

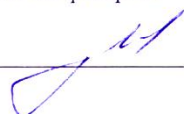
МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Тульский государственный университет»

Институт *высокоточных систем им. В.П. Грязева*  
Кафедра «Приборы управления»

Утверждено на заседании кафедры  
«Приборы управления»  
« 22 » января 20 24 г., протокол № 1

Заведующий кафедрой

  
\_\_\_\_\_ В.В. Матвеев

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ**  
**по проведению лабораторных работ**  
**по дисциплине (модулю)**  
**«Прикладная оптика»**

**основной профессиональной образовательной программы**  
**высшего образования – программы бакалавриата**

по направлению подготовки  
**12.03.03 Фотоника и оптоинформатика**

с направленностью (профилем)  
**Интеллектуальные фотонные системы**  
Форма обучения: очная

Идентификационный номер образовательной программы: 120303-01-24

Тула 2024 год

**Разработчик(и)**

Дмитриев А.В.. доцент, к.т.н.

*(ФИО, должность, ученая степень, ученое звание)*



*(подпись)*

## Содержание

ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ	4
ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ	4
Лабораторная работа №1	5
Лабораторная работа №2	10
Лабораторная работа №3	12
Лабораторная работа №4	15
Лабораторная работа №5	18
Лабораторная работа №6	22
Библиографический список	25

## ***ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ***

Студенты должны являться на занятия, изучив необходимые разделы лекций по данной дисциплине, в часы, предусмотренные общеинститутским расписанием занятий. Вход в лабораторию, а также выход из нее разрешается лишь в течении перерыва между занятиями. В лаборатории студент изучает ту лабораторную работу, которая намечена по графику.

Прежде чем начать работу, он должен ознакомиться с описанием лабораторной работы. В ходе работы студент должен делать необходимые записи в ученической тетради. Расчеты должны быть выполнены в системе СИ и по ЕСКД.

По проделанным работам каждым студентом оформляется отчет. Отчет по лабораторной работе заверяется преподавателем, ведущим лабораторные работы. Сдача отчетов производится в индивидуальном порядке. При этом студент должен знать задачи и цель проведенной лабораторной работы, уметь объяснить результаты расчетов и ответить на контрольные вопросы. Отчет выполняется на листах формата А4. Образец титульного листа приведен в приложении.

## ***ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ***

При выполнении лабораторных работ необходимо соблюдать общую инструкцию по технике безопасности при проведении лабораторных работ на кафедре ЭМ и ЭПС. Инструктаж по технике безопасности проводится перед началом лабораторных работ, о чем делается запись в журнале.

Работу следует проводить на своем рабочем месте, не отвлекая внимания студентов, выполняющих другие лабораторные работы, особенно работы на испытательных стендах.

## Лабораторная работа №1

### Исследование характеристик оптической системы и отдельных линз.

Цель работы – исследование характеристик оптической системы и отдельных линз в оптической системе.

Основная проблема физической оптики – это проблема объяснения природы света, которая является частью общезначимой проблемы корпускулярно-волнового дуализма. Вопрос объяснения природы света носит мировоззренческий характер и относится к числу важнейших задач физики.

В современной физике сосуществуют две теории природы света – волновая и квантовая.

В основе волновой теории лежит гипотеза о том, что свет – это поперечная электромагнитная волна. Эта гипотеза основана на результатах огромного числа экспериментальных измерений скорости света, исследований дифракции света, интерференции света, поляризации света и распространения света в анизотропных средах. Математическим основанием волновой оптики являются общие уравнения классической электродинамики – **уравнения Максвелла**. Система уравнений Максвелла имеет вид:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \bar{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \bar{j} \\ \operatorname{rot} \bar{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 0 \\ \operatorname{div} \bar{D} = 4\pi \rho \\ \operatorname{div} \bar{B} = 0 \end{cases},$$

где  $\bar{H}$  – вектор напряженности магнитного поля (магнитный вектор);  
 $\bar{E}$  – вектор напряженности электрического поля (электрический вектор);  
 $\bar{B}$  – вектор магнитной индукции;  
 $\bar{D}$  – вектор электрического смещения;  
 $\bar{j}$  – вектор плотности электрического тока;  
 $\rho$  – плотность электрических зарядов.

Изменение параметров среды при воздействии электромагнитного поля характеризуются **системой материальных уравнений** через макроскопические материальные константы – **относительную диэлектрическую проницаемость** среды  $\epsilon$ , ее **относительную магнитную проницаемость**  $\mu$  и **удельную электропроводность**  $\sigma$ :

$$\begin{cases} \vec{j} = \sigma \vec{E} \\ \vec{D} = \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \end{cases},$$

Диэлектрическая проницаемость вакуума  $\varepsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м; магнитная проницаемость вакуума  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-12}$  Гн/м.

Для большинства веществ, применяемых в оптике, относительная магнитная проницаемость  $\mu \approx 1$ .

Второе и третье материальные уравнения можно записать в форме, предложенной Х.А. Лорентцом в 1895 г.:

Из (2.1÷2.2) с учетом граничных условий конкретной задачи можно вывести уравнение электромагнитной волны, распространяющейся со скоростью  $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ ,

где  $c = 299792458$  м/с – скорость света в вакууме.

Относительная диэлектрическая проницаемость и относительная магнитная проницаемость вещества, измеренные на частоте  $\nu$ , однозначно определяют его **показатель преломления** на этой же частоте:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}$$

Показатель преломления вещества равен отношению скорости света в вакууме к скорости света в этом веществе:

$$n = c/v$$

Легко убедиться, что скорость света в вакууме

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$$

При известном пространственном распределении напряженностей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в начальный момент времени  $t = 0$  в среде с известными значениями материальных констант система уравнений (2.4) имеет единственное решение.

В простейшем случае это решение имеет вид:

$$\begin{cases} E = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_0) \\ H = H_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_0) \end{cases}$$

где  $z$  – направление распространения волны;

$E$  – значение напряженности электрического поля волны в точке с координатой  $z$  в момент времени  $t$ ;

$E_0$  – амплитудное значение напряженности электрического поля волны;

$H$  – значение напряженности магнитного поля волны в точке с координатой  $z$  в момент времени  $t$ ;

$H_0$  – амплитудное значение напряженности магнитного поля волны;

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{n\lambda} \text{ – циклическая частота колебаний};$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n\omega}{c} \text{ – волновое число};$$

$\varphi_0$  – **фаза колебаний** в исходной точке ( $z = 0$ ) в начальный момент времени ( $t = 0$ ).

Такую волну, **волновой фронт** (поверхность равной фазы) которой представляет собой плоскость, перпендикулярную оси  $z$ , называют плоской электромагнитной волной.

Для сферической волны, волновой фронт которой представляет собой сферу с центром в исходной точке ( $r = 0$ ), решение системы в сферической системе координат имеет вид:

$$\begin{cases} E = \frac{E_o}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_o) \\ H = \frac{H_o}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_o) \end{cases},$$

где  $E$  – значение напряженности электрического поля волны в точке с координатой  $r$  в момент времени  $t$ ;

$E_o$  – амплитудное значение напряженности электрического поля волны в точке, где  $r$  равно единице длины;

$H$  – значение напряженности магнитного поля волны в точке с координатой  $r$  в момент времени  $t$ ;

$H_o$  – амплитудное значение напряженности магнитного поля волны в точке, где  $r$  равно единице длины.

Иногда, пользуясь формулой Эйлера:  $e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi$ , закон гармонических колебаний (2.8) записывают в **символической форме**

$$\tilde{E} = E_o \exp[i(\omega t - kz + \varphi_o)]$$

При громоздких расчетах пользуются простой символической формой, а окончательный результат получают как вещественную часть результата, полученного при символической форме расчета.

Чем больше показатель преломления данного вещества, тем медленнее распространяются в нем световые колебания. Соответственно, уменьшается и **длина волны излучения**  $\lambda$ , то есть, расстояние, которое свет проходит за один **период колебаний**  $T$

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu},$$

где  $\nu$  – частота электромагнитного поля световой волны.

Электромагнитная волна, колебания в которой происходят с одной строго постоянной частотой  $\nu$ , называется **монохроматической**.

В плоской волне, распространяющейся в однородной среде, напряженности электрического и магнитного полей волны и направление ее распространения – взаимно перпендикулярные векторные величины, образующие правую тройку векторов. Таким образом, свет – это **поперечная электромагнитная волна**. Положение векторов напряженностей в пространстве определяет состояние **поляризации** света. Если плоскости колебаний векторов напряженностей не

изменяется во времени, свет называют **линейно поляризованным (плоскополяризованным)**. Плоскость, содержащую вектор направления распространения линейно поляризованного света, в которой колеблется вектор напряженности магнитного поля, принято называть **плоскостью поляризации** излучения.

Если конец вектора напряженности описывает во времени эллипс, свет называют **эллиптически поляризованным**. Частным случаем эллиптической поляризации является **круговая (циркулярная) поляризация**.

Напряженность электрического поля волны и напряженность ее магнитного поля плоской монохроматической волны связаны линейной зависимостью:

$$\sqrt{\mu\mu_0} \cdot H = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot E ,$$

поэтому оба вектора колеблются в одной фазе (то есть, одновременно достигают максимума или минимума).

Энергия электромагнитного поля характеризуется **вектором Умова-Пойнтинга**:

$$\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}] ,$$

«длина» которого численно равна **поток энергии** (количеству энергии, переносимой волной за единицу времени через площадь поперечного сечения, равную единице), а направление – совпадает с направлением распространения световой волны. С учетом (2.12) можно сказать, что энергия, переносимая электромагнитной волной прямо пропорциональна квадрату напряженности ее электрического поля (как и квадрату напряженности магнитного поля):

$$W \sim E^2 \sim H^2$$

Распространение света в веществе неизбежно сопровождается потерями энергии, связанными с поглощением и рассеянием света в этом веществе.

Хорошо описывая распространение света в материальных средах, волновая теория не может удовлетворительно объяснить процессы его излучения и поглощения веществом. Исследование этих процессов (излучение абсолютно черного тела, фотоэффект, фотохимические превращения молекул, оптические спектры) привело к выводу, что элементарная система (атом, ион, молекула) может испускать или поглощать энергию лишь дискретными порциями (квантами), пропорциональными частоте излучения  $\nu$ . Поэтому световое электромагнитное поле можно представить как поток квантов света – **фотонов**. Энергию фотона можно определить из формулы Планка:

$$W = h \nu ,$$

где  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – **постоянная Планка**.

Фотону приписывают наличие импульса  $p = \frac{h\nu}{c}$  и массы  $m = \frac{p}{c} = \frac{h\nu}{c^2}$ .

Масса покоя фотона равна нулю.

В простейшем случае энергия, теряемая или приобретаемая изолированной квантовой системой в элементарном акте взаимодействия с оптическим излучением, равна энергии фотона, а в более сложном – сумме или разности энергий нескольких фотонов. Явления, в которых при взаимодействии света и



вещества проявляются квантовые свойства элементарных систем, изучаются методами квантовой механики и квантовой электродинамики.

Следует констатировать, что природа света к настоящему времени окончательно неясна. Чаще всего при исследовании явлений, связанных с распространением света, удобней применять методы волновой оптики, а при исследовании явлений, связанных с излучением и поглощением света веществом, – методы квантовой теории.

#### Контрольные вопросы

1. Какая проблема является основной в физической оптике? В чем она заключается?
2. В чем заключаются особенности существующих теорий природы света? Что в них общего? В чем вы видите основные различия между ними?
3. Какой физический смысл имеет показатель преломления вещества?

## Лабораторная работа №2

### Исследование характеристик и оптических схем микроскопа.

Цель работы – исследовать характеристики и оптические схемы микроскопа.

Электромагнитное поле любой частоты распространяется в вакууме с одной и той же скоростью  $c$ . Это относится и к свету всех частот (длин волн). Каждой частоте колебаний  $\nu$  соответствует вполне определенная длина волны в вакууме

$$\lambda_0 = c/\nu$$

В среде с показателем преломления  $n$  скорость света изменяет свое значение в соответствии с (2.6), а длина волны  $\lambda$  при той же частоте  $\nu$  принимает значение

$$\lambda = \frac{c}{n\nu}$$

Если скорость распространения света в веществе зависит от его частоты

$$v = f(\nu),$$

то и показатель преломления вещества для данной частоты

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{f(\nu)} = \psi(\nu),$$

оказывается зависящим от частоты падающего света, и длина волны в веществе меняется для каждой частоты в различное число раз:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$$

Это явление – зависимость показателя преломления от частоты падающего света – называют **дисперсией света**. Монохроматические волны различной частоты, которые в вакууме двигались бы совместно с одной и той же скоростью  $c$ , попав в какую-либо среду, начнут двигаться с различными скоростями, по-разному преломляться и разойдутся по различным направлениям.

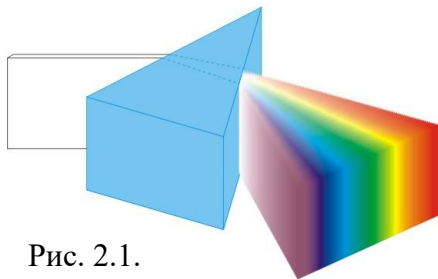


Рис. 2.1.

Первое исследование явления дисперсии света провел Ньютон в 1666 г., пропуская белый свет через призму. Пучок лучей от линейного источника света (щели) направлялся на призму, и после отклонения падал на экран (рис. 2.1). На экране при этом наблюдался спектр, то есть, широкая полоска, окрашенная в непрерывно чередующиеся цвета радуги – от красного до фиолетового.

Так как угол отклонения  $\delta$  в тонкой призме примерно пропорционален углу раствора призмы  $\alpha$ :

$$\delta \approx (n - 1) \alpha,$$

наиболее отклоняющиеся фиолетовые лучи обладают меньшей скоростью распространения в стекле, чем менее отклоняющиеся красные.

Если сравнить между собой спектры, получаемые от призм из разных материалов, то оказывается, что не только лучи одной и той же частоты отклоняются этими призмами на различный угол, но и ширина участков спектра, соответствующих одинаковому интервалу частот  $\nu_1 - \nu_2$ , будет, вообще говоря, различной. Это означает, что вещества отличаются не только показателями преломления, но и формой кривой зависимости его от частоты  $n = \psi(\nu)$  – разные материалы обладают различной дисперсией.

Теория дисперсии базируется на представлении о частицах вещества (атомов, молекул, ионов) как совокупности **гармонических осцилляторов**, электрических диполей колеблющихся под воздействием поля внешней гармонической электромагнитной волны. Взаимодействие света и вещества сводится к интерференции падающей волны со вторичными электромагнитными волнами, возникающими вследствие колебаний электронов и ионов вещества под воздействием электромагнитного поля падающей первичной волны.

Решение задачи приводит к показателю преломления среды, зависящему от частоты излучения. При наличии потерь энергии в среде распространения показатель преломления – это комплексная величина.

**Комплексный показатель преломления** запишем в виде

$$\tilde{n} = n(1 - ik)$$

Далее будет показано, что величина  $nk$  представляет собой **показатель поглощения** вещества.

В полосах поглощения вблизи собственных частот колебаний электронов значение показателя преломления вещества падает при возрастании частоты

(возрастает при уменьшении длины волны). Такое поведение показателя преломления, когда  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ , называют **аномальной дисперсией**.

Вне линий поглощения имеем  $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ .

Такую дисперсию называют **нормальной дисперсией**. На рис. 2.2 показаны графики зависимостей показателя преломления и показателя

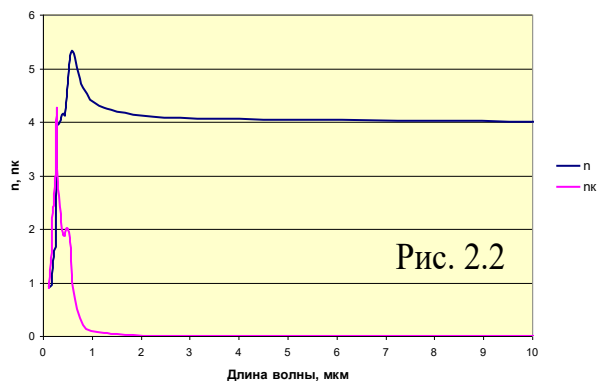


Рис. 2.2

поглощения оптически изотропного монокристалла германия (Ge) от длины волны падающего света в видимой и в средней инфракрасной области.

При длинах волн света выше 0,619 мкм, где поглощение света невелико, наблюдается широкий участок нормальной дисперсии.

В области спектра 0,124÷0,619 мкм, в котором поглощение света высокое, наблюдается аномальная дисперсия.

### Контрольные вопросы

1. Определите энергию одного фотона, излучаемого гелий-неоновым лазером (длина волны 628 нм).
2. Мишень равномерно освещается излучением гелий-неонового лазера средней мощностью 100 мВт и полностью поглощает его. Оцените силу, с которой излучение лазера воздействует на мишень, если направление распространения излучения перпендикулярно поверхности мишени.
3. Решите предыдущую задачу для случая, когда мишень полностью отражает падающее на нее излучение.

### *Лабораторная работа №3*

#### **Исследование характеристик и схем телескопической системы.**

Цель работы – исследовать характеристики и схемы телескопических систем.

**Рассеянием** света называют возмущение световой волны, вызванное пространственными неоднородностями среды, в которой он распространяется. Это явление заключается в изменении углового распределения светового потока. При распространении световой волны в однородной среде форма ее волнового фронта не изменяется. Если в среде имеются локальные зоны или частицы с другими оптическими свойствами, то кроме исходной волны появляются паразитные волны, рассеянные в стороны. Эти волны, которые уносят определенную часть энергии исходной волны, воспринимаются как несобственное свечение среды распространения.

Если плотность рассеивающих частиц невелика или рассеивающая среда имеет небольшую протяженность, то интенсивность рассеянного света можно получить как сумму интенсивностей света, рассеянных на каждой отдельно взятой частице рассеивающей среды. Если рассеивающая среда плотная или имеет большую протяженность, приходится рассматривать многократное рассеяние, то есть, случай, когда свет, рассеянный от одной частицы, вновь рассеивается на других частицах среды.

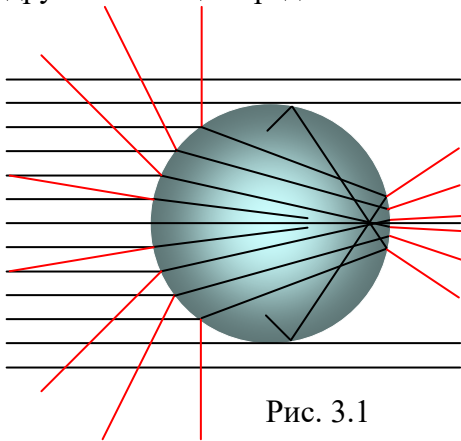


Рис. 3.1

Отражение и преломление света на границе раздела сред, дифракцию на различных препятствиях также можно рассматривать как частные случаи рассеяния света. Рассеяние света происходит также на шероховатой поверхности, масштаб случайных отклонений рельефа которой сравним с длиной волны. В этом случае угловое распределение рассеянного излучения содержит не только направленные составляющие (зеркально отраженную или преломленную в соответствии с законом преломления), но и диффузную составляющую.

При многократном рассеянии на шероховатой поверхности диффузная составляющая становится изотропной, а направленные – исчезают.

Рассмотрим простейший случай неоднородности – находящуюся в воздухе сферическую частицу диэлектрика с показателем преломления  $n$ . На поверхности частицы будут происходить многократные отражения и преломления распространяющегося в среде света, в результате чего световой поток изменит направление своего распространения (рис. 2.3). При этом часть излучения будет рассеиваться вперед, по ходу своего первоначального направления, а часть – в стороны и назад. Рассеяние на каждой частице можно охарактеризовать **индикатрисой рассеяния** – угловым распределением интенсивности рассеянного света (рис. 2.4). Форма индикатрисы рассеяния определяется соотношением показателей преломления среды распространения и рассеивающей частицы, а также соотношением радиуса  $r$  частицы и длины волны рассеиваемого света  $\lambda$ . Возможны три случая:

Первый случай:  $r \gg \lambda$ . В этом случае наблюдается **геометрическое рассеяние**.

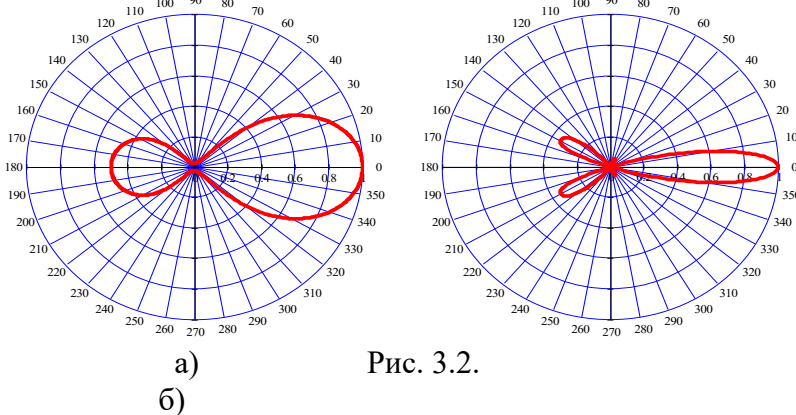


Рис. 3.2.

Падающий на различные участки частицы свет отражается в соответствии с законом отражения. Можно считать, что весь свет, падающий на переднюю поверхность крупной частицы

рассеивается в стороны. Если плотность рассеивающих частиц  $N$ , то при прохождении исходным пучком малого пути  $dz$  из исходного светового потока  $F_0$  рассеивается:

$$dF_{pacc} = F_0 N s dz = 2\pi r^2 F_0 N dz,$$

где  $s$  – эффективное сечение частицы, равное площади ее передней поверхности.

Эффективность рассеяния характеризуют показателем рассеяния

$$K_{pacc} = \frac{1}{F_0} \frac{dF_{pacc}}{dz}$$

Показатель рассеяния имеет размерность, обратную длине.

В случае геометрического рассеяния

$$K_{pacc} = 2\pi r^2 N$$

Приведенная формула противоречит геометрической теории, по которой следовало бы эффективное сечение частицы полагать равным ее поперечному сечению. Множитель 2 появляется при учете дифракции света на краевых зонах частицы.

Второй случай:  $r \ll \lambda$ . Рассматриваемый случай называют **рэлеевским рассеянием** по имени английского физика Рэля, который в 1899 г. провел анализ

рассеяния света очень мелкими частицами. Расчет Рэля для частиц, находящихся в воздухе, дает следующий результат для светового потока  $F$  при малом пути  $dz$ :

$$dF_{\text{расс}} = F_o \frac{24\pi^3}{\lambda^4} NV^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2 dz,$$

где  $N$  – плотность рассеивающих частиц;  
 $V = 4/3 \pi r^3$  – объем частицы.

Показатель рэлеевского рассеяния в воздухе

$$K_{\text{расс}} = \frac{24\pi^3}{\lambda^4} NV^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2$$

Формула Рэля хорошо описывает рассеяние света на молекулах вещества. Из формулы следует, что интенсивность рассеяния резко снижается с увеличением длины волны. В частности, этим объясняется тот факт, что небо имеет голубой свет, а Солнце на закате или восходе часто имеет красный цвет – фиолетовая часть солнечного излучения рассеивается на порядок сильнее, чем красная.

Рэлей установил также, что интенсивность света, рассеянного множеством сферических частиц под углом  $\theta$  к направлению распространения исходного светового потока, пропорциональна величине  $(1 + \cos^2 \theta)$ .

Третий случай:  $r \approx \lambda$ . В этом случае основную роль играет **дифракционное рассеяние**. Показатель рассеяния является сложной немонотонной функцией показателя преломления, радиуса частицы и длины волны.

Для характеристики дымов используют параметр **маскирующая способность**, равный отношению показателя рассеяния к массе единицы объема дымообразующего вещества.

Масса единицы объема дымообразующего вещества

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho N,$$

где  $\rho$  – плотность вещества рассеивающей частицы.

В случае геометрического рассеяния с увеличением радиуса рассеивающих частиц маскирующая способность падает:

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} = \frac{3}{2\rho r}$$

В случае рэлеевского рассеяния с увеличением радиуса рассеивающих частиц маскирующая способность растет:

$$\frac{K_{\text{расс}}}{M} = \frac{24\pi^3 N \left( \frac{4}{3} \pi r^3 \right)^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2}{\lambda^4 \frac{4}{3} \pi r^3 \rho N} = \frac{32\pi^4 r^3 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2}{\lambda^4 \rho}$$

Очевидно, что маскирующая способность достигает максимального значения в области дифракционного рассеяния.

### Контрольные вопросы

1. Почему масса покоя фотона равна нулю? Что это, по вашему мнению, означает?
2. В чем вы видите причину дисперсии показателя преломления? Чем можно объяснить наличие участков аномальной дисперсии?
3. Существуют ли среды, в которых отсутствует дисперсия света?

### Лабораторная работа №4

#### Исследование характеристик и схем проекционной системы.

Цель работы – исследовать характеристики и схемы проекционных систем.

При распространении света через вещество световой поток уменьшается – происходит **поглощение** света. Часть световой энергии поглощается атомами и молекулами этого вещества, переходя в энергию их внутренних связей, кинетическую (то есть, тепловую) энергию частиц либо в энергию оптического излучения другого спектрального состава.

Пусть в поглощающей среде распространяется пучок параллельных лучей с начальным световым потоком  $F_0$  (при  $z = 0$ ). Пройдя путь  $z$ , световой поток ослабится за счет поглощения и рассеяния и станет равным  $F(z)$ . Выделим малый участок среды толщиной  $dz$ . Световой поток пучка, прошедшего путь  $z+dz$ , обозначим  $F(z)+dF$ . Ясно, что  $dF < 0$ . Световой поток  $-dF$ , поглощенный и рассеянный на участке  $dz$ , пропорционален толщине этого участка и падающему на этот участок световому потоку:

$$-dF = KF(z)dz$$

Коэффициент  $K$  называют показателем ослабления светового потока. Он складывается из двух частей – показателя рассеяния и показателя поглощения:

$$K = K_{\text{расс}} + K_{\text{погл}}$$

В выражении (2.30) выполним интегрирование, предварительно разделив переменные:

$$\int_{F_0}^F \frac{dF}{F} = - \int_0^z K dz$$

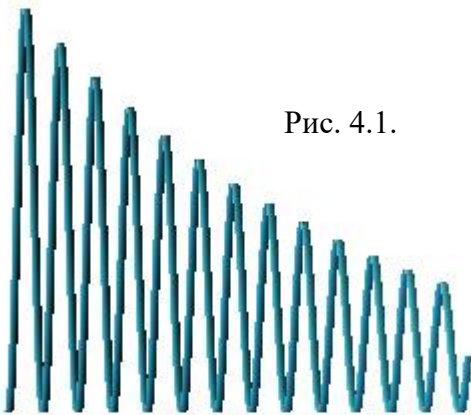


Рис. 4.1.

Световой поток, прошедший путь  $z$ , будет снижаться по экспоненциальному закону (рис. 2.5):

$$F(z) = F_0 \exp(-Kz)$$

Полученное выражение называют **законом Бугера**.

Показатель ослабления, как и показатели рассеяния и поглощения имеет размерность, обратную длине.

При  $z = z_e = 1/K$  световой поток ослабится

в  $e$  раз:  $F_e = F_0/e$ . Слой вещества толщиной  $z_e$  называют **скин-слоем**.

Закон Бугера справедлив во всем диапазоне электромагнитного излучения, однако для этого должны соблюдаться следующие условия:

1. Излучение строго монохроматично.
2. Каждая частица среды распространения рассеивает излучение независимо от других частиц.
3. Многократное рассеяние в среде распространения излучения пренебрежимо мало.
4. Собственное излучение среды распространения в исследуемом диапазоне длин волн отсутствует.
5. Нелинейные эффекты в среде распространения отсутствуют (плотность светового потока мала).

Представим себе вещество с комплексным показателем преломления  $\tilde{n} = n(1 - i\kappa)$ .

Волновое число  $k$  в таком веществе также становится комплексным

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\tilde{n}}{\lambda_0} = \frac{2\pi\tilde{n}}{c} = \frac{\omega\tilde{n}}{c}$$

Тогда

$$\tilde{E} = E_0 \exp\left[i\omega t - i\frac{\omega n z}{c}(1 - i\kappa)\right] = E_0 \exp\left(i\omega t - i\frac{\omega n z}{c} - \frac{\omega n \kappa z}{c}\right) = E_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)\right] \exp\left(-\frac{\omega n \kappa z}{c}\right)$$

Перейдем от символической формы записи к вещественной:

$$E = \operatorname{Re}\{\tilde{E}\} = E_0 \exp\left(-\frac{\omega n \kappa z}{c}\right) \cos\left[\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)\right]$$

Таким образом, мы получили волну с затухающей по мере распространения амплитудой. Световой поток пропорционален квадрату напряженности электрического поля волны, он будет убывать с расстоянием по закону

$$F(z) = F_0 \exp\left(-\frac{2\omega n \kappa z}{c}\right)$$

Полученное выражение соответствует закону Бугера с показателем поглощения или ослабления

$$K = \frac{2\omega n \kappa}{c} = \frac{4\pi n \kappa}{\lambda_0}$$

Введение для поглощающей среды комплексного показателя преломления не противоречит закону Бугера, и, следовательно, является правомерным.

Зависимость показателя поглощения вещества от длины волны света называют спектром поглощения вещества. Вид спектра поглощения вещества связан с его структурой. Спектр поглощения изолированных атомов имеет вид узких линий (сотые и тысячные доли нанометра), соответствующих собственным частотам колебаний электронов внутри атомов. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов внутри них, состоит из более широких полос поглощения (десятые доли нанометра). Поглощение твердых тел, где сильное взаимодействие между частицами приводит к быстрой передаче энергии от каждой частицы, поглотившей свет, всему ансамблю частиц, характеризуется очень широкими областями поглощения (сотни и тысячи нанометров).



Оптические свойства любого материала можно однозначно охарактеризовать показателями преломления, рассеяния и поглощения. При этом всегда следует принимать во внимание закон сохранения энергии

$$F_{nad} = F_{проп} + F_{расс} + F_{погл},$$

где  $F_i$  – соответственно, световые потоки излучения, которое прошло в среду, прошло через среду, рассеялось средой и поглотилось средой. Следует также помнить, что всегда  $F_{nad} \leq F_o$ . Дело в том, что на границе двух сред с различными показателями преломления всегда происходят потери света на отражение (их называют **френелевскими потерями**). Френелевские потери зависят от показателей преломления первой и второй сред и от угла падения на границу раздела; эти потери различаются для различных состояний поляризации падающего излучения. Коэффициент отражения излучения на границе двух сред описывается формулами Френеля:

$$\begin{cases} R_{\parallel} = \frac{\sin^2(\omega - \omega')}{\sin^2(\omega + \omega')} \\ R_{\perp} = \frac{\operatorname{tg}^2(\omega - \omega')}{\operatorname{tg}^2(\omega + \omega')} \end{cases},$$

где  $R_{\parallel}$  – коэффициент отражения светового потока, поляризованного в плоскости падения;

$R_{\perp}$  – коэффициент отражения светового потока, поляризованного перпендикулярно плоскости падения;

$\omega$  – угол падения;

$\omega'$  – угол преломления.

Здесь за плоскость поляризации принимается плоскость, содержащая вектор направления распространения света, в которой колеблется вектор напряженности магнитного поля.

При нормальном падении ( $\omega = 0$ ) плоскость падения становится неопределенной, различие между  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  исчезает, и обе формулы Френеля принимают вид:

$$R = \frac{F_{omp}}{F_o} = \left| \frac{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1}{\tilde{n}_2 + \tilde{n}_1} \right|^2$$

Если отражение происходит на границе с воздухом, то есть  $\tilde{n}_1 = 1$ , формула (2.42) принимает вид

$$R = \frac{(n-1)^2 + n^2 \kappa^2}{(n+1)^2 + n^2 \kappa^2}$$

Использование комплексного показателя преломления актуально в случае сред, сильно поглощающих свет (металлов, полупроводников, а также диэлектриков в области аномальной дисперсии). Для слабопоглощающих сред, таких, как прозрачные диэлектрики формула Френеля сильно упрощается

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2}$$

### Контрольные вопросы

1. При наблюдении Солнца через туман или неплотные облака вокруг него видны цветные круги («галó»). Объясните это явление.
2. Понаблюдайте, как изменяется цвет дневного неба в зависимости от температуры воздуха. Чем можно объяснить такое изменение?
3. Почему в туман, когда объекты в обычный оптический прибор не видны, их можно рассмотреть с помощью приборов, работающих в инфракрасной области спектра?

### Лабораторная работа №5

#### Исследование характеристик и схем осветительной оптической системы.

Цель работы – исследовать характеристики и схемы осветительных оптических систем.

**Интерференцией** света называют взаимодействие волн, при котором наблюдается устойчивое в пространстве перераспределение суммарной плотности энергии волн. Интерферировать могут только волны, фазы которых между которыми скоррелированы. Такие волны называют **когерентными**. В случае, когда разность фаз интерферирующих волн постоянна либо изменяется по какому-либо детерминированному закону, распределение плотности энергии в интерференционной картине стационарно во времени.

Рассмотрим случай, когда в среде с вещественным показателем преломления  $n$  в одном направлении (вдоль оси  $z$ ) распространяются две плоские монохроматические световые волны с одинаковыми поляризациями. Запишем их законы колебаний напряженности электрического поля в символической форме

$$\begin{cases} \tilde{E}_1 = E_{10} e^{i(\omega_1 t - k_1 z_1 + \varphi_1)} = E_{10} e^{i \left[ \omega_1 \left( t - \frac{n z_1}{c} \right) + \varphi_1 \right]} \\ \tilde{E}_2 = E_{20} e^{i(\omega_2 t - k_2 z_2 + \varphi_2)} = E_{20} e^{i \left[ \omega_2 \left( t - \frac{n z_2}{c} \right) + \varphi_2 \right]} \end{cases},$$

где  $z_1$  и  $z_2$  – расстояния от источников, соответственно, первой и второй волны до некоторой плоскости наблюдения.

Комплексная амплитуда напряженности электрического поля в плоскости наблюдения в момент времени  $t$

$$\tilde{E} = \tilde{E}_1 + \tilde{E}_2 = E_{10} e^{i \left[ \omega_1 \left( t - \frac{n z_1}{c} \right) + \varphi_1 \right]} + E_{20} e^{i \left[ \omega_2 \left( t - \frac{n z_2}{c} \right) + \varphi_2 \right]}$$

Интенсивность суммарной световой волны

$$\begin{aligned}
I &\sim \widetilde{E}\widetilde{E}^* = \left\{ E_{10}e^{i\left[\omega_1\left(t-\frac{nz_1}{c}\right)+\varphi_1\right]} + E_{20}e^{i\left[\omega_2\left(t-\frac{nz_2}{c}\right)+\varphi_2\right]} \right\} \cdot \left\{ E_{10}e^{-i\left[\omega_1\left(t-\frac{nz_1}{c}\right)+\varphi_1\right]} + E_{20}e^{-i\left[\omega_2\left(t-\frac{nz_2}{c}\right)+\varphi_2\right]} \right\} = \\
&= E_{10}^2 + E_{20}^2 + E_{10}E_{20} \left\{ e^{i\left[\omega_1\left(t-\frac{nz_1}{c}\right)-\omega_2\left(t-\frac{nz_2}{c}\right)+\varphi_1-\varphi_2\right]} + e^{-i\left[\omega_1\left(t-\frac{nz_1}{c}\right)-\omega_2\left(t-\frac{nz_2}{c}\right)+\varphi_1-\varphi_2\right]} \right\} = \\
&= E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \left[ \omega_1\left(t-\frac{nz_1}{c}\right) - \omega_2\left(t-\frac{nz_2}{c}\right) + \varphi_1 - \varphi_2 \right]
\end{aligned}$$

Введя обозначения:

$$\begin{cases}
I_1 = E_{10}^2 \\
I_2 = E_{20}^2 \\
\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \\
\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1, \\
\Delta z = z_2 - z_1 \\
\omega_1 = \omega \\
z_1 = z
\end{cases}$$

получим

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \left[ \Delta\omega \left( t - \frac{n \cdot \Delta z}{c} \right) - \frac{n}{c} (\omega \cdot \Delta z + \Delta\omega \cdot z) + \Delta\varphi \right]$$

В простейшем случае, когда  $\Delta z \rightarrow 0$ ;  $\Delta\omega \rightarrow 0$ , полученную формулу можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos(\Delta\varphi)$$

На рис. 2.6 представлены результаты интерференции двух волн с единичными амплитудами. Здесь на рис. 2.6 а) исходные колебания в фазе:  $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi m$ ;  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ ; на рис. 2.6 б) исходные колебания в противофазе:  $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi(2m + 1)$ ;  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ ; на рис. 2.7 в) произвольная разность фаз. Кривые 1, 2 соответствуют исходным колебаниям, а кривые 3 – результатам интерференции. По оси абсцисс отложено время в периодах колебаний. Зависимость интенсивности интерференционной картины от разности фаз соответствует кривой 3 на рис. 2.6 а),

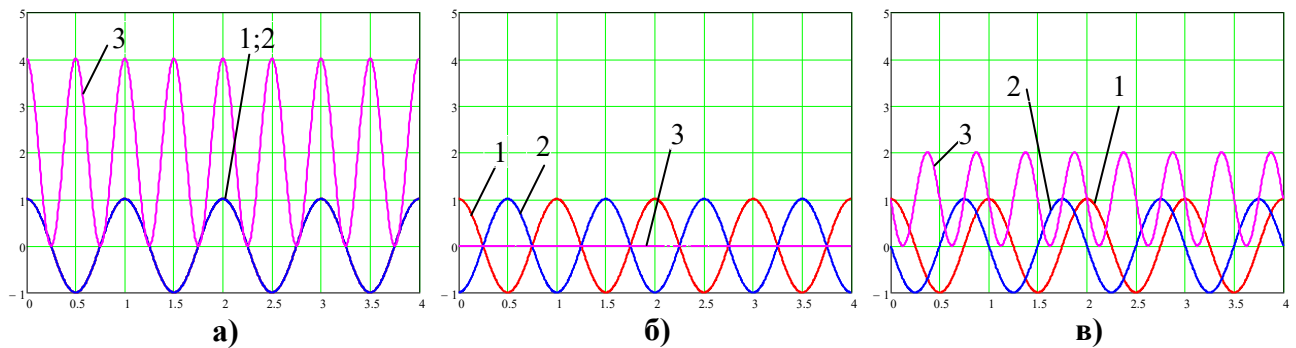


Рис. 5.1.

если по оси абсцисс отложена величина  $\frac{\Delta\varphi}{2\pi}$ .

Из формулы (2.49) и рис. 2.6 видно, что распределение интенсивности интерференционной картины имеет вид чередующихся максимумов («светлых» полос) и минимумов («темных» полос). Максимумы наблюдаются, когда суммируемые волны сдвинуты по фазе на целое число периодов:  $\Delta\varphi = 2\pi m$ ; минимумы – когда волны сдвинуты на целое число полупериодов:  $\Delta\varphi = \pi(2m + 1)$ . Число  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$  называют **порядком интерференции**.



Рис. 5.2.

Наибольшее применение нашли двухлучевые интерференционные схемы, применяемые в оптической метрологии. Большой практический интерес представляют и многолучевые интерференционные схемы, применяемые в тонкопленочных диэлектрических просветляющих, отражающих и светоделительных покрытиях зеркал, фильтров и других оптических деталях.

Представим себе плоскопараллельную пластину, поверхности которой имеют коэффициент отражения  $r$ , на которую под углом  $\omega$  падает параллельный пучок лучей (рис. 2.12). Разделение амплитуды падающей волны на поверхностях пластины приводит к образованию в отраженном и проходящем свете большого количества лучей, интенсивность которых убывает по закону геометрической прогрессии в зависимости от количества отражений. Разность фаз между соседними интерферирующими лучами постоянна и равна

$$\delta\varphi = \frac{4\pi d \cos \omega'}{\lambda}$$

При малом поглощении на поверхностях и в материале пластины суммарные коэффициент отражения  $T$  и коэффициент пропускания  $R$  описываются формулами Эри:

$$\begin{cases} T = \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 + 4r \sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)} \\ R = \frac{4r \sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)}{(1-r)^2 + 4r \sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)} \end{cases}$$

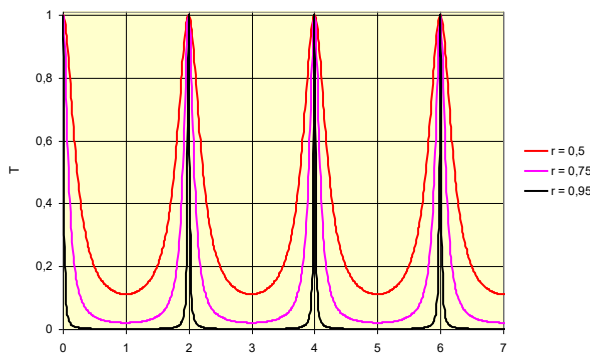


Рис. 2.8.

Зависимость коэффициента пропускания от разности фаз при различных значениях коэффициента отражения  $r$  поверхности пластины

показана на рис. 2.8. Зависимость имеет вид периодически следующих максимумов, сужающихся с ростом коэффициента отражения  $r$ . Максимумы пропускания (минимумы отражения) наблюдаются при разности фаз  $\delta\varphi = 2k\pi$ , где  $k = 0; 1; 2; \dots$ , соответствующей в случае нормального падения толщине пластины  $d = k \frac{\lambda}{2n}$ . Минимумы пропускания (максимумы отражения) наблюдаются при разности фаз  $\delta\varphi = (2k+1)\pi$ , где  $k = 0; 1; 2; \dots$ , что в случае нормального падения соответствует толщине пластины  $d = (2k+1) \frac{\lambda}{4n}$ .

В связи с тем, что отражение от поверхности обычно применяемых оптических материалов невелико, для получения высокого контраста применяют многослойные диэлектрические покрытия.

Для получения высокого коэффициента отражения на выбранной длине волны на оптическую деталь (**подложку**) с показателем преломления  $n$  наносят слой прозрачного материала с высоким показателем преломления ( $n_e > n$ ) и толщиной  $d_e = \frac{\lambda}{4n_e}$ , затем – слой с низким показателем преломления ( $n_n < n$ ) и толщиной  $d_n = \frac{\lambda}{4n_n}$ . Чем больше таких слоев будет содержать покрытие, тем выше

будет отражение от него. Например, высокоотражающие зеркала лазеров состоят из 11÷21 слоев, обеспечивая коэффициент отражения выше 99%. Особенностью таких зеркал является малая спектральная ширина максимумов (30÷50 нм).

Высокое отражение в широком спектральном диапазоне дают многослойные покрытия, в которых в качестве первого слоя (подслоя) применяются металлы с высокой электропроводностью (золото, серебро, алюминий, медь, иногда, молибден).

Если на подложку с показателем преломления  $n$  нанести слой материала с низким показателем преломления ( $n_n < n$ ), то коэффициент отражения снизится. Это явление применяют для просветления оптических деталей. Наилучшие результаты в этом отношении дают покрытия с показателем преломления  $n_n = \sqrt{n}$

и толщиной  $d_n = \frac{\lambda}{4n_n}$ . Например, для излучения с длиной волны 10,6 мкм покрытие из фторида свинца  $\text{PbF}_2$  ( $n = 1,56$ ) на подложке из селенида цинка  $\text{ZnSe}$  ( $n = 2,404$ ;  $\sqrt{n} = 1,55$ ) дает остаточный коэффициент отражения не выше 0,1 %. Подобрать такую пару материалов удастся в редчайших случаях. Поэтому для просветления оптических деталей обычно применяют покрытия с количеством слоев 2÷5.

### Контрольные вопросы

1. Почему дифракционное рассеяние света является наиболее эффективным?
2. Сформулируйте закон Бугера. Каковы границы его применимости?
3. В чем заключается физический смысл комплексного показателя преломления?

## Лабораторная работа №6

### Исследование основных характеристик фотографических объективов.

Цель работы – исследовать основные характеристики фотографических объективов.

**Дифракцией** света называют отклонение света от прямолинейного распространения, вызванное ограничением или искажением волнового фронта. Описание дифракционных явлений относится к числу самых сложных задач волновой оптики.

Теорию дифракции можно построить на основе **принципа Гюйгенса-Френеля**, который состоит из двух положений:

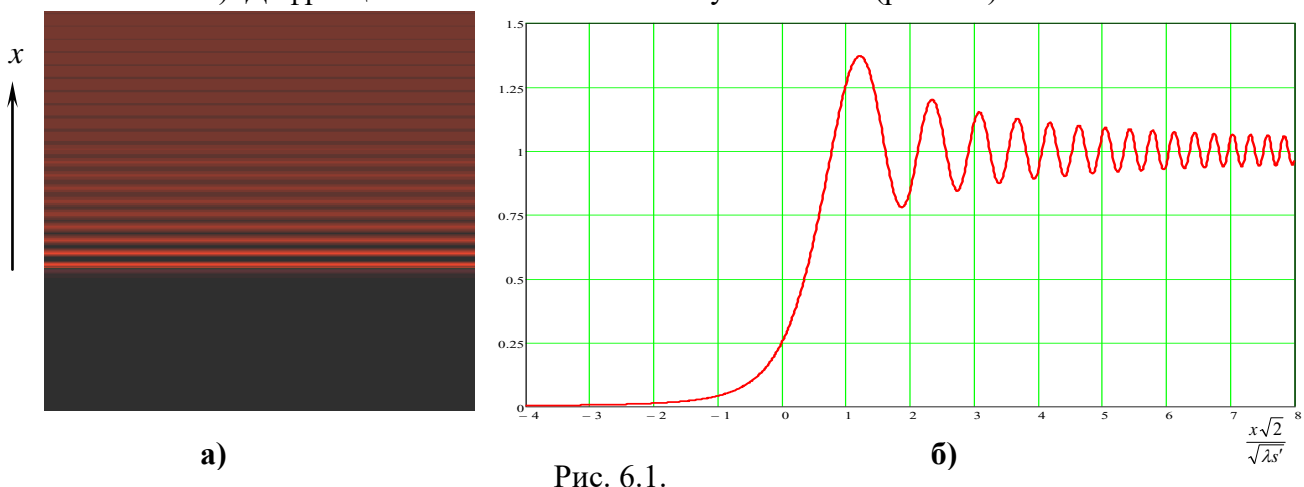
1. Каждую точку волнового фронта, взятого в определенный момент времени, можно рассматривать как источник вторичных сферических волн.
2. Вторичные волны взаимно когерентны, и волновой фронт в любой последующий момент времени представляет собой результат интерференции этих вторичных волн.

Различают два случая дифракции:

- **дифракция Френеля** (расстояния  $r$  и  $s$  конечны и сопоставимы с размерами отверстия  $A$ );
- **дифракция Фраунгофера** (расстояния  $r$  и  $s$  велики по сравнению с размерами отверстия  $A$ ).

Далее приведены решения дифракционных задач для нескольких случаев, наиболее часто встречающихся на практике.

а). Дифракция плоской волны на полуплоскости (рис. 6.1).



На рис. 2.9 показано распределение интенсивности при дифракции плоской волны на полуплоскости в случае бесконечно удаленного источника. Распределение имеет вид:

$$I = \frac{I_o}{2} \left\{ \left[ \frac{1}{2} + \int_0^{\frac{x\sqrt{2}}{\sqrt{\lambda s'}}} \cos\left(\frac{\pi \tau^2}{2}\right) d\tau \right]^2 + \left[ \frac{1}{2} + \int_0^{\frac{x\sqrt{2}}{\sqrt{\lambda s'}}} \sin\left(\frac{\pi \tau^2}{2}\right) d\tau \right]^2 \right\}$$

График распределения интенсивности вдоль координаты  $x$  (рис. 6.1 б), на котором положение края полуплоскости соответствует  $x = 0$ . Из графика видно, что при расположении точки наблюдения  $P_o$  в освещенной области относительная освещенность осциллирует с амплитудой, уменьшающейся до единичного значения по мере удаления от края полуплоскости. В области геометрической тени наблюдается монотонный спад интенсивности. Интенсивность максимальна не на границе геометрической тени, а на некотором расстоянии от нее в освещенной области ( $x = 0,861\sqrt{\lambda s'}$ ). Интегралы в выражении – табулированные специальные функции, называемые интегралами Френеля.

б). Дифракция плоской волны на круглом отверстии (рис. 6.2).

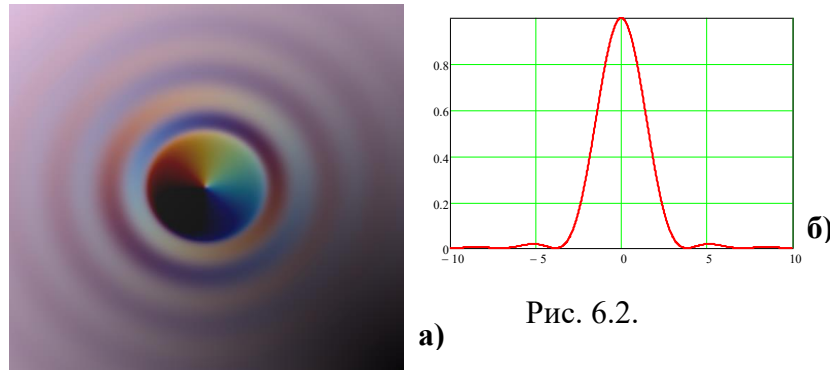


Рис. 6.2.

Решение задачи имеет вид:

$$I(r) = I_o \left[ \frac{2J_1(kar)}{kar} \right]^2$$

где  $k$  – волновое число;  
 $a$  – радиус отверстия.

Функция  $J_1(x)$  – функция Бесселя первого рода первого порядка обычно встречается в решении задач математической физики с осевой симметрией. Для ее вычисления можно воспользоваться разложением в ряд:

$$J_1(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{x}{2}\right)^{2n+1}}{n!(n+1)!}$$

в). Дифракция плоской волны на прямоугольном отверстии, щели и квадратном отверстии (рис. 6.3).

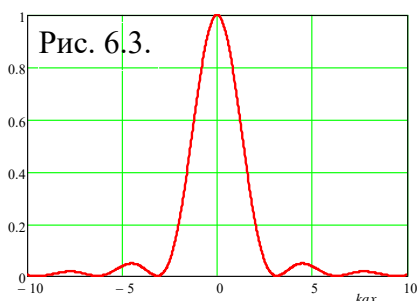


Рис. 6.3.

Для прямоугольного отверстия размерами  $2a \times 2b$  решение задачи имеет вид:

$$I(x, y) = I_o \left[ \frac{\sin(kax)}{kax} \right]^2 \left[ \frac{\sin(kby)}{kby} \right]^2$$

Распределение интенсивности для такого отверстия изображено на рис. 6.1 и 6.2 а). Анализ выражений показывает, что чем меньше размер отверстия, тем больше углы дифракции, соответствующие максимумам или минимумам одного порядка.

Решение задачи дифракции для случая бесконечной щели шириной  $2a$

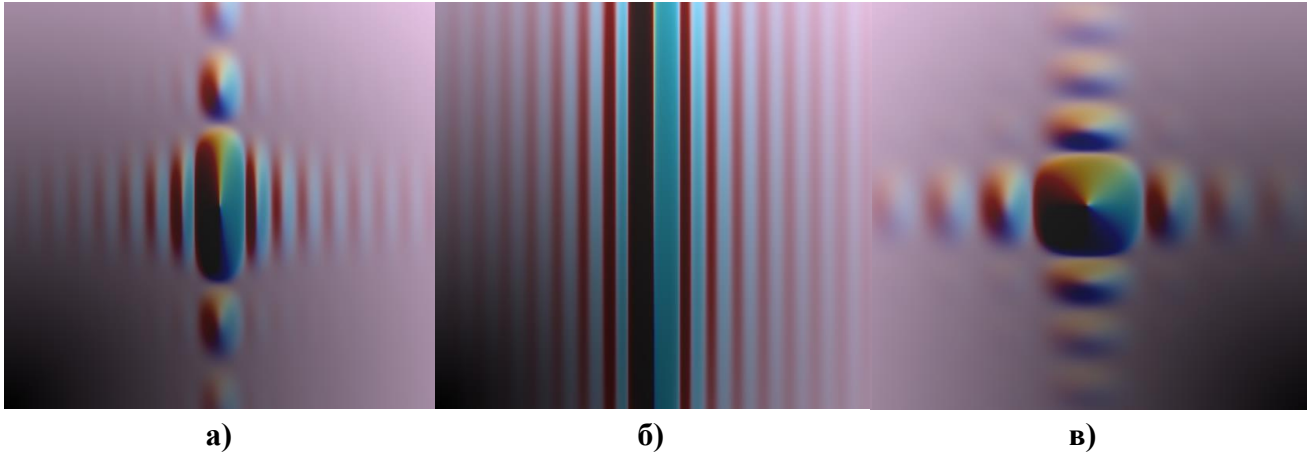


Рис. 6.4.

приобретает вид:

$$I(x, y) = I_o \left[ \frac{\sin(kax)}{kax} \right]^2$$

Распределение интенсивности выглядит как система полос, параллельных щели (рис. 2.12 б).

В случае, когда отверстие имеет форму квадрата размерами  $2a \times 2a$ , решение имеет следующий вид:

$$I(x, y) = I_o \left[ \frac{\sin(kax)}{kax} \right]^2 \left[ \frac{\sin(kay)}{kay} \right]^2$$

Распределение интенсивности показано на рис. 6.4 в).

Распределения интенсивности в дифракционных картинах Фраунгофера являются Фурье-образами распределения освещенности соответствующих отверстий. Аналогичным образом распределение интенсивности в задней фокальной плоскости длиннофокусной линзы описывается преобразованием Фурье, полученным из распределения интенсивности света на самой линзе.

### Контрольные вопросы

1. В чем вы видите причины некогерентности большинства источников света?
2. Как вы объясните причины немонахроматичности реальных источников света?
3. В чем особенности интерференции волн с нестрогой монохроматичностью?



## *Библиографический список*

### Основная литература

1. Погорельский С.Л. Прикладная оптика. Курс лекций: Учебное пособие для вузов / С.Л. Погорельский; ТулГУ – Тула: Изд-во ТулГУ, 2010. – 253 с. – 20 экз.
2. Погорельский С.Л. Прикладная оптика: учебное пособие для вузов. Ч I /С.Л. Погорельский; ТулГУ; Фак. Механики и систем управления; каф. «Приборы управления». – Тула: Гриф и К, 2005. – 186 с. –50 экз.

### Дополнительная литература

1. Бебчук Л.Г. Прикладная оптика: Учеб. пособие для вузов / Л.Г.Бебчук, Ю.В.Богачев, Н.П.Заказнов и др.; Под ред. Н.П.Заказнова.— М. : Машиностроение, 1988 .— 311с.
2. Апенко М.И. Прикладная оптика / М.И. Апенко, А. С. Дубовик .— 2-е изд., перераб. — М.: Наука, 1982 .— 352 с.

Приложение. *Образец титульного листа отчета по лабораторной работе*

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Тульский государственный университет»

Институт высокоточных систем им. В.П. Грязева  
Кафедра «Приборы управления»

Отчет  
по лабораторной работе №  
*«Название лабораторной работы»*

по дисциплине  
«Прикладная оптика»

Выполнил: студент гр. *XXXXXX*  
*Фамилия И.О.*

Проверил: *уч. степень,*  
*Фамилия И.О.*

Тула 20XX г.