференция.....	14
1.4.1а. Интерференция, осуществляемая методом деления волнового фронта.....	19
1.4.1б. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников.....	21
1.4.2. Дифракция	23
1.4.3. Поляризация.....	26
1.4.4. Дисперсия.....	30
1.5. Анализ оптических спектров в однородных и слоистых системах	33
Раздел 2. Практические занятия с использованием программного обеспечения	41
2.1. Виртуальные компьютерные лабораторные занятия	41
2.1.1. Виртуальная лабораторная работа № 1 «Интерференция света»	41
2.1.2. Виртуальная лабораторная работа № 2 «Дифракция света».....	48
2.1.3. Виртуальная лабораторная работа № 3 «Дисперсия света»	52
2.1.4. Виртуальная лабораторная работа № 4 «Опыт Вавилова – Черенкова»	55
2.2. Синтез интерференционных покрытий	58
2.2.1. Задача синтеза интерференционных покрытий.....	58
2.2.2. Программа анализа и синтеза оптических систем	60
2.2.3. Синтез просветляющих покрытий	66
2.2.4. Синтез диэлектрических зеркал	69
Раздел 3. Лабораторные работы и контрольные вопросы.....	73
3.1. Лабораторная работа № 1. Бипризма Френеля.....	73
3.2. Лабораторная работа № 2. Кольца Ньютона	79
3.3. Лабораторная работа № 3. Дифракция плоских волн на щели	84
3.4. Лабораторная работа № 4. Поляризация света. Закон Малюса	91
3.5. Лабораторная работа № 5. Определение длин волн спектральных линий с помощью спектрометра	98
Раздел 4. Задачи	104

4.1. Интерференция	104
4.2. Дифракция света	108
4.3. Поляризация света.....	111
Список литературы	115

Учебное издание

**Котликов Евгений Николаевич,
Новикова Юлиана Александровна,
Терещенко Георгий Викторович**

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Учебно-методическое пособие

Публикуется в авторской редакции
Компьютерная верстка *Ю. В. Умницына*

Сдано в набор 25.08.19. Подписано к печати 23.09.19. Формат 60 × 84 1/16.

Усл. печ. л. 6,8. Уч.-изд. л. 7,3.

Тираж 50 экз. Заказ № 399.

Редакционно-издательский центр ГУАП
190000, Санкт-Петербург, Б. Морская ул., 67