

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,
МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ЭКОНОМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ



ОПТИКА

Практикум по учебной
дисциплине «ФИЗИКА»

Учебно-практическое пособие

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,
МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ**

**ХАРЬКОВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ЕКОНОМІЧЕСКИЙ
УНІВЕРСИТЕТ**

ОПТИКА

**Практикум по учебной дисциплине
«Физика»**

Учебно-практическое пособие

Харьков. Изд. ХНЭУ, 2011

УДК 535(075)
ББК 22.34я7
О-60

Рецензенты: докт. техн. наук, профессор кафедры экспериментальной физики Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина *Лойда В. П.*; докт. техн. наук, ст. научный сотрудник Института сцинтилляционных материалов НАН Украины *Кубин А. М.*

Рекомендовано к изданию решением ученого совета Харьковского национального экономического университета.
Протокол № 7 от 18.04.2011 г.

Авторы: Бондаренко Е. А.
Гоков А. М.
Жидко Е. А.
Катрунов К. А.

О-60 Оптика. Практикум по учебной дисциплине "Физика" : учебно-практическое пособие / Е. А. Бондаренко, А. М. Гоков, Е. А. Жидко и др. – Х. : Изд. ХНЭУ, 2011. – 276 с. (Русск. яз.)

Приведены основные теоретические сведения, описания лабораторных работ, методические рекомендации к их выполнению, основные типовые расчетные задания и примеры их решения.

Рекомендовано для студентов-иностранцев, обучающихся по профилю компьютеризованных технологий и систем издательско-полиграфических производств.

Подано основні теоретичні відомості, описи лабораторних робіт, методичні рекомендації до їх виконання, основні типові розрахункові завдання і приклади їх розв'язання.

Рекомендовано для студентів-іноземців, що навчаються за профілем комп'ютеризованих технологій і систем видавничо-поліграфічних виробництва.

ISBN 978-966-676-469-3

УДК 535(075)
ББК 22.34я7

© Харьковский национальный
экономический университет, 2011
© Бондаренко Е. А.
Гоков А. М.
Жидко Е. А. и др.
2011

Введение

Физика является основой развития всех естественных и инженерных наук, базой, на которой построена вся современная цивилизация. Физика является, в первую очередь, экспериментальной наукой: все ее достижения начинаются и заканчиваются наблюдениями и экспериментами. Критерием истинности в физике является эксперимент.

Физика наряду с электроникой имеет большое значение в формировании научного мировоззрения специалиста по современному полиграфическому оборудованию. В частности, без знания физики невозможно понять, глубоко усвоить и развивать новейшие компьютерные технологии в полиграфии и не только.

С другой стороны, без понимания сути физических процессов, которые лежат в основе любого производства, невозможно эффективно решать экономические задания по его оптимизации. Поэтому специалист по издательским системам и полиграфическому оборудованию должен хорошо знать основы физики, уметь творчески применять физические закономерности в своей практической деятельности.

Современные издательские системы и полиграфическое оборудование, начиная от самых малых, – офисных, и до – крупнейших полиграфических производств, обязательно содержат в своем составе большое количество оптических и оптоэлектронных приборов и устройств. Это: мониторы разного назначения и размеров, различные индикаторы работы оборудования и технологических процессов. Принципы построения и работы таких устройств многообразны (но, как правило, унифицированы), они основаны на известных физических явлениях и эффектах, которые исследуются и изучаются в разделе физики «Оптика».

Отметим дисциплины, для изучения которых данный раздел физики основой: цифровой технологический печатный процесс; технология фоторегистрационных процессов; теория цвета; обработка графической информации; материаловедение; технологии подготовки и производства мультимедийных изданий; технологии фоторегистрационных процессов; технологические процессы издательско-полиграфического дела; технологии электронного издательства.

В данном пособии в центре нашего внимания будут понятия электромагнитного поля, оптические явления и свойства. Эти понятия непростые и, чтобы их хорошо усвоить, недостаточно знать определе-

ние поля, нужно выучить его свойства. Поэтому сначала мы разъясним суть основных понятий. Потом изучим основные свойства и законы.

Для более глубокого усвоения студентами теоретического материала, излагаемого в лекциях, выработки и развития практических навыков в учебной дисциплине предусмотрен лабораторный практикум. В этом практикуме студенты выполняют лабораторные работы по основным темам и разделам.

Развитие и закрепление знаний и навыков, как показывает многочисленный опыт, эффективнее всего, если выполнение лабораторных работ сопровождается решением типичных и оригинальных задач по теме, которая изучается. Исходя из этого и для большего удобства и эффективности при изучении учебной дисциплины, в пособии в одной книге представлены основной теоретический материал, описания лабораторных работ, основные формулы и законы, обширные примеры решения типичных задач. Описание каждой лабораторной работы также сопровождается сведениями из теории.

Цель настоящего учебно-методического руководства – оказать помощь студентам в изучении раздела «Оптика» курса физики.

Методической установкой авторов было стремление к балансу между фундаментальной строгостью и физической наглядностью при обсуждении тех или других вопросов. Фундаментальные идеи в пособии изложены без использования громоздких и строгих процедур.

Авторы стремились акцентировать внимание на вопросах, которые позволяют понимать, какое необходимо в том или другом случае аппаратное и программное решение и почему следует отдавать предпочтение одному решению, а не другим.

Анализ сведений о современном полиграфическом оборудовании и имеющиеся в этой отрасли тенденции позволил авторам сформировать базовые отличительные признаки выбора содержания, которые были положены в основу концепции данного учебного пособия.

Основой данного учебного пособия стал курс лекций по учебной дисциплине «Физика», который преподают в Харьковском национальном экономическом университете студентам магистерской подготовки, которые учатся по направлению подготовки «издательско-полиграфическое дело».

Учебный материал в пособии построен в соответствии с основными положениями Болонского процесса учебы и современных стандартов

высшего образования в Украине. В его основе лежат такие принципы, как компетентность, фундаментальность, инновационность и деятельностный подход.

В первой части пособия приведены основные теоретические сведения, изучение которых позволяет расширить знания, изложенные в лекциях, углубить их и качественно подготовиться к выполнению лабораторных работ и практикума по решению типичных заданий.

Задача лабораторного практикума заключается в приобретении студентами навыков пользования физическими приборами; ознакомить с основами постановки экспериментальных исследований; научить навыкам самостоятельных наблюдений и изучения физических явлений при выполнении лабораторных работ; привить им умение обобщать и обрабатывать экспериментальные данные, свободно пользоваться системой единиц измерения СИ.

К каждой лабораторной работе в пособии приводятся короткие общие теоретические сведения о явлении, которое изучается, описании экспериментальной установки и методики проведения эксперимента (наблюдений, измерений), контрольные вопросы для самопроверки и список рекомендованной для изучения литературы.

Перед выполнением лабораторных работ студенты проходят общий инструктаж по технике безопасности.

Подготовку к лабораторным работам и их выполнению рекомендуется проводить таким образом:

1. К занятиям необходимо внимательно изучить описание лабораторной работы. По разделу 1 данного пособия, конспекту лекций и, при необходимости, по рекомендованной литературе, изучить теоретический материал по теме. Составить короткий конспект выполнения лабораторной работы, которая включает схему экспериментальной установки, формулы для вычисления искомых величин и таблицы для внесения в них результатов измерений и расчетов.

2. Перед выполнением лабораторной работы (как правило – в начале занятия) необходимо получить допуск к работе, ответив на некоторые вопросы по теме работы в процессе короткого собеседования с преподавателем.

3. Ознакомиться со схемой экспериментальной установки и измерительными приборами. В случае необходимости собрать схему установки.

4. Включить экспериментальную установку обязательно в присутствии преподавателя.

5. Провести необходимые измерения, результаты записать в таблице и представить преподавателю.

6. Во время следующего лабораторного занятия защитить данную лабораторную работу, имея оформленный отчет по ней со всеми необходимыми вычислениями, таблицами и графикой.

Практические занятия проводятся по тематике лекций и служат закреплению знаний лекционного материала и совершенствованию умения применять их к анализу физических явлений и решению конкретных физических задач. На практических занятиях разъясняются основные методы решения типичных задач по курсу.

Изучение темы должно завершаться решением рекомендованных и контрольных задач. Контрольные работы позволяют закрепить теоретический материал курса. Решение задач в контрольных работах является проверкой степени усвоения студентом теоретического курса. Перед выполнением контрольной работы студенту необходимо внимательно ознакомиться с примерами решения задач по данной контрольной работе, уравнениями и формулами, а также со справочными материалами [9, 10, 13 – 15]. Прежде чем приступить к решению той или другой задачи, студент должен хорошо понять ее содержание и поставленные в ней вопросы.

При работе над содержанием пособия был сделан упор на фундаментальные знания [1 – 8], что, как известно, является основным преимуществом университетского образования. Вместе с тем учитывая тот факт, что современная компьютерная техника и электроника, изделия которых широко применяются в современном полиграфическом оборудовании, являются отраслями знаний, которые чрезвычайно бурно развиваются, авторы при отборе изучаемого материала стремились к тому, чтобы он отвечал современным требованиям и практическим заданиям, которые решаются в настоящее время в полиграфической отрасли.

После изучения раздела «Оптика» учебной дисциплины «Физика» студенты приобретут следующие профессиональные компетенции бакалавра направления подготовки «издательско-полиграфическое дело»:

1. Профессиональные компетенции

1.1. Формулировать, объяснять и самостоятельно осваивать физические законы и закономерности для новых принципов действия, функ-

циональных возможностей базовых узлов оборудования, которое используется на полиграфическом предприятии.

1.2. Оценивать рациональность, эффективность используемых форм, материалов, веществ, способов перемещения узлов оборудования, распространения оптических, звуковых и электромагнитных полей с позиции законов физики.

1.3. Давать физико-техническую характеристику источникам энергии, электрическим, магнитным, звуковым и тепловым полям, оптическим излучениям, которые используются в полиграфическом и мультимедийном оборудовании.

1.4. Формулировать и объяснять физические явления и закономерности, которые заложены в оборудовании и технологических операциях.

1.5. Формулировать и объяснять методы управления полиграфическим оборудованием, звуковые, оптические и электромагнитные поля в средах для обеспечения высокого качества многоцветной печати.

1.6. Давать описание используемых в процессе выпуска печатной продукции явлений интерференции и дифракции света, фотометрических и радиационных параметров оптического излучения, законов геометрической оптики, основных деталей и узлов оптических систем, источников и приемников излучения, схем их взаимного расположения, которые обеспечивают высокую точность наложения красок и контроль качества печати и перенесения цветов.

1.7. Формулировать и объяснять схему построения, принципа действия функционально законченных модулей автоматизированных систем выпуска печатной продукции, контрольно-сортировальных и проекционных оптических систем, измерительных приборов, которые применяются для выполнения подготовительных операций, управления узлами мехатронных систем и контроля качества продукции.

1.8. Давать характеристику используемым в полиграфическом оборудовании оптическим и оптоэлектронным компонентам, уметь оценивать их свойства.

1.9. Давать характеристики оптическим системам, которые используются в калибраторах, спектрофотометрах, денситометрах и других специализированных измерительных устройствах, основываясь на законах геометрической оптики, явлениях интерференции, дифракции, поляризации, законах излучения.

Модуль 5. Теория относительности. Оптика

1. Предмет оптики. Основы фотометрии

1.1. Предмет оптики

Раздел физики, в котором изучаются свойства света, его физическая природа и взаимодействие с веществом называется «Оптикой». Под светом в физике понимают электромагнитные волны с длиной волны в диапазоне $10^{-9} - 10^{-3}$ м, который включает в себя видимый свет, ультрафиолетовое и инфракрасное излучения.

Физическая оптика, как наука о природе света и его свойствах, сформировалась примерно в конце XVII века, в основном в работах Ньютона и Гюйгенса. Эмпирически были установлены основные законы, которые выполняются в обычных условиях: закон прямолинейного распространения света в оптически однородной прозрачной среде и закон независимости световых лучей.

Сложность световых явлений обусловила параллельное появление и развитие двух альтернативных механистических теорий света: корпускулярной и волновой. В корпускулярной теории Ньютона свет представлялся потоком материальных частиц (корпускул), вылетающих из источника и двигающихся в однородном веществе прямолинейно и равномерно. Эта теория объясняла известное прямолинейное распространение света в виде луча, но на ее основе невозможно понять наблюдаемое чередование темных и светлых полос на границе тени, т.е. явления дифракции. В волновой теории Гюйгенса свет представлялся в виде волн упругой деформации, возникающих и распространяющихся в гипотетической всепроникающей среде – мировом эфире. Согласно этой теории каждая точка фронта световой волны является вторичным источником сферической волны. Огибающая всех этих вторичных волн и представляет собой фронт результирующей волны.

В XIX в. Максвелл и Герц установили электромагнитную природу оптических явлений. Было установлено, что световые волны являются частным случаем поперечных электромагнитных волн из колеблющихся взаимно перпендикулярных электрического и магнитного векторов. С другой стороны, исследования излучения, испускаемого нагретым те-

лом, показали, что оно не является непрерывным, а происходит отдельными порциями – квантами света, которые были названы фотонами. В современном представлении фотон представляет собой цуг электромагнитных волн длительностью $\sim 10^{-8}$ с и частоты примерно 10^{15} Гц (речь идет только о диапазоне колебаний видимого света), испускаемых при излучении атомом при его переходе из одного энергетического состояния в другое состояние. То есть один фотон (квант излучения) содержит около 10^7 волн. Поэтому свет в различных наблюдаемых явлениях демонстрирует как волновые, так и корпускулярные свойства. В связи с этим фотон можно рассматривать как материальную частицу, однако, отличную от обычных частиц вещества: он обладает конечной скоростью света, равной скорости света c , энергией и конечной массой.

В соответствии с теорией относительности следует считать, что *масса покоя фотона равна нулю*. Заметим, что *наблюдать покоящийся фотон принципиально невозможно*: не существует такой системы отсчета, относительно которой фотон покоился бы. Таким образом, свет обладает противоречивыми корпускулярно-волновыми свойствами – так называемый корпускулярно-волновой дуализм: в тех или иных условиях, в определенном аспекте свет проявляет одни или другие свойства.

1.2. Основы фотометрии

1.2.1. Основные фотометрические величины

В соответствии с ГОСТ 26148–84 световые величины обозначаются теми же буквами, что и соответствующие им энергетические величины излучений. Отличаются обозначения только индексами: e – для энергетических величин и v – для световых. Но в обозначениях световых величин индекс v разрешается опускать в тех случаях, когда это не может привести к недоразумениям.

Световой поток. Понятие светового потока вводится аналогично потоку энергии. Как известно под потоком энергии через некоторую поверхность понимается количество энергии, прошедшей через данную поверхность в единицу времени. В случае света вводится аналогичное понятие – световой поток. Под световым потоком понимается количество световой энергии, прошедшей через данную поверхность в единицу времени. Световой поток при-

нято измерять в специальных единицах, называемых люменами. Как и поток энергии, световой поток можно измерять в ваттах.

Световой поток Φ_v испускаемый изотропным точечным источником света в пределах телесного угла Ω , в вершине которого находится источник, выражается формулой:

$$\Phi_v = I \Omega, \quad (1.1)$$

где I – сила света источника; $\Omega = 2\pi(1 - \cos\zeta)$; ζ – угол между осью конуса и его образующей.

Полный световой поток, испускаемый изотропным точечным источником света:

$$\Phi_0 = 4\pi I. \quad (1.2)$$

Сила света. Часто возникает необходимость определить величину светового потока, излучаемого в единичный телесный угол. С этой целью для точечного источника вводится фотометрическое понятие силы света.

Под силой света понимается величина светового потока, излучаемого точечным источником в единичном телесном угле. Если в телесном угле $d\Omega$ излучается световой поток $d\Phi$, то сила света в данном направлении будет:

$$I = d\Phi / d\Omega. \quad (1.3)$$

В общем случае сила света есть величина, зависящая от направления. Источники в этом случае называются анизотропными.

В случае если сила света не зависит от направления, источники называются изотропными. Для изотропных источников сила света определяется так:

$$I = \Phi / 4\pi. \quad (1.4)$$

Сила света любого элемента поверхности *косинусного излучателя*:

$$I = I_0 \cos \varphi, \quad (1.5)$$

где φ – угол между нормалью к элементу поверхности и направлением наблюдения; I_0 – сила света элемента поверхности по направлению нормали к этому элементу.

Яркость. Излучение точечного источника в данном направлении характеризуется силой света. С целью аналогичной характеристики протяженного источника вводится понятие силы света единицы видимой поверхности – яркость.

Яркость в данном направлении определяется величиной светового потока, излучаемого с единицы видимой в данном направлении поверхности в единицу телесного угла $d\Omega$. Другими словами, она численно равна силе света в данном направлении, создаваемой единицей площади видимой поверхности источника. Под видимой площадью светящейся поверхности понимается проекция площади светящейся поверхности $d\sigma$ в направлении, перпендикулярном оси пучка:

$$B_\varphi = d^2\Phi / d\Omega d\sigma \cdot \cos \varphi, \quad (1.6)$$

здесь φ – угол между осью выделенного светового пучка и внешней нормалью к поверхности $d\sigma$.

Яркость источника может быть различной в разных направлениях. Однако встречаются источники света (Солнце, абсолютно черные тела, освещаемая посторонним источником матовая поверхность и т. д.), для которых величина B_φ не зависит от направления наблюдения, т. е. $B_\varphi = B = \text{const}$. В этом случае мощность излучения, а, следовательно, и сила света источника пропорциональны косинусу угла с нормалью. Подобная зависимость мощности излучения от φ носит название закона Ламберта. Источники, подчиняющиеся этому закону, называются ламбертовыми.

Светимость. Часто приходится иметь дело с суммарным излучением источника, а не с излучением в данном направлении. В таких случаях источники характеризуются еще одной световой величиной, называемой светимостью. Светимость измеряется величиной полного светового потока, излучаемого с единицы площади по всевозможным направлениям, т. е.

$$R = d\Phi / d\sigma, \quad (1.7)$$

где $d\Phi$ есть световой поток, излучаемый с площади $d\sigma$ внутри телесного угла 2π .

Светимость и яркость являются взаимно связанными фотометрическими величинами. Не представляет труда установить связь между ними.

$$R = 2\pi \int_0^{\pi/2} B_\varphi \cos \varphi \sin \varphi d\varphi. \quad (1.8)$$

Для ламбертовых источников $B_\varphi = B$, следовательно,

$$R = \pi B. \quad (1.9)$$

Следует отметить, что освещенные поверхности, не являющиеся самостоятельными световыми источниками, можно формально характеризовать с помощью выше введенных величин яркости и светимости.

Освещенность. Освещенность E измеряется отношением светового потока $d\Phi$, падающего на данную поверхность, к величине площади $d\sigma$ рассматриваемой поверхности, т. е.

$$E = d\Phi / d\sigma \quad (1.10)$$

Исходя из формулы (1.10) определим освещенность, создаваемую точечным источником. Будем полагать поток, исходящий от точечного источника, равномерным по всем направлениям. Так как $d\Phi = I d\Omega$ и $d\Omega = d\sigma \cos \varphi / r^2$, то:

$$E = I \cos \varphi / r^2, \quad (1.11)$$

где φ – угол между внешней нормалью к поверхности и направлением светового потока (осью конуса, в пределах которого распространяется световая энергия).

Освещенность является фотометрической величиной, относящейся только к освещаемой поверхности.

1.2.2. Единицы измерения световых величин

Человеческий глаз по-разному воспринимает электромагнитное излучение с разными длинами волн. Наиболее хорошо глаз видит свет в области $\lambda = 555$ нм (желто-зеленый свет). Поэтому исторически были введены специальные фотометрические единицы измерения, отражающие восприятие света именно человеческим глазом (у разных людей светочувствительность разная).

В качестве эталона свечения было выбрано светящееся *абсолютно черное тело* (сажа) при температуре затвердевания химически чистой платины Pt: $T = 2042$ К.

Излучение, уходящее нормально к поверхности такого тела с участка площадью $1/60 \text{ см}^2 = 1,66666\dots \text{ мм}^2$ создает силу света в одну канделу [1 кд].

Ранее в качестве основной фотометрической величины была принята сила света, которая измеряется в свечах (св).

Свеча – $1/60$ силы света одного квадратного сантиметра полного излучателя (абсолютно черного тела, полностью поглощающего всю падающую на него энергию излучения) при температуре затвердевания платины ($2046,6^\circ \text{ К}$) по направлению нормали к излучающей поверхности.

Кандела – это основная светотехническая единица. Она измеряет силу света, *видимую глазу* (а глаз один и тот же светящийся предмет в различных условиях видит по-разному).

Для длины волны $\lambda = 555$ нм сила света 1 кд = энергетической силе света 683 Вт/ср. Энергетические и светотехнические характеристики сравниваются при длине волны 555 нм.

Для других длин волн глаз видит меньшую силу света.

Поэтому все светотехнические величины, относящиеся к зрительному восприятию человека, во всех фотометрических законах употребляются без слова "энергетическая" и выражаются через канделу.

Все остальные фотометрические величины являются производными. Исходя из единицы силы света, можно определить единицы измерения остальных величин.

Световой поток $\Phi = \int I d\Omega$ [лм] – люмен – это поток света в пределах телесного угла в один радиан при силе света в 1 кд: $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд ср}$.

Светимость $R = \frac{d\Phi}{ds}$ [лм/м²] – световой поток, приходящий 1 м² све-

тящейся поверхности (раньше – радлюксы, радфоты)

Освещенность $E = \frac{d\Phi}{ds}$ [1 люкс = 1 лк = 1 лм/м²] (раньше – фот).

Яркость $B = \frac{d\Phi}{d\Omega ds \cos \theta}$ [кд/м²] – яркость источника, каждый квадрат-

ный метр поверхности которого имеет в данном направлении силу света в одну канделу (раньше $1 \text{ стилб} = 1 \text{ кд/см}^2$).

Люмен – световой поток, излучаемый точечным изотропным источником силой света в 1 св. внутрь телесного угла в 1 ср.

Часто возникает необходимость измерять фотометрические величины в энергетических единицах. Для этого достаточно перейти от светового потока к энергетическому. Пользуясь известными соотношениями между фотометрическими величинами, легко установить энергетическую единицу измерения для каждой из них.

На практике часто приходится выражать световой поток через единицы мощности. По этой причине возникает необходимость установить связь между люменом и ваттом. Следует отметить, что такая связь из-за специфичности физиологического воздействия света не является универсальной. Дело в том, что свет разных длин волн при одинаковом потоке энергии вызывает различное зрительное ощущение. Поэтому в зависимости от длины волны одному люмену соответствуют разные мощности. Чувствительность человеческого глаза заметно меняется в зависимости от длины волны падающего излучения. Наибольшая чувствительность для нормальных (не страдающих дефектами зрения) глаз наблюдается при длине волны $\lambda = 555$ нм. Одинаковое количество лучистой энергии других (как больших, так и малых) длин волн вызывает сравнительно меньшее ощущение. Свет с длинами волн, меньшими 400 нм и большими 760 нм, совершенно не вызывает зрительного ощущения вне зависимости от интенсивности. По этой причине часть шкалы электромагнитных волн в интервале от 400 нм до 760 нм называется видимой областью.

Как показали соответствующие измерения, кривая чувствительности глаза (функция видности) изображается колоколообразной кривой с резко выраженным максимумом при длине волны 555 нм, спадающей до нуля в сторону красного и фиолетового света. Максимум функции видности, условно принятый равным единице, соответствует длине волны $\lambda = 555$ нм. Поэтому це-

лесообразно найти связь между люменом и ваттом при этой длине волны. При длине волны $\lambda = 555$ нм световому потоку в 1 лм соответствует мощность 0,0016 Вт или 1 Вт ($\lambda = 555$ нм) = 650 лм. Для установления аналогичной связи при произвольной длине волны в видимой области нужно пользоваться функцией видности v_h , табличные значения которой можно найти в справочниках: 1 Вт (λ) = 650 v_h лм.

1.2.3. Методы (принципы) фотометрии

Раздел оптики, занимающийся измерениями световых величин, называется фотометрией.

Существуют два общих метода фотометрии: 1) визуальная фотометрия, в которой при выравнивании механическими или оптическими средствами яркости двух полей сравнения используется способность человеческого глаза ощущать различия в яркости; 2) физическая фотометрия, в которой для сравнения двух источников света используются различные приемники света иного рода – вакуумные фотоэлементы, полупроводниковые фотодиоды и т.д. При обоих методах для того, чтобы результаты имели универсальную значимость, условия наблюдения (или работы приборов) должны быть такими, чтобы фотометр реагировал на разные длины волн в точном соответствии со "стандартным наблюдателем". Важно также, чтобы световой выход лампы не изменялся в ходе измерений.

Приборы, приспособленные для измерения силы света или световых потоков разных источников, называются фотометрами. По принципу регистрации фотометры бывают двух типов: субъективные (визуальные) и объективные.

Субъективные фотометры

В основе субъективных фотометров лежит зрительное наблюдение. Оно основано на том, что ощущение яркости является монотонной функцией энергии падающего света. Следовательно, если два различных источника света, одинаковых по спектральному составу, вызывают в глазу одинаковые ощущения яркости, то они посылают в глаз одинаковые энергии. Этот факт лежит в основе так называемых визуальных фотометров равной яркости. В фотометрах равной яркости две граничащие площадки освещаются каждая отдельным источником. Изменяя расстояние до одного из источ-

ников, добиваются одинаковой освещенности прилегающих друг к другу полей. В этом случае каждый из источников посылает на единицу поверхности освещаемого им поля одинаковый поток энергии. Исходя из этого, с помощью визуальных фотометров можно определить силу света некоторого источника в данном направлении, если известна сила света, принятого в качестве эталона другого источника. Аналогичным образом можно определить световой поток, посланный источником в разных направлениях, а, следовательно, и полный световой поток источника.

Во избежание дополнительных искажений полученных результатов площадки фотометра освещаются под одними и теми же углами. То же самое относится и к углам наблюдения этих сравниваемых площадей.

Для определения полного светового потока применяется так называемый сферический фотометр.

Для достижения одинаковой освещенности сравниваемых площадок с помощью двух разных источников пользуются разными приборами и применяются разные методы. Выбор того или иного метода обуславливается конкретной постановкой задачи.

Назовем некоторые методы определения фотометрических величин.

Использование закона обратных квадратов. В основе этого самого простого метода определения силы света лежит закон обратной пропорциональности освещенности квадрату расстояния между точечным источником и освещаемой им поверхностью. При использовании этого метода следует принять во внимание, что закон обратных квадратов применим для точечных источников. Кроме того, этот метод практически менее выгоден при сравнении источников, мощности которых резко отличаются.

Использование ослабителей освещения. Как известно, сущность метода определения силы света сводится к выравниванию освещенности поверхностей, освещаемых источниками разной силы света. Следовательно, разные методы будут отличаться друг от друга способами ослабления освещенности, создаваемой более сильными источниками. В этом методе измерения применяются ослабители переменной толщины. Клинообразные ослабители способны скользить по соприкасающимся поверхностям друг относительно друга. При этом меняется толщина области, через которую проходит излучение от более сильного источника. Достигнув нужной толщины, где происходит поглощение, можно добиться необходимой освещенности рассматриваемой поверхности. Очевидно, что приме-

няемые ослабители должны быть нейтральны к белому свету, т. е. они должны в одинаковой степени поглощать свет различной длины волны.

Более совершенным визуальным фотометром является *фотометр Люммера – Бродхуна*, основной частью которого является стеклянный кубик Люммера, состоящий из 2 призм с оптическим контактом между ними. Фотометр Люммера – Бродхуна позволяет направлять в одну сторону лучи от двух разных источников света для сравнения их силы света.

Объективные фотометры

В объективных фотометрах в основе определения фотометрических величин лежат электрические и фотографические методы.

В фотографическом методе исходят из того, что степень потемнения фотопластинки пропорциональна количеству падающей на нее световой энергии.

Принцип работы электрофотометра основан на электрическом действии света (фотоэлементы, фотоусилители, фотосопротивления и т. д.). Самый простой фотоэлектрический фотометр состоит из фотоэлемента и соединенного с ним высокочувствительного гальванометра. Если измерить электроток, создаваемый действием света, то можно вычислить освещенность поверхности фотометра. Проградуировав гальванометр непосредственно в люксах, можно получить величину освещенности. В качестве фотоусилителей могут быть использованы так называемые фотоэлектронные усилители (ФЭУ). Выбор того или иного ФЭУ обусловлен спектральным составом измеряемого светового потока.

Объективные фотометры свободны от многих недостатков, присущих визуальным фотометрам. Преимуществом объективного фотометра является возможность его использования также в невидимой части спектра (в ультрафиолетовой и инфракрасной), что приводит к более широкому их применению по сравнению с субъективными фотометрами,

1.3. Примеры решения задач

1. Люминесцентная цилиндрическая лампа диаметром $d = 2,5$ см и длиной $l = 40$ см создает на расстоянии $r = 5$ м в направлении, перпендикулярном оси лампы, освещенность $E_v = 2$ лк. Принимая лампу за косинусный излучатель, определить; 1) силу света I в данном направлении; 2) яркость B ; 3) светимость R лампы.

Дано: $d = 2,5 \text{ см} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ м}$; $l = 40 \text{ см} = 40 \times 10^{-2} \text{ м}$; $r = 5 \text{ м}$; $E_v = 2 \text{ лк}$.

Определить: I ; B ; R .

Решение. 1. Большой из двух размеров лампы – длина – в 12 раз меньше расстояния, на котором измерена освещенность.

Следовательно, для вычисления силы света в данном направлении можно принять лампу за точечный источник и применить формулу:

$$E = I/r^2, \text{ откуда } I = Er^2.$$

Подставив значения величин в эту формулу и произведя вычисления, получим: $I = 25 \text{ кд}$.

2. Для вычисления яркости применим формулу:

$$B = I/a,$$

где a – площадь проекции протяженного источника света на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения.

В случае цилиндрической люминесцентной лампы проекция имеет форму прямоугольника длиной l и шириной d . Следовательно,

$$B = I/(ld).$$

Произведя вычисления по этой формуле, найдем: $B = 2,5 \text{ ккд/м}^2$.

3. Так как люминесцентную лампу можно считать косинусным излучателем, то ее светимость: $R = \pi L = 7,9 \text{ клк}$.

Ответ: $I = 25 \text{ кд}$; $B = 2,5 \text{ ккд/м}^2$; $R = 7,9 \text{ клк}$.

2. Спираль электрической лампочки с силой света 1000 кд заключена в матовую сферическую колбу диаметром 20 см. Найти световой поток, излучаемый этим источником света, светимость и яркость источника света, а также освещенность, светимость и яркость экрана, на который падает 10% светового потока, излучаемого источником света. Коэффициент отражения света поверхностью экрана $\rho = 0,8$. Площадь экрана равна $0,25 \text{ м}^2$. Считать, что поверхность экрана рассеивает свет по закону Ламберта.

Дано: $I = 1000 \text{ кд}$; $d = 20 \text{ см} = 20 \times 10^{-2} \text{ м}$; $\Phi_3 = 0,1\Phi$; $\rho = 0,8$; $S = 0,25 \text{ м}^2$.

Определить: Φ ; R ; B ; E ; R_3 ; B_3 .

Решение. Световой поток Φ , излучаемый во все стороны источником света, связан с силой света I этого источника соотношением:

$$\Phi = 4\pi I.$$

У нас $I = 10^3$ кд, следовательно, $\Phi = 1,26 \times 10^4$ лм.

Светимость источника света

$$R = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2},$$

где r – радиус колбы.

Подставляя числовые данные, найдем

$$R = 10^5 \text{ лм/м}^2.$$

Яркость источника света:

$$B = \frac{I}{\Delta S'},$$

где $\Delta S'$ – видимая площадка светящейся поверхности.

У нас $\Delta S' = \pi r^2$, где r – радиус колбы, тогда

$$B = \frac{I}{\pi r^2} = \frac{1000}{\pi (0.1)^2} = 3,18 \times 10^4 \text{ кд/м}^2.$$

По условию на экран падает световой поток $\Phi_3 = 0,1\Phi = 1,26 \times 10^3$ лм. Тогда освещенность экрана

$$E = \frac{\Phi_3}{S_3} = \frac{1,26 \times 10^3}{0,25} = 5 \times 10^3 \text{ лк.}$$

Светимость экрана

$$R_3 = \rho \frac{\Phi_3}{S_3} = \rho E = 0,8 \times 5 \times 10^3 = 4 \times 10^3 \text{ лм/м}^2.$$

Яркость экрана

$$B_3 = \frac{R}{\pi} = 1,3 \times 10^3 \text{ кд/м}^2.$$

Ответ: $\Phi = 1,26 \times 10^4$ лм; $R = 10^5$ лм/м²; $B = 3,18 \times 10^4$ кд/м²; $E = 5 \times 10^3$ лк; $R_3 = 4 \times 10^3$ лм/м²; $B_3 = 1,3 \times 10^3$ кд/м².

2. Световая отдача 100-ваттной электрической лампочки 18,8 лм/Вт. Лампа посылает в окружающее пространство ежечасно 12 кДж световой энергии. Определить силу света электролампы и механический эквивалент ее света.

Дано: $\eta = 18,8$ лм/Вт, $N = 100$ Вт, $W = 12$ кДж = 12×10^3 Дж.

Определить: I ; A .

Решение. Световой поток Φ , излучаемый во все стороны источником света, определяется соотношением:

$$\Phi = 4\pi I.$$

Так как $\eta = \Phi / N$, то $\eta = 4\pi I / N$, откуда находим силу света электролампы:

$$I = \eta N / 4\pi$$

Подставляя числовые значения, имеем: $I = 150$ кд.

Механический эквивалент света данной лампы:

$$A = N_1 / \Phi = W / (t \Phi) = W / (t \eta N)$$

Подставляя числовые значения, имеем: $A = 0,0018$ Вт/лм.

Ответ: $I = 150$ кд, $A = 0,0018$ Вт/лм.

1.4. Задачи для самостоятельного решения

1.4.1. Определить силу света I точечного источника, полный световой поток Φ которого равен 1 лм. [0,08 кд]

1.4.2. Лампочка, потребляющая мощность $P = 75$ Вт, создает на расстоянии $r = 3$ м при нормальном падении лучей освещенность $E = 8$

лк. Определить удельную мощность p лампочки (в ваттах на канделу) и световую отдачу η лампочки (в люменах на ватт). [1,04 Вт/кд; 12,1 лм/Вт]

1.4.3. В вершине кругового конуса находится точечный источник света, посылающий внутри конуса световой поток $\Phi = 76$ лм. Сила света I источника равна 120 кд.

Определить телесный угол ω и угол раствора 2υ конуса. [0,633 ср; 52°]

1.4.4. Какую силу тока I покажет гальванометр, присоединенный к селеновому фотоэлементу, если на расстоянии $r = 75$ см от него поместить лампочку, полный световой поток Φ_0 которой равен 1,2 клм? Площадь рабочей поверхности фотоэлемента равна 10 см^2 , чувствительность $I = 300$ мкА/лм. [5,09 мкА]

1.4.5. Лампочка силой света $I = 80$ кд находится на расстоянии $a = 2$ м от собирающей линзы с диаметром $d = 12$ см и главным фокусным расстоянием $f = 40$ см. Линза дает на экране, расположенном на расстоянии $b = 30$ см от линзы, круглое светлое пятно.

Найти освещенность E экрана на месте этого пятна. Поглощением света в линзе пренебречь. [125 лк]

1.4.6. При печатании фотоснимка негатив освещался в течение $t_1 = 3$ с лампочкой силой света $I_1 = 15$ кд с расстояния $r_1 = 50$ см.

Определить время t_2 , в течение которого нужно освещать негатив лампочкой силой света $I_2 = 60$ кд с расстояния $r_2 = 2$ м, чтобы получить отпечаток с такой же степенью почернения, как и в первом случае? [12 с]

1.4.7. На высоте $h = 3$ м над землей и на расстоянии $r = 4$ м от стены висит лампа силой света $I = 100$ кд.

Определить освещенность E_1 стены и E_2 горизонтальной поверхности земли у линии их пересечения. [3,2 лк; 2,4 лк]

1.4.8. На мачте высотой $h = 8$ м висит лампа силой света $I = 1$ кд. Принимая лампу за точечный источник света, определить, на каком расстоянии l от основания мачты освещенность E поверхности земли равна 1 лк. [18,3 м]

1.4.9. Над центром круглой площадки висит лампа. Освещенность E_1 в центре площадки равна 40 лк, E_2 на краю площадки равна 5 лк. Под каким углом φ падают лучи на край площадки? [60°]

1.4.10. Над центром круглого стола радиусом $r = 80$ см на высоте $h = 60$ см висит лампа силой света $I = 100$ кд. Определить:

1) освещенность E_1 в центре стола;

2) освещенность E_2 на краю стола;

3) световой поток Φ , падающий на стол;

4) среднюю освещенность $\langle E \rangle$ стола. [278 лк; 60 лк; 251 лк; 125 лк]

1.4.11. На какой высоте h над центром круглого стола радиусом $r = 1$ м нужно повесить лампочку, чтобы освещенность на краю стола была максимальной? [0,707 м]

1.4.12. Отверстие в корпусе фонаря закрыто плоским молочным стеклом размером 10x15 см. Сила света I фонаря в направлении, составляющем угол $\varphi = 60^\circ$ с нормалью, равна 15 кд.

Определить яркость B стекла. [2 ккд/м²]

1.4.13. Вычислить и сравнить между собой силы света раскаленного металлического шарика яркостью $B_1 = 3$ Мкд/м² и шарового светильника яркостью $B_2 = 5$ ккд/м², если их диаметры d_1 и d_2 соответственно равны 2 мм и 20 см. [9,4 кд; 157 кд; сила света светильника больше в 16,7 раза]

1.4.14. Светильник из молочного стекла имеет форму шара диаметром $d = 20$ см. Сила света I шара равна 80 кд. Определить полный световой поток Φ , светимость R и яркость B светильника. [1 клм; 8 клк; 2,5 ккд/м²]

1.4.15. Солнце, находясь вблизи зенита, создает на горизонтальной поверхности освещенность $E = 0,1$ Млк. Диаметр Солнца виден под углом $\alpha = 32'$. Определить видимую яркость B Солнца. [$1,47 \times 10^9$ кд/м²]

1.4.16. Длина l раскаленной добела металлической нити равна 30 см, диаметр $d = 0,2$ мм. Сила света I нити в перпендикулярном ей направлении равна 24 кд.

Определить яркость B нити. [400 ккд/ м²]

1.4.17. Светящийся конус имеет одинаковую во всех направлениях яркость $B = 2$ ккд/м². Основание конуса не светится. Диаметр d основания равен 20 см, высота $h = 15$ см.

Определить силу света I конуса в направлениях: 1) вдоль оси; 2) перпендикулярном оси. [63 кд; 30 кд]

1.4.18. На высоте $h = 1$ м над горизонтальной плоскостью параллельно ей расположен небольшой светящийся диск. Сила света I_0 диска в направлении его оси равна 100 кд. Принимая диск за точечный источник с косинусным распределением силы света, найти освещенность E горизонтальной плоскости в точке А, удаленной на расстояние $r = 3$ м от точки, расположенной под центром диска. [1 м]

1.4.19. Определить освещенность E , светимость R и яркость B киноэкрана, равномерно рассеивающего свет во всех направлениях, если световой поток Φ , падающий на экран из объектива киноаппарата (без киноленты), равен 1,75 клм. Размер экрана 5х3,6 м, коэффициент отражения $\rho=0,75$. [97 лк; 73 лк; 23 кд/м²]

1.4.20. На какой высоте h нужно повесить лампочку силой света $I = 10$ кд над листом матовой белой бумаги, чтобы яркость B бумаги была равна 1 кд/м², если коэффициент отражения ρ бумаги равен 0,8? [1,6 м]

1.4.21. Освещенность E поверхности, покрытой слоем сажи, равна 150 лк, яркость B одинакова во всех направлениях и равна 1 кд/м². Определить коэффициент отражения ρ сажи. [0,021]

1.4.22. Равномерно светящийся купол, имеющий вид полусферы, опирается на горизонтальную поверхность. Определить освещенность в центре этой поверхности, если яркость купола равна B и не зависит от направления. [$E = \pi B$]

1.4.23. Ламбертовский источник имеет вид бесконечной плоскости. Его яркость равна B . Найти освещенность площадки, расположенной параллельно данному источнику. [$E = \pi B$]

1.4.24. Над столом находится светильник – плоский горизонтальный диск радиуса $r = 25$ см. Расстояние от него до поверхности стола $h = 75$ см. Освещенность стола под центром светильника $E_0 = 70$ лк.

Найти светимость этого источника, считая его ламбертовским. [700 лм/м²]

1.4.25. Светильник, имеющий вид равномерно светящейся сферы радиуса $r = 6,0$ см, находится на расстоянии $h = 3,0$ м от пола. Яркость светильника $B = 2,0 \times 10^4$ кд/м² и не зависит от направления.

Найти освещенность пола непосредственно под светильником. [25 лк]

1.4.26. Свет от электрической лампочки с силой света $I = 200$ кд падает под углом $\alpha = 45^\circ$ на рабочее место, создавая освещенность $E = 141$ лк.

На каком расстоянии от рабочего места находится лампочка? На какой высоте h от рабочего места она висит? [$r = 1$ м; $h = 0,71$ м]

1.4.27. Лампа, подвешенная к потолку, дает в горизонтальном направлении силу света $I = 60$ кд. Какой световой поток Φ падает на картину площадью $S = 0,5$ м², висящую вертикально на стене на расстоянии r

= 2 м от лампы, если на противоположной стене находится большое зеркало на расстоянии $a = 2$ м от лампы? [$\Phi = 8,34$ лм]

1.4.28. Большой чертеж фотографируют сначала целиком, затем отдельные его детали в натуральную величину. Во сколько раз надо увеличить время экспозиции при фотографировании деталей? [в 4 раза]

1.4.29. 21 марта, в день весеннего равноденствия, на Северной Земле Солнце стоит в полдень под углом $\alpha = 10^\circ$ к горизонту. Во сколько раз освещенность площадки, поставленной вертикально, будет больше освещенности горизонтальной площадки? [в 5,7 раза]

1.4.30. Над центром круглого стола диаметром $D = 2$ м висит лампа с силой света $I = 100$ кд.

Найти изменение освещенности E края стола при постепенном подъеме лампы в интервале $0,5 \leq h \leq 0,9$ м через каждые 0,1 м. Построить график $E = f(h)$.

1.4.31. Предмет при фотографировании освещается электрической лампой, расположенной от него на расстоянии $r_1 = 2$ м. Во сколько раз надо увеличить время экспозиции, если эту же лампу отодвинуть на расстояние $r_2 = 3$ м от предмета? [в 2,25 раза]

1.4.32. Найти освещенность E на поверхности Земли, вызываемую нормально падающими солнечными лучами. Яркость Солнца $I = 1,2 \times 10^9$ кд/м². [$E = 8 \times 10^4$ лк]

1.4.33. Спираль электрической лампочки с силой света $I = 100$ кд заключена в матовую сферическую колбу диаметром: а) $d = 5$ см; б) $d = 10$ см.

Найти светимость R ? и яркость B лампы. Потерей света в оболочке колбы пренебречь. [а) $R = 1,6 \times 10^5$ лм/м²; $B = 5,1 \times 10^4$ кд/м²; б) $R = 4 \times 10^4$ лм/м²; $B = 1,27 \times 10^4$ кд/м²]

1.4.34. Лампа, в которой светящим телом служит накаленный шарик диаметром $d = 3$ мм, дает силу света $I = 85$ кд.

Найти яркость B лампы, если сферическая колба лампы сделана: а) из прозрачного стекла; б) из матового стекла. Диаметр колбы $D = 6$ см. [а) $B = 1,2 \times 10^7$ кд/м²; б) $B = 3 \times 10^4$ кд/м²]

1.4.35. Лист бумаги площадью $S = 10 \times 30$ см² освещается лампой с силой света $I = 100$ кд, причем на него падает 0,5% всего посылаемого лампой света. Найти освещенность E листа бумаги. [$E = 210$ лк]

1.4.36. На трех столбах, расположенных на прямой на расстоянии 20 м один от другого, подвешены на высоте 4 м над уровнем земли электрические лампы по 1000 Вт.

Определить освещенность в точке земли под первым столбом, если световая отдача лампы равна 15 лм/Вт. Какую долю в процентах от освещенности лампы на данном столбе составляет освещенность от лампы на втором и третьем столбах? [$E = 75$ лк, 0,75 %. 0,1 %]

1.4.37. Полный световой поток 100-ваттной лампы равен 1884 лм. Найти силу света и световую отдачу лампы. [150 кд, 18,8 лм/Вт]

1.4.38. Электrolампа, испускающая полный световой поток 1256 лм, помещена в конус, из которого выходит световой поток 80 лм. Найти силу света лампы и телесный угол конуса. [100 кд, 0,8 ср.]

Контрольные вопросы

1. Поясните понятие: фотон.
2. Что означает понятие корпускулярно-волновой дуализм в оптике?
3. Что понимается под световым потоком? В каких единицах измеряется?
4. Приведите и поясните фотометрическое понятие силы света.
5. Что такое яркость? Как определяется яркость в данном направлении?
6. Что такое светимость? Как связаны светимость и яркость?
7. Что такое освещенность? В каких единицах он измеряется и к чему относится?
8. Приведите и поясните основные единицы измерения световых величин.
9. Поясните понятие: функция видности.
10. Поясните как устанавливается связь между единицами: люмен и ватт.
11. Какие приборы называют фотометрами?
12. По принципу регистрации фотометры бывают Поясните.
13. Поясните принципы работы фотометров.
14. Назовите и поясните известные Вам методы определения фотометрических величин.

2. Геометрическая оптика

2.1. Основные понятия геометрической оптики

Геометрическая оптика – это приближенное рассмотрение распространения света в предположении, что свет распространяется вдоль некоторых линий – лучей (часто называют лучевая оптика). В этом приближении пренебрегают конечностью длин волн света, полагая, что $\lambda \rightarrow 0$.

Геометрическая оптика позволяет во многих случаях достаточно хорошо рассчитать оптическую систему. Но в ряде случаев реальный расчет оптических систем требует учета волновой природы света, расчет в рамках геометрической оптики дает приближенный результат, иногда неверный даже на качественном уровне.

В геометрической оптике исследуется распространение лучей света и их преобразование на границах раздела сред, не выясняя природы этих лучей. При этом световой луч представляется как бесконечно тонкая линия, вдоль которой распространяется лучистая энергия.

2.2. Основные законы геометрической оптики

2.2.1. Закон прямолинейного распространения света

Закон прямолинейного распространения света утверждает, что **в однородной среде свет распространяется прямолинейно.**

Если среда неоднородна, т.е. ее показатель преломления изменяется от точки к точке, или $n = n(\vec{r})$, то свет не будет распространяться по прямой. При наличии резких неоднородностей, таких как отверстия в непрозрачных экранах, границы этих экранов, наблюдается отклонение света от прямолинейного распространения.

2.2.2. Закон независимости световых лучей

Этот закон утверждает, что **лучи при пересечении не возмущают друг друга.** При больших интенсивностях этот закон не соблюдается, происходит рассеяние света на свете.

2.2.3. Законы отражения и преломления света. Полное отражение

Законы отражения и преломления утверждают, что на границе раздела двух сред происходит отражение и преломление светового луча. Отраженный и преломленный лучи лежат в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, восстановленным к границе раздела в точке падения.

Экспериментально установленные два закона отражения света от плоской границы следующие:

Луч света *A*, падающий на плоскость границы раздела двух сред, перпендикуляр к этой плоскости в точке *O* падения луча и луч *B*, отраженный от границы, лежат в одной плоскости, называемой плоскостью падения (рис. 2.1).

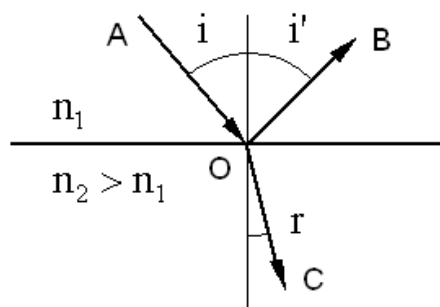


Рис. 2.1. К закону отражения света

Угол $0 \leq i \leq \pi/2$ между падающим лучом *A* и перпендикуляром к плоскости раздела сред, который называется углом падения, равен углу отражения i' между отраженным лучом *B* и перпендикуляром к этой плоскости:

$$i = i'. \quad (2.1)$$

При отражении от идеально плоской границы раздела сред наблюдается так называемое *зеркальное отражение*. Оно проявляется в том, что падающий на нее пучок параллельных световых лучей отражается от нее также в виде пучка параллельных лучей. При этом сама отражающая поверхность невидима, а видны только источники света. В случае шероховатой поверхности отражение от нее имеет диффузный характер (*рассеянное отражение*).

При переходе луча света из одной среды в другую на плоской границе их раздела происходит его *преломление*. Это явление описывается *эмпирическим законом Снеллиуса*, который обычно формулируют в виде следующих двух утверждений.

Преломленный луч С (рис. 2.1) лежит в плоскости, проведенной через падающий луч А и перпендикуляр к границе раздела, проведенный в точке его падения О. При этом угол $0 \leq r \leq \pi/2$ между преломленным лучом и перпендикуляром к границе в точке О называется углом преломления.

Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления для данных сред не зависит от угла падения и равно отношению показателя преломления второй среды к показателю преломления первой:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (2.2)$$

Это отношение называется *относительным показателем (коэффициентом) преломления* второй среды относительно первой среды.

Если $n_{21} > 1$, то вторая среда называется оптически более плотной, чем первая среда. При $n_{21} < 1$ – наоборот, вторая среда называется оптически менее плотной, чем первая.

Для законов отражения и преломления света справедлив принцип обратимости хода световых лучей: луч света, падающий в точке О в направлении, обратном к отраженному (преломленному), отражается (преломляется) в этой точке по направлению, обратному к падающему лучу.

В случае перехода светового луча из оптически более плотной в оптически менее плотную среду ($n_2 < n_1$, т.е. $n_{21} < 1$), угол падения не может превышать некоторого предельного значения $i_{кр}$.

При увеличении угла падения i , угол преломления тоже увеличивается, при этом интенсивность отраженного луча растет, а преломленного - падает (их сумма равна интенсивности падающего луча). При каком-то значении $i = i_{кр}$ угол $r = \pi/2$, интенсивность преломленного луча станет равной нулю, весь свет отразится. При дальнейшем увеличении

угла $i > i_{кр}$ преломленного луча не будет, происходит *полное отражение* света.

Значение критического угла падения, при котором начинается полное отражение, найдем, положив в законе преломления $r = \pi/2$, тогда $\sin r = 1$, значит:

$$i_{кр} = \arcsin n_{21}. \quad (2.3)$$

Явление полного отражения широко используется в различных оптических приборах. В частности, на нем основана передача изображений по световодам в волоконной оптике.

Законы отражения и преломления световых лучей на границах раздела сред можно получить, как следствие одного общего принципа. *Согласно принципу Ферма луч света распространяется в средах независимо от их границ раздела по такому пути, при котором время, необходимое на прохождение луча от одной точки до другой, имеет экстремальное (наибольшее или наименьшее) значение.*

2.3. Простейшие оптические системы

На основе законов отражения и преломления лучей света можно объяснить и рассчитать все явления, наблюдаемые в реальных оптических системах. При этом их длительная эволюция целью повышения качества работы привела к их значительному усложнению и, соответственно, к громоздкости их расчетов. Поэтому ограничимся здесь анализом лишь ряда простых составляющих узлов оптических систем.

2.3.1. Отражение пучка параллельных лучей от вогнутого сферического зеркала

Рассмотрим отражение пучка параллельных лучей от вогнутого сферического зеркала – сегментной сферической поверхности радиуса $OA = R$ (рис. 2.2, приведено изображение в сечении плоскостью, проходящей через ось OS симметрии сферического сегмента – оптическую ось сферического зеркала).

Пусть на сферическое зеркало параллельно его оси падает световой луч и отражается в точке A , которая видна из центра сферы под углом i , отсчитываемым от его оси против часовой стрелки. После отражения он пересекает ось в точке B . Нужно выяснить, как расстояние BS зависит от угла i .

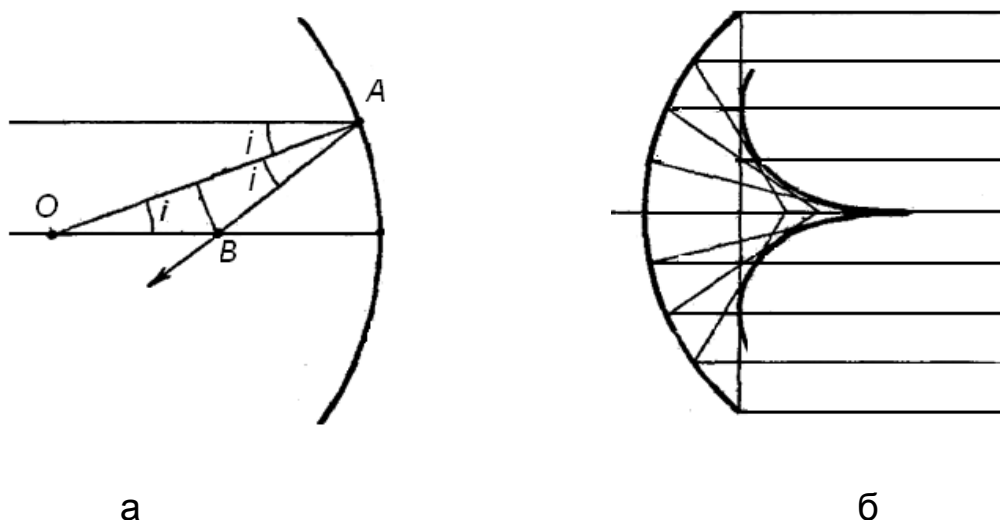


Рис. 2.2. Отражение пучка параллельных лучей от вогнутого сферического зеркала

Из треугольника $\triangle OBA$ легко определить, что:

$$BS = OS - OB = R \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos i} \right). \quad (2.4)$$

Из этого выражения видно, что параллельные лучи, по-разному отстоящие от оси зеркала, поэтому и отражающиеся от него под разными углами i , пересекают эту ось на разных расстояниях от его вершины S : сферическое зеркало не собирает в одну точку пучок падающих на него параллельных лучей при их отражении. Это явление называется *сферической абберацией*. Была введена в рассмотрение геометрическая поверхность, огибающая световые лучи, полученные при отражении от сферической сегментной поверхности пучка, параллельного ее оси – *сферическая каустика*. Касательная к ней (в каждой ее точке), проведенная в осевой плоскости сегментной сферической поверхности, как показано на рис. 2.2.б, совпадает с одним из лучей, отраженных от сферического зеркала. Один из способов борьбы с абберацией – замена

сферического зеркала параболическим, поскольку параболоид вращения обладает тем свойством, что он собирает все лучи, падающие параллельно его оси, в одну точку, называемую его фокусом.

2.3.2. Преломление лучей света на плоскопараллельной пластинке

Рассмотрим преломление лучей света на плоскопараллельной пластинке, которая представляет собой прозрачное тело, ограниченное с двух сторон плоскими параллельными плоскостями (рис. 2.3). Такая простейшая оптическая система является моделью обычного оконного стекла. Луч света после преломления на двух плоскостях пластинки сохранит направление, но сместится параллельно себе на величину δ :

$$\delta = \frac{d \cdot \sin(i - \alpha)}{\cos \alpha} = d \cdot \sin i \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{n^2 - \sin^2 i}} \right), \quad (2.5)$$

где d – толщина пластинки,

i – угол падения,

α – угол преломления на первой границе раздела,

n – показатель преломления вещества пластинки относительно окружающего пространства.

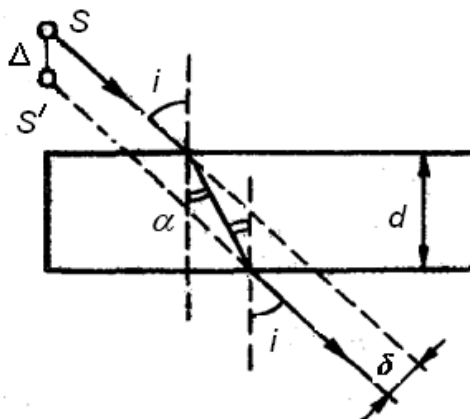


Рис. 2.3. Преломление лучей света на плоскопараллельной пластинке

Для наблюдателя за пластинкой источник света кажется смещенным по вертикали на величину:

$$\Delta = d \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{n^2 - \sin^2 i}} \right). \quad (2.6)$$

Из приведенных формул видно, что смещения светового луча δ и Δ при прохождении плоскопараллельной пластинки пропорциональны ее толщине и сложным образом зависят от угла падения i .

Можно показать, что при прохождении светового луча через две плоскопараллельные пластины из разных прозрачных веществ с показателями преломления n_1 и n_2 , которые находятся в вакууме, также как и при прохождении одной такой пластинки, луч света выходит в направлении, параллельном первоначальному.

2.3.3. Преломление лучей света на гранях призмы

Призмой называется прозрачное тело, ограниченное с двух сторон плоскими поверхностями, образующими между собой угол $\angle BAC = \angle A = \varphi$, называемый преломляющим углом призмы (рис. 2.4).

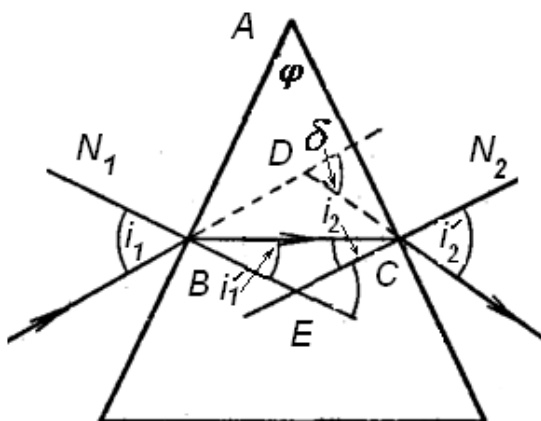


Рис. 2.4. Преломление лучей света на гранях призмы

В общем случае расчет хода светового луча в призме при произвольных значениях углов падения светового луча на нее и преломляющего угла φ является достаточно громоздким и затруднительным. Поэтому для наглядности обычно ограничиваются случаем их малых значений и полагают, что призма с показателем преломления ее вещества n находится в вакууме.

В этом случае получено, что угол δ суммарного преломления светового луча на призме равен:

$$\delta = (i_1 - i'_1) + (i'_2 - i_2) = n \cdot i'_1 + n \cdot i_2 - (i'_1 + i_2) = n \cdot (i'_1 + i_2) - (i'_1 + i_2) = (n - 1) \cdot \varphi. \quad (2.7)$$

Обозначения в формуле соответствуют обозначениям на рис. 2.4. Видно, что угол δ отклонения светового луча призмой тем больше, чем больше ее преломляющий угол φ и чем больше показатель преломления ее вещества.

2.3.4. Линзы

Линзой называется прозрачное тело (обычно стекло или пластик), ограниченное сферической поверхностью и плоскостью (рис. 2.5, а, б) либо двумя сферическими поверхностями (рис. 2.5, в, г), причем они обе могут быть выпуклыми (рис. 2.5, в) или вогнутыми (рис. 2.5, г), либо одна из них – выпуклая, а вторая – вогнутая (рис. 2.5, д, е).

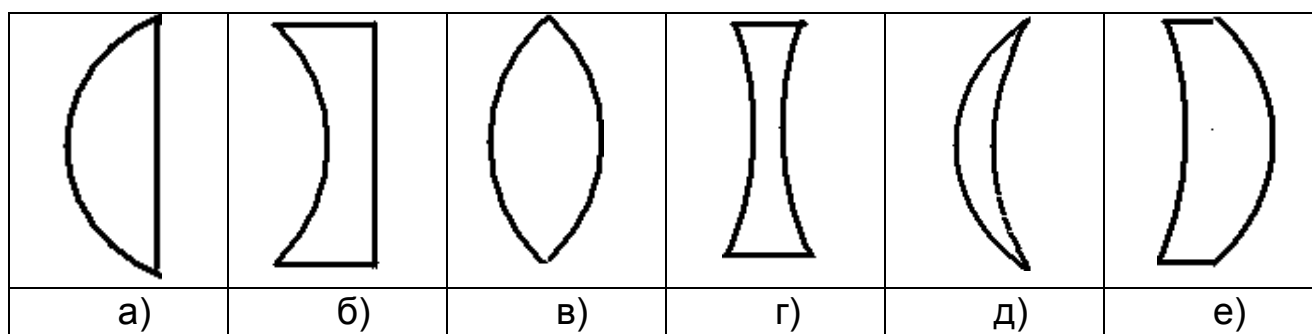


Рис. 2.5. Примеры линз

Линзы бывают собирающими и рассеивающими (рис. 2.6).

Собирающая линза в средней части толще и отклоняет лучи к оптической оси, если показатель преломления линзы больше показателя преломления среды. Рассеивающая линза в средней части тоньше и отклоняет лучи от оптической оси.

Схематически тонкая собирающая линза изображается как показано на рис. 2.6, а, б.

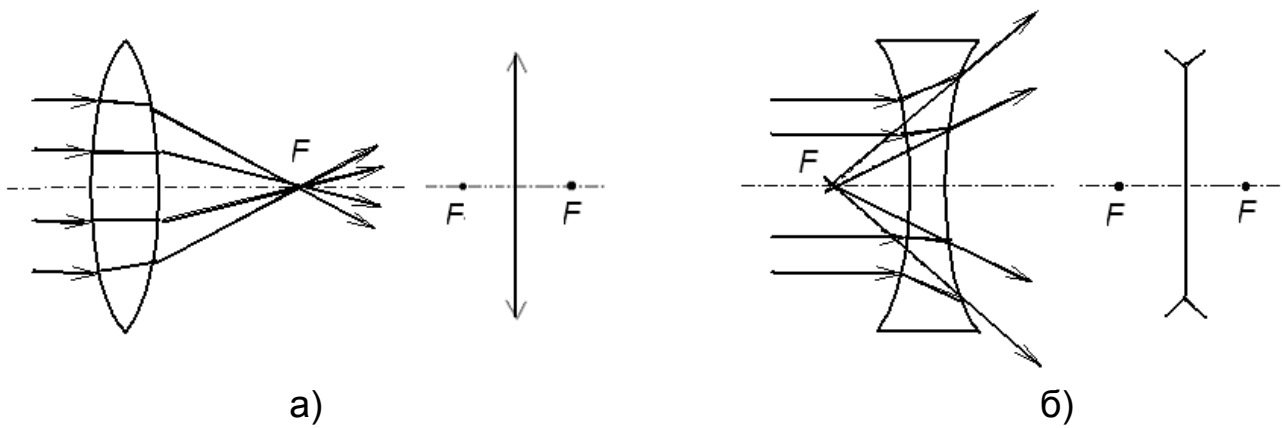


Рис. 2.6. Собирающая (а) и рассеивающая (б) линзы и соответствующие обозначения тонких линз

Линза называется тонкой, если ее толщиной можно пренебречь.

На рис. 2.7. приведены основные параметры линз: F – главный фокус линзы; F' – побочный фокус линзы; 1 – главная ось линзы; 2 – побочная ось линзы; 3 – фокальная плоскость, в которой лежат все побочные фокусы; O – оптический центр линзы; OF – фокусное расстояние линзы, обозначаемое как F или f .

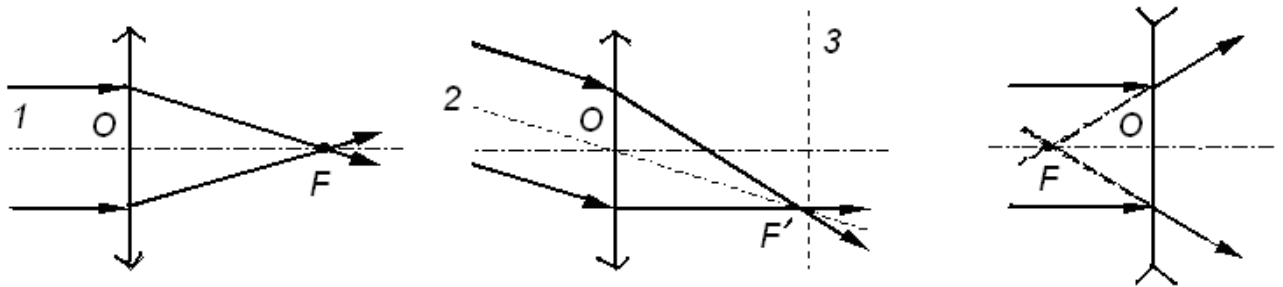


Рис. 2.7. Фокусы линз

Для сферической тонкой линзы на основе закона преломления получается следующая формула для фокусного расстояния:

$$F = \frac{1}{\left[\frac{n_l}{n_{cp}} - 1 \right]} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]}. \quad (2.8)$$

Здесь n_l и n_{cp} – показатели преломления линзы и среды, соответственно. R_1 и R_2 – радиусы кривизны линзы, они – величины алгебраические. Эта формула справедлива только для приосевых (параксиальных) лучей. R_1, R_2 – радиусы кривизны сферических поверхностей линзы могут быть положительными и отрицательными. Радиус кривизны вы-

пуклой поверхности линзы считается положительным, вогнутой – отрицательным.

Для собирающей линзы фокусное расстояние F положительно, для рассеивающей – отрицательно.

2.3.5. Построение изображения в линзах

Для построения изображения предмета необходимо построить изображение каждой его точки.

Для построения изображения точки достаточно найти точки пересечения двух любых лучей идущих из заданной точки.

Удобнее всего использовать в качестве одного из этих лучей луч, идущий через оптический центр, он идет через линзу не отклоняясь. Другой удобный луч – идущий параллельно оптической оси. Он, преломляясь в линзе, проходит через фокус, если линза собирающая. Если линза рассеивающая, то через фокус проходит продолжение луча. И, если луч шел через фокус собирающей линзы, то после преломления он пойдет параллельно оптической оси. Для рассеивающей линзы параллельно оптической оси пойдет после преломления луч, продолжение которого проходит через фокус.

На рис. 2.8 и 2.9 приведены примеры построения изображения точки в рассеивающей и собирающей линзах соответственно.

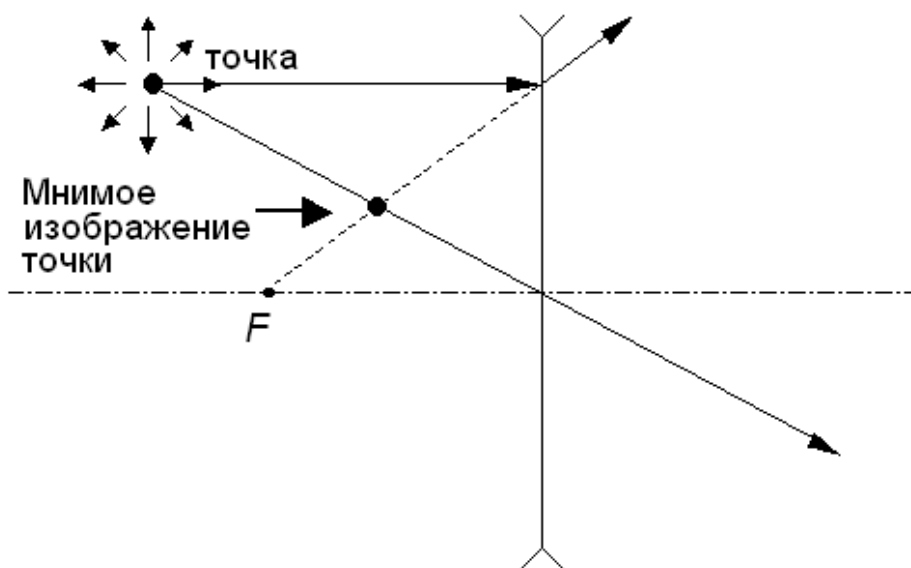


Рис. 2.8. Пример построения изображения точки в рассеивающей линзе

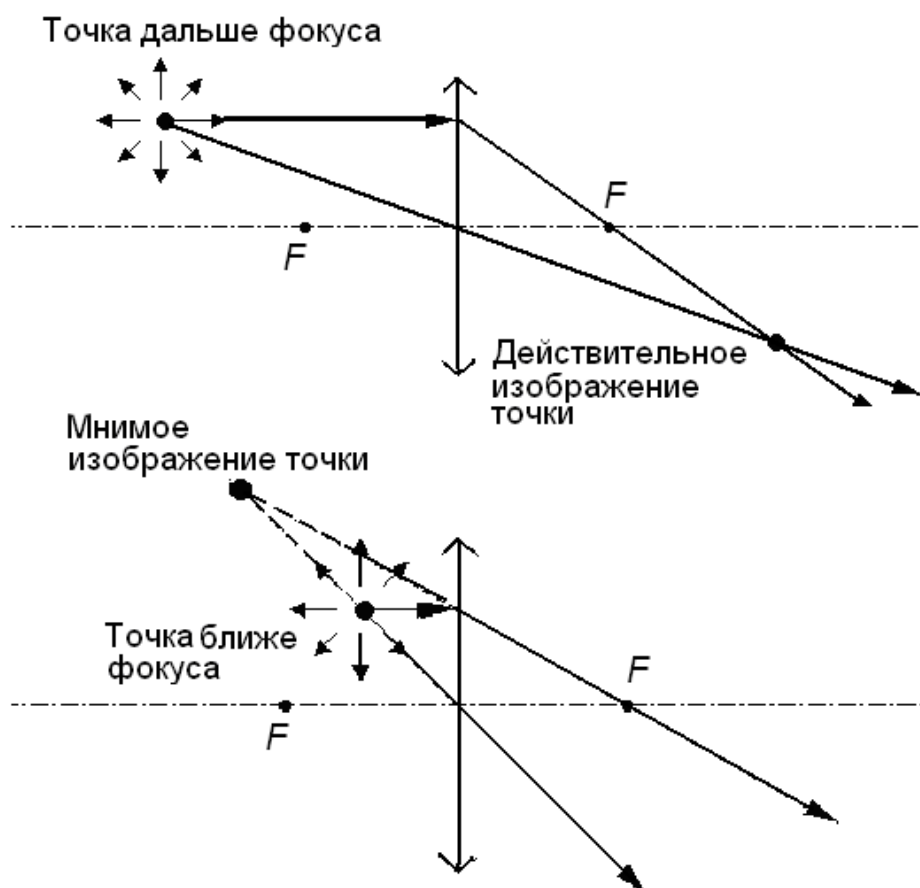


Рис. 2.9. Примеры построения изображения точки в собирающей линзе

Для дальнейшего изучения достаточно рассмотреть, например, случай двояковыпуклой (рис. 2.5.в) тонкой линзы с показателем преломления n . Это значит, что ее преломляющий угол α мал и ее толщина много меньше радиусов R_1 и R_2 кривизны ее сферических поверхностей, центры которых обозначим через O_1 и O_2 (рис. 2.10). Очевидно, что луч, падающий на линзу по любой из ее оптических осей, проходит через нее без преломления.

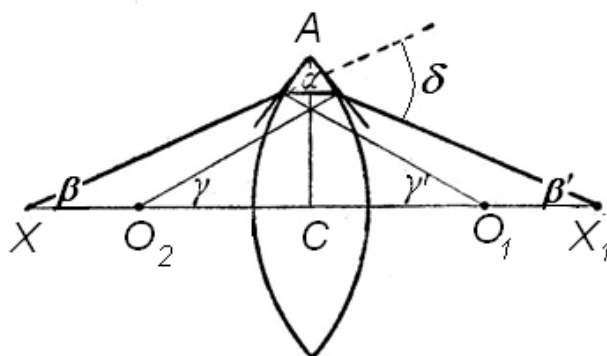


Рис. 2.10. Случай двояковыпуклой тонкой линзы с показателем преломления n

Общая задача преломления световых лучей на линзе на угол δ состоит в нахождении на ее главной оптической оси точки X_1 пересечения с преломленным лучом, вышедшим из другой точки X на этой оси.

Линзу можно представить, как совокупность тонких призм и тогда с учетом выражений для углов, которые следуют из геометрических построений, получим, так называемую, *формулу тонкой линзы*:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.9)$$

Здесь $a = CX$ и $b = CX_1$ – расстояния источника луча (предмета) и его изображения, соответственно, от линзы, n – показатель преломления материала линзы, R_1 и R_2 – радиусы кривизны сферических поверхностей линзы.

Отметим, что из формулы (2.9) следует, что при выбранном расстоянии $a = CX$ от предмета до линзы расстояние $b = CX_1$ от линзы до его изображения зависит только от параметров линзы n , R_1 и R_2 . Это значит, что все лучи света, которые вышли из точки X , собираются линзой в одной и той же точке X_1 .

Если точка X находится бесконечно далеко, практически параллельные лучи света от нее собираются в точке X_1 , которую будем теперь называть фокусом линзы и обозначать F_1 . Тогда формула (2.9) принимает вид:

$$\frac{1}{b} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.10)$$

расстояние $b = CX_1 = CF_1$ называют главным фокусным расстоянием и обозначают через f (или F как ранее): $f = b = CX_1 = CF_1$. Тогда:

$$f = \frac{R_1 \cdot R_2}{(n - 1) \cdot (R_1 + R_2)}. \quad (2.11)$$

Заметим, что в соответствии с принципом обратимости хода световых лучей предмет и его изображение на рис. 2.10 можно поменять мес-

тами. При этом оказывается, что линза помимо введенного ранее ее фокуса в точке F_1 , удаленной от линзы направо на расстояние f (2.11), имеет второй фокус в точке F'_1 , симметричной точке F_1 относительно линзы. Формулу линзы (2.9) с учетом соотношения (2.11) можно преобразовать к виду:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (2.12)$$

Величина, обратная главному фокусному расстоянию линзы f , называется ее оптической силой D :

$$D = \frac{1}{f} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.13)$$

Каждая из двух преломляющих поверхностей линзы обладает своей оптической силой:

$$D_1 = \frac{n - 1}{R_1}, \quad D_2 = \frac{n - 1}{R_2}. \quad (2.14)$$

Оптическая сила тонкой линзы равна сумме оптических сил ее обеих преломляющих поверхностей:

$$D = D_1 + D_2. \quad (2.15)$$

Оптическую силу измеряют в диоптриях. *Диоптрия* – это оптическая сила линзы с фокусным расстоянием в 1 метр.

Кроме рассмотренной двояковыпуклой линзы, собирающей лучи, существуют двояковогнутые рассеивающие линзы (рис. 2.6 а). В отличие от собирающей линзы ее фокусы – мнимые (рис. 2.6 б). После преломления на рассеивающей линзе пучка лучей, параллельных ее главной оптической оси, они идут так, как будто то бы вышли из источника, расположенного в мнимом фокусе.

Формула линзы (2.12) остается справедливой и для рассеивающей линзы и представляется так:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}. \quad (2.16)$$

Оптическая сила рассеивающей линзы отрицательна.

По формуле линзы можно найти ее линейное увеличение, которое вводится по формуле отношения линейного размера изображения h к линейному размеру предмета H :

$$k = \frac{h}{H} = \frac{b}{a} = \frac{f}{a-f}. \quad (2.17)$$

Следует иметь в виду, что приведенные формулы пригодны лишь для тонких линз и лучей, образующих малые углы с главной оптической осью линзы. При практическом применении линз эти условия обычно не выполняются. Поэтому все преломляемые линзой лучи уже не собираются в одну точку. Возникает, уже описанная ранее сферическая аберрация. Для борьбы с ней составляют оптическую систему из нескольких линз с аберрациями противоположных знаков, так, чтобы они взаимно компенсировали бы друг друга.

2.4. Примеры решения задач

1. Луч света падает на плоскопараллельную стеклянную пластину толщиной $d = 6,0$ см. Угол падения $\alpha = 60^\circ$. Найти величину бокового смещения луча, прошедшего через эту пластину.

Дано: $d = 6,0$ см; $\alpha = 60^\circ$.

Определить: x .

Решение.

Из рис. 2.11 к задаче видно, что боковое смещение луча будет такое:

$$\begin{aligned} x &= OM \sin(\alpha - \beta) = d \sec\beta \sin(\alpha - \beta) = \\ &= d \sec\beta (\sin\alpha \cos\beta - \cos\alpha \sin\beta) = d(\sin\alpha - \cos\alpha \operatorname{tg}\beta) \end{aligned} \quad (1)$$

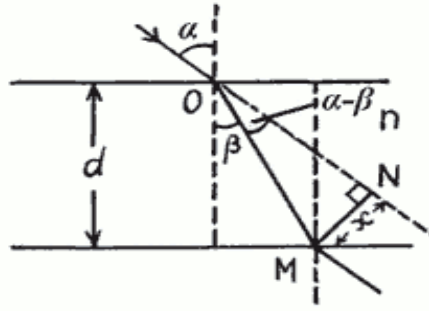


Рис. 2.11. Рисунок к задаче 1

А по закону преломления:

$$\sin \alpha = n \quad \text{или} \quad \sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}.$$

Зная $\sin \beta$, можно найти косинус и тангенс:

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n}.$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \beta}{\cos \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}.$$

Подставим полученное значение тангенса в (1):

$$x = d(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta) = d \left(\sin \alpha - \cos \alpha \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) =$$

$$= d \sin \alpha \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \alpha}{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Подставляя числовые значения в полученное выражение для x , найдем величину бокового смещения $x = 3,07$ см.

Ответ: $x = 3,07$ см.

2. Монохроматический луч падает на вертикальную грань прозрачной призмы, у которой поперечное сечение – прямоугольный треугольник. Показатель преломления материала призмы $n = 1,6$. Прелом-

ляющий угол призмы $\varphi = 30^\circ$. Найти угол отклонения луча, вышедшего из призмы, от его первоначального направления, если луч падает перпендикулярно к грани.

Дано: $n = 1,6$; $\varphi = 30^\circ$.

Определить: β .

Решение. Из рис. 2.12 видно, что $\beta = i - \alpha$. Угол преломления найдем из равенства $n = \sin i / \sin \alpha$.

$$\sin i = n \sin \alpha.$$

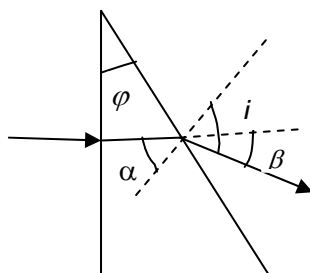


Рис. 2.12. Рисунок к задаче 2

Так как $\alpha = \varphi$, то $\sin i = n \sin \varphi$, откуда $i = \arcsin(n \sin \varphi)$.

Тогда $\beta = \arcsin(n \sin \varphi) - \varphi$.

Подставляя числовые значения, получим:

$$\beta = \arcsin(1,6 \sin 30^\circ) - 30^\circ = 23^\circ.$$

Ответ: $\beta = 23^\circ$.

3. Предмет расположен перед вогнутым сферическим зеркалом перпендикулярно к его главной оптической оси так, что отношение линейных размеров изображения и предмета оказалось равным $k_1 = 1,5$. После того как предмет отодвинули на $l = 16$ см от зеркала, отношение размеров изображения и предмета стало равным $k_2 = 0,5$. Найти радиус кривизны вогнутого зеркала.

Дано: $k_1 = 1,5$ – линейное увеличение в первом случае, $l = 0,16$ м – расстояние между положениями предмета, $k_2 = 0,5$ – линейное увеличение во втором случае.

Определить: R .

Решение. Радиус кривизны R и фокусное расстояние F вогнутого сферического зеркала связаны соотношением $R = 2F$; следовательно, задача сводится к нахождению фокусного расстояния зеркала. Используя формулы для вогнутого зеркала

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad \text{и} \quad k = \frac{f}{d}$$

запишем для первого положения предмета:

$$F = \frac{d_1 f_1}{d_1 + f_1}, \quad f_1 = k_1 d_1,$$

или после замены f_1 :

$$F = \frac{k_1}{1 + k_1} d_1, \tag{1}$$

Аналогично для второго положения предмета:

$$F = \frac{d_2 f_2}{d_2 + f_2}, \quad f_2 = k_2 d_2, \quad F = \frac{k_2}{1 + k_2} d_2,$$

Но по условию задачи $d_2 = d_1 + l$, следовательно,

$$F = \frac{k_2}{1 + k_2} (d_1 + l). \tag{2}$$

Из уравнения (1) определяем d_1 и его значение подставляем в уравнение (2):

$$d_1 = \frac{1 + k_1}{k_1} F.$$

Тогда

$$F = \frac{k_2}{1+k_2} \left(\frac{1+k_1}{k} F + l \right), \quad F = \frac{k_1 k_2}{k_1 - k_2} l.$$

Подставляя числовые значения, получаем

$$F = \frac{1,5 \times 0,5}{1,5 - 0,5} 0,16 = 0,12 \text{ м}, \quad R = 0,24 \text{ м}.$$

Ответ. $R = 0,24 \text{ м}$.

4. Собирающая линза с оптической силой $D_1 = 2,0$ дптр и рассеивающая линза с оптической силой $D_2 = -1,5$ дптр расположены на расстоянии $a = 40$ см друг от друга и имеют общую оптическую ось. Со стороны собирающей линзы на расстоянии $d_1 = 4,0$ м от нее находится предмет AB высотой $h = 20$ см (рис. 2.13). Определить, где и какое изображение предмета дадут эти линзы.

Дано: $D_1 = 2,0$ дптр, $D_2 = -1,5$ дптр, $a = 0,40$ м, $d_1 = 4,0$ м, $h = 0,20$ м.

Определить: f_2 – расстояние от рассеивающей линзы до изображения A_2B_2 , H_2 – высоту изображения A_2B_2 .

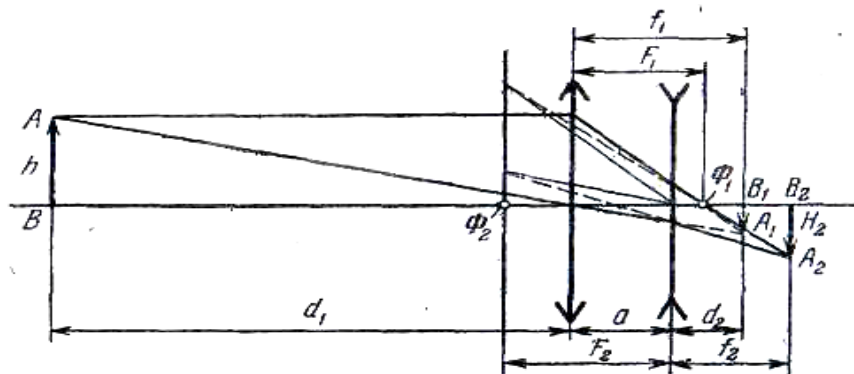


Рис. 2.13. К задаче 4

Решение. Из формулы линзы $1/d + 1/f = D$ можно найти, где и какое изображение предмета AB должна дать собирающая линза. Это изображение A_1B_1 (см. рис. 2.13), высота которого равна H_1 , будет служить предметом для рассеивающей линзы, которая уже и даст изображение A_2B_2 . Его положение можно найти из приведенной выше формулы, а высоту – из соотношения $h / H = d / f$.

Найдем, где и какое изображение предмета AB должна дать собирающая линза:

$$\frac{1}{4,0} + \frac{1}{f_1} = 2,0 \text{ дптр}, \quad f_1 = 0,57 \text{ м},$$

$$\frac{0,2}{H_1} = \frac{4,0}{0,57}, \quad H_1 = 0,0285 \text{ м}.$$

Теперь видно, что лучи из точки A попадают на рассеивающую линзу сходящимся пучком и изображение A_1B_1 в действительности не получится, но рассеивающая линза даст изображение A_2B_2 . Найдем расстояние до A_2B_2 , учитывая, что d_2 для рассеивающей линзы равно $(f_1 - 0,4)$ м, т. е. 0,17 м, и должно входить в формулу со знаком минус:

$$-\frac{1}{0,17} + \frac{1}{f_2} = -1,5 \text{ дптр}, \quad f_2 = 0,223 \text{ м}.$$

Найдем высоту изображения H_2 , учитывая, что вместо h в формуле $h/H = d/f$ следует брать H_1 .

$$\frac{0,0285}{H_2} = \frac{0,17}{0,223}, \quad H_2 = 0,035 \text{ м}.$$

Ответ. Действительное перевернутое изображение A_2B_2 предмета AB высотой 3,5 см получится за рассеивающей линзой на расстоянии примерно 22 см от нее.

5. Определить увеличение, которое дает лупа с фокусным расстоянием 1,25 см.

Дано: $F = 1,25$ см – фокусное расстояние лупы, $f = 25$ см – расстояние наилучшего зрения.

Определить: β – увеличение лупы.

Решение. Как известно, есть две формулы для увеличения лупы. Первая имеет вид $\beta_1 = 0,25/F$ и справедлива для случая, когда предмет находится в главном фокусе линзы, а глаз аккомодирован на бесконечность. Вторая формула имеет вид $\beta_2 = 0,25/F + 1$ и справедлива для случая, когда глаз видит изображение на расстоянии наилучшего зрения. При этом получится большее увеличение, но глаз будет уставать при длительном рассматривании предмета. Объясняется это тем, что

в естественном состоянии при полном расслаблении мышц глаз человека аккомодирован на бесконечность. Поскольку в задаче нет никаких указаний, вычислим увеличение лупы для обоих случаев. Находим увеличение лупы для первого случая:

$$\beta_1 = \frac{25}{1,25} = 20.$$

Находим увеличение для второго случая:

$$\beta_2 = \frac{25}{1,25} + 1 = 21.$$

Ответ. При аккомодации нормального глаза на бесконечность лупа дает 20-кратное увеличение, а при аккомодации на расстояние наилучшего зрения – 21-кратное увеличение.

6. В двояковыпуклой линзе первоначально изображение было в $k_1 = 4$ раза больше предмета. Затем лупу отодвинули от предмета на $l = 0,4$ см, после чего изображение стало в $k_2 = 5$ раз больше предмета. Определить оптическую силу линзы. Оба изображения мнимые, на расстоянии наилучшего зрения от линзы.

Дано: $k_1 = 4$; $l = 0,4$ см = $0,4 \times 10^{-2}$ м; $k_2 = 5$.

Определить: D .

Решение. Так как линза служит лупой, то предмет помещается между линзой и фокусом, и изображение получается мнимое; это значит, что $f < 0$. Если все линейные величины выражены в метрах, то формула линзы запишется так:

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}.$$

В первом случае $k_1 = |f_1/d_1| = 4$, поэтому $f_1 = -k_1 d_1$ и

$$D = \frac{1}{d} - \frac{1}{k_1 d} = \frac{4-1}{4d_1}. \quad (1)$$

Во втором случае $k_2 = |f_2/d_2| = 5$, откуда $f_2 = -k_2 d$. Поэтому

$$D = \frac{1}{d} - \frac{1}{k_2 d} = \frac{5-1}{5d_2}. \quad (2)$$

Учитывая, что $d_2 = d_1 + l$, где $l = 0,004$ м, при совместном решении уравнений (1) и (2) найдем $D = 12,5$ дптр.

Ответ. $D = 12,5$ дптр

7. Расстояние наилучшего зрения глаза $L = 100$ см. Определить оптическую силу очков, восполняющих недостаток этого глаза.

Дано: $L = 100$ см = 1,0 м.

Определить: D .

Решение. Глаз дальнозоркий, очки представляют собой собирающие линзы, через которые глаз видит на расстоянии 100 см мнимое изображение предмета, расположенного на расстоянии наилучшего зрения нормального глаза (25 см). Следовательно, $d = 0,25$ м, $f = -1,00$ м. По формуле линзы

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{0,25} - \frac{1}{1,00} = 3,0 \text{ дптр.}$$

Фокусное расстояние линзы $F = 1/D = 1/3$ м ≈ 33 см; следовательно, рассматриваемый предмет находится между линзой и фокусом, т. е. через очки глаз видит мнимое изображение.

Ответ. $D = 3,0$ дптр.

2.5. Задачи для самостоятельного решения

2.6.1. Имеются две оптические среды с плоской границей раздела. Пусть ξ_{1np} – предельный угол падения луча, а ξ_1 – угол падения, при котором преломленный луч перпендикулярен к отраженному (предполагается, что луч идет из оптически более плотной среды). Найти относительный показатель преломления этих сред, если $\sin \xi_{1np} / \sin \xi_1 = \eta = 1,28$. [$n_{12} = \sqrt{\eta^2 - 1} = 0,8$].

2.6.2. Луч света входит в стеклянную призму под углом $\alpha = \pi/6$ и выходит из призмы в воздух под углом $\gamma = \pi/3$, причем, пройдя призму, отклоняется от своего первоначального направления на угол $\theta = \pi/4$. Найти преломляющий угол φ призмы. [$\varphi = \pi/4$]

2.6.3. Найти показатель преломления n скипидара и скорость распространения света c_n в скипидаре, если при угле падения $\alpha = 45^\circ$ угол преломления $\beta = 30^\circ$. [$n \approx 1,4$; $c_n = 2,14 \times 10^8$ м/с]

2.6.4. Луч света падает перпендикулярно к боковой поверхности призмы, преломляющий угол которой $\varphi = 30^\circ$. Найти угол отклонения θ луча от первоначального направления после выхода из призмы. Показатель преломления материала призмы $n = 1,4$. [$\theta = 14^\circ 30'$]

2.6.5. Высота Солнца над горизонтом $\psi = 20^\circ$. Пользуясь зеркалом, пускают "зайчик" в воду озера. Под каким углом γ к горизонту нужно расположить зеркало, чтобы луч света в воде шел под углом $\beta = 41^\circ$ к вертикали? Показатель преломления воды $n = 1,33$. [$\gamma = 85^\circ$]

2.6.6. При падении на плоскую границу двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 луч света частично отражается, частично преломляется. При каком угле падения α отраженный луч перпендикулярен к преломленному лучу? [$\alpha = \text{arctg}(n_2/n_1)$]

2.6.7. Преломленный луч света составляет с отраженным угол 90° . Найти относительный показатель преломления, если луч падает на плоскую границу сред под углом α , для которого $\sin \alpha = 0,8$. [$n = 1,33$]

2.6.8. На поверхности водоема, имеющего глубину $H = 5,3$ м, плавает фанерный круг радиуса $r = 1$ м, над центром которого на некоторой высоте расположен точечный источник света. Какова должна быть эта высота h , чтобы радиус R тени от круга на дне водоема был максимальным? Найти этот максимальный радиус. Показатель преломления воды $n = 1,33$. [$R_{\text{max}} = 7$ м при $h = 0$]

2.6.9. На поверхности озера, имеющего глубину $H = 2$ м, находится круглый плот радиуса $R = 8$ м. Найти радиус r полной тени от плота на дне озера при освещении воды рассеянным светом. Показатель преломления воды $n = 1,33$. [$r \approx 5,73$ м]

2.6.10. Луч света падает на стеклянную пластинку с показателем преломления $n = 1,7$ под углом α , для которого $\sin \alpha = 0,8$. Вышедший из пластинки луч оказался смещенным относительно падающего луча на расстояние $b = 2$ см. Какова толщина h пластинки? [$h \approx 4,2$ см]

2.6.11. На какое расстояние l сместится луч света, распространяющийся в стекле с показателем преломления n , если на его пути имеется плоскопараллельная щель ширины d , заполненная воздухом? Угол падения луча на щель равен α . Полного отражения не происходит.

$$[l = \left(\frac{n \cos \alpha}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha}} - 1 \right) d \sin \alpha]$$

2.6.12. Луч света выходит из призмы под тем же углом, под каким входит в призму, причем отклоняется от первоначального направления на угол $\theta = 15^\circ$. Преломляющий угол призмы $\varphi = 45^\circ$. Найти показатель преломления n материала призмы. [$n = 1,3$]

2.6.13. Луч света падает под углом $i = 30^\circ$ на плоскопараллельную стеклянную пластинку и выходит из нее параллельно первоначальному лучу. Показатель преломления стекла $n = 1,5$. Какова толщина d пластинки, если расстояние между лучами $l = 1,94$ см? [$d = 0,1$ м]

2.6.14. Показатель преломления стекла $n = 1,52$. Найти предельный угол полного внутреннего отражения β для поверхности раздела: а) стекло – воздух; б) вода – воздух; в) стекло – вода. [а) $\beta = 41^\circ 8'$; б) $\beta = 48^\circ 45'$; в) $\beta = 61^\circ 10'$]

2.6.15. Монохроматический луч падает нормально на боковую поверхность призмы и выходит из нее отклоненным на угол $\theta = 25^\circ$. Показатель преломления материала призмы для этого луча $n = 1,7$. Найти преломляющий угол призмы. [$\varphi = 28^\circ$]

2.6.16. Монохроматический луч падает нормально на боковую поверхность призмы, преломляющий угол которой $\varphi = 40^\circ$. Показатель преломления материала призмы для этого луча $n = 1,5$. Найти угол отклонения θ луча, выходящего из призмы, от первоначального направления. [$\theta = 34^\circ 37'$]

2.6.17. Имеется вогнутое зеркало с радиусом кривизны 1,2 м. Где относительно зеркала нужно поместить яркий источник света, чтобы получить прожектор? [В главном фокусе зеркала, т.е. на расстоянии 60 см от зеркала]

2.6.18. На расстоянии 2,8 м от вогнутого сферического зеркала с радиусом кривизны 90 см на главной оптической оси помещен точечный источник света. Где находится изображение этого источника? [На расстоянии 54 см от зеркала]

2.6.19. На главной оптической оси вогнутого сферического зеркала

с радиусом кривизны 1,6 м помещен точечный источник света. Его мнимое изображение находится за зеркалом на расстоянии 70 см от него. Определить, где находится источник света. [На расстоянии 37 см от зеркала]

2.6.20. Вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны 80 см дает действительное изображение предмета на расстоянии 50 см от зеркала. Определить расстояние между предметом и зеркалом. [200 см]

2.6.21. Вогнутое сферическое зеркало дает на экране 12-кратное увеличение, когда предмет находится на расстоянии 45 см от зеркала. Определить фокусное расстояние и радиус кривизны этого зеркала. [41,5 см]

2.6.22. Когда предмет находится на расстоянии 2,0 м от вогнутого сферического зеркала, его действительное изображение получается на расстоянии 50 см от зеркала. Где и какое получится изображение этого предмета, если предмет отодвинуть от зеркала еще на 1,2 м? [46 см; изображение действительное, перевернутое и уменьшенное]

2.6.23. Определить увеличение, создаваемое вогнутым сферическим зеркалом с радиусом кривизны 64 см, если предмет помещается на расстоянии 16 см от зеркала. [2-х кратное]

2.6.24. На расстоянии 150 см от выпуклого сферического зеркала с радиусом кривизны 72 см расположена светящаяся точка. Определить расстояние от изображения этой точки до зеркала. [-29 см]

2.6.25. В выпуклом сферическом зеркале получается уменьшенное в десять раз изображение предмета, находящегося на расстоянии 180 см от зеркала. Определить радиус кривизны этого зеркала. [40 см]

2.6.26. Пучок сходящихся лучей падает на выпуклое сферическое зеркало с радиусом кривизны 56 см так, что отраженные лучи пересекаются на главной оптической оси зеркала. Расстояние от точки пересечения этих лучей до зеркала равно 20 см. Определить, где будут пересекаться лучи, если убрать зеркало. [На расстоянии 12 см от того места, где было зеркало, с другой стороны от него]

2.6.27. Два одинаковых вогнутых сферических зеркала повернуты отражающими поверхностями друг к другу и расположены так, что их главные оптические оси совпадают, а расстояние между зеркалами значительно больше их радиусов кривизны. Если в главном фокусе одного из них поместить кусочек киноплёнки, а в фокусе другого – кинолампу, то при зажигании лампы плёнка загорится. Объяснить явление. [Лучи, от-

раженные от первого зеркала, соберутся в в фокусе второго зеркала, и пленка загорится]

2.6.28. Почему на автобусах, троллейбусах и трамваях с наружной стороны устанавливают выпуклые зеркала? [Такие зеркала дают уменьшенное изображение, поэтому шофер видит больше предметов, чем в таком же по размеру плоском зеркале]

2.6.29. Предмет расположен перед вогнутым сферическим зеркалом перпендикулярно к его главной оптической оси так, что отношение линейных размеров изображения и предмета оказалось равным 1,2. После того как предмет отодвинули на 25 см от зеркала, отношение размеров изображения и предмета стало равным 0,4.

Определить фокусное расстояние и радиус кривизны такого зеркала. [0,15 м; 0,3 м]

2.6.30. Тонкая двояковыпуклая линза имеет фокусное расстояние 75 см. Чему равна ее оптическая сила? [1,33 дптр.]

2.6.31. Тонкая двояковогнутая линза имеет фокусное расстояние -50 см. Чему равна ее оптическая сила? [-2,0 дптр.]

2.6.32. Определить фокусные расстояния каждой из четырех линз, оптические силы которых соответственно равны 2, 16, -4, -12 дптр. [50 см; 6,25 см; -25 см; -8,3 см]

2.6.33. Чему равно фокусное расстояние двояковыпуклой линзы с радиусами кривизны по 20 см, сделанной из стекла с абсолютным показателем преломления 1,5? [20 см]

2.6.34. Определить оптическую силу двояковогнутой линзы с одинаковыми радиусами кривизны по 25 см, сделанной из стекла с абсолютным показателем преломления 1,6. [-4,8 дптр.]

2.6.35. Плосковыпуклая кварцевая линза имеет оптическую силу 8,2 дптр. Чему равен радиус кривизны выпуклой поверхности этой линзы? [6,6 см]

2.6.36. В лунку с радиусом кривизны 12 см налили воду. После замерзания воды образовалась ледяная плосковыпуклая линза.

Определить, на каком расстоянии от линзы соберутся солнечные лучи, падающие на нее параллельно главной оптической оси. [39 см]

2.6.37. Определить оптическую силу двояковыпуклой линзы из каменной соли с радиусами кривизны по 40 см, находящейся в воздухе. [2,7 дптр.]

2.6.38. Как в солнечный день можно определить главное фокусное

расстояние собирающей линзы, имея только линейку? [Расположив линзу перпендикулярно к солнечным лучам, измерить расстояние от центра линзы до точки, в которой соберутся лучи]

2.6.39. Оптическая сила тонкой линзы равна 5,0 дптр. Предмет поместили на расстоянии 60 см от линзы. Где и какое получится изображение этого предмета? [30 см; изображение действительное, перевернутое и уменьшенное]

2.6.40. Имеется шарик диаметром 1,24 см, сделанный из стекла с показателем преломления 1,5. Где получится изображение Солнца, созданное этим шариком? [Около поверхности шарика]

2.6.41. Главное фокусное расстояние двояковыпуклой линзы равно 50 см. Предмет высотой 1,2 см помещен на расстоянии 60 см от линзы. Где и какой высоты получится изображение предмета? [300 см; 6 см]

2.6.42. Рисунок на диапозитиве имеет высоту 2,0 см, а на экране – 80 см. Определить оптическую силу объектива, если расстояние от объектива до диапозитива равно 20,5 см. [5,0 дптр.]

2.6.43. Главное фокусное расстояние объектива проекционного аппарата равно 15 см. Диапозитив находится на расстоянии 15,6 см от объектива. Какое линейное увеличение дает аппарат? [25-кратное]

2.6.44. Главное фокусное расстояние рассеивающей линзы 12 см. Изображение предмета находится на расстоянии 9,0 см от линзы. Чему равно расстояние от предмета до линзы? [36 см]

2.6.45. Расстояние между свечой и стеной составляет 200 см. Когда между ними поместили собирающую линзу на расстоянии 40 см от свечи, то на стене получилось отчетливое изображение свечи. Определить главное фокусное расстояние линзы. Какое изображение получилось на стене? [32 см; изображение действительное, перевернутое и увеличенное]

2.6.46. Какое увеличение дает фонарь, если его объектив с главным фокусным расстоянием 18 см расположили на расстоянии 6,0 м от экрана? [32-кратное]

2.6.47. Определить оптическую силу объектива проекционного фонаря, если он дает 24-кратное увеличение, когда диапозитив помещен на расстоянии 20,8 см от объектива. [5 дптр.]

2.6.48. Найти фокусное расстояние линзы, если известно, что действительное изображение предмета, находящегося на расстоянии 30 см от линзы, получается на таком же расстоянии от нее. [15 см]

2.6.49. Светящийся предмет расположен на расстоянии 12,5 м от линзы, а его действительное изображение – на 85 см от нее. Где получится изображение, если предмет придвинуть к линзе на 2,5 м? [86 см]

2.6.50. Предмет расположен на расстоянии 40 см от линзы с оптической силой 2 дптр. Как изменится расстояние до изображения предмета, если последний приблизить к линзе на 15 см? [Изображение приблизится к линзе на 1,5 м]

2.6.51. Предмет расположен на расстоянии $1,5 F$ от линзы. Его приблизили к линзе на $0,7F$. На сколько при этом переместится изображение предмета, если оптическая сила линзы равна $-2,4$ дптр. [На 6,5 см]

2.6.52. Расстояние между предметом и экраном равно 120 см. Где нужно поместить собирающую линзу с фокусным расстоянием 25 см, чтобы на экране получилось отчетливое изображение предмета? [$d_1 = 84,5$ см; $d_2 = 35,5$ см]

2.6.53. Светящийся предмет находится на расстоянии 3,0 м от экрана. На каком расстоянии от экрана надо поместить собирающую линзу с оптической силой 4 дптр, чтобы на экране получилось изображение предмета? Определить увеличение изображения. [$d_1 = 2,725$ м, $k_1 = 9,9$; $d_2 = 0,275$ м, $k_2 = 0,1$]

2.6.54. Тонкая собирающая линза с фокусным расстоянием $f = 25$ см проецирует изображение предмета на экран, отстоящий от линзы на расстоянии $l = 5,0$ м. Экран придвинули к линзе на $\Delta l = 18$ см. На сколько следует переместить предмет, чтобы опять получить четкое изображение его на экране? [0,05 см]

2.6.55. Между предметом и экраном, положения которых неизменны, помещают тонкую собирающую линзу. Перемещением линзы находят два положения, при которых на экране образуется четкое изображение предмета. Найти поперечный размер предмета, если при одном положении линзы размер изображения $h' = 2,0$ мм, а при другом $h'' = 4,5$ мм. [3 мм]

2.6.56. Чертеж размерами 40×60 см² снимается на фотопленку размерами 16×8 см². Наименьшее расстояние чертежа от объектива фотоаппарата, при котором получится снимок всего чертежа, 90 см. Определить фокусное расстояние объектива фотоаппарата и расстояние от объектива до фотопленки. [$f = 12$ см; $F = 10,6$ см]

2.6.57. Предмет разглядывается через лупу, причем изображение наиболее отчетливо, когда предмет находится на расстоянии 12,5 см от

линзы. Определить оптическую силу линзы и увеличение предмета. [$D = 4$ дптр; $k = 2$.]

2.6.58. Расстояние наилучшего зрения близорукого человека 15 см. Определить оптическую силу очков, восполняющих недостаток зрения. [$-2 \frac{2}{3}$ дптр]

2.6.59. Какими должны быть радиусы кривизны $R_1 = R_2$ поверхностей линзы, чтобы она давала увеличение для нормального глаза $k = 10$? Показатель преломления стекла, из которого сделана линза, $n = 1,5$. [$R_1 = R_2 = 25$ мм]

2.6.60. Зрительная труба с фокусным расстоянием $F = 50$ см установлена на бесконечность. После того как окуляр трубы передвинули на некоторое расстояние, стали ясно видны предметы, удаленные от объектива на расстояние $r = 50$ м. На какое расстояние d передвинули окуляр при наводке? [$d = 5$ мм]

2.6.61. Микроскоп состоит из объектива с фокусным расстоянием $F_1 = 2$ мм и окуляра с фокусным расстоянием $F_2 = 40$ мм. Расстояние между фокусами объектива и окуляра $d = 18$ см. Найти увеличение k , даваемое микроскопом. [$k = 562$]

2.6.62. Картину площадью $S = 2 \times 2$ м² снимают фотоаппаратом, установленным от нее на расстоянии $r = 4,5$ м. Изображение получилось размером $S = 5 \times 5$ см². Найти фокусное расстояние F объектива аппарата. Расстояние от картины до объектива считать большим по сравнению с фокусным расстоянием. [$F = 0,112$ м]

2.6.63. Телескоп имеет объектив с фокусным расстоянием $F_1 = 150$ см и окуляр с фокусным расстоянием $F_2 = 10$ см. Под каким углом зрения θ видна полная Луна в этот телескоп, если невооруженным глазом она видна под углом $\theta_0 = 31'$?

2.6.64. Экран освещается источником света, установленным в фокусе линзы с оптической силой 2 дптр. Линза находится между источником света и экраном. Освещенность в центре экрана 45 лк. Определить силу света источника, полагая, что линза поглощает 10 % светового потока. [$12,5$ кд]

2.6.65. Точечный источник света находится на расстоянии 1 м от экрана. Между источником и экраном на расстоянии 40 см от экрана параллельно ему поместили собирающую линзу с фокусным расстоянием 20 см. При этом освещенность в центре экрана стала 200 лк определить силу света источника. Потери в линзе не учитывать. [8 кд]

Контрольные вопросы

1. Определите понятие: геометрическая оптика.
2. Сформулируйте законы отражения и преломления света.
3. Сформулируйте законы прямолинейного распространения света и независимости световых лучей.
4. Сформулируйте принцип обратимости хода световых лучей.
5. Поясните понятие: полное отражение света.
6. Поясните особенности отражения пучка параллельных лучей от вогнутого сферического зеркала.
7. Какое явление называется сферической аберрацией?
8. Поясните особенности преломления лучей света на плоскопараллельной пластинке.
9. Поясните особенности преломления лучей света на гранях призмы.
10. Что такое линза? Приведите основные примеры.
11. В чем заключаются особенности собирающих линз?
12. В чем заключаются особенности рассеивающих линз?
13. Какая линза называется тонкой?
14. Назовите и поясните основные параметры линз.
15. Приведите и поясните формулу для фокусного расстояния тонкой линзы.
16. Приведите и поясните примеры построения изображения точки в собирающей и рассеивающей линзах.
17. Приведите и поясните формулу тонкой линзы.
18. Какую характеристику называют оптической силой линзы? Поясните.
19. В каких единицах измеряют оптическую силу линзы? Поясните.
20. Как определяется оптическая сила рассеивающей линзы?
21. Что такое линейное увеличение линзы? Поясните.

3. Волновая оптика.

Интерференция и дифракция света

3.1. Общие сведения о волновых свойствах света

Раздел оптики, в котором исследуются явления распространения света как электромагнитной волны и его взаимодействия с веществом с волновой точки зрения, называется *волновой оптикой*.

Проведем краткий общий обзор учения об электромагнитных волнах, взяв за основу их классификации длину волны. Теория электромагнитных волн охватывает огромное множество физических явлений, между которыми на первый взгляд нет прямого сходства. Очень длинными электромагнитными волнами, измеряемыми от тысяч метров до долей миллиметра, занимается радиотехника. Такие волны можно генерировать искусственно при помощи радиотехнических устройств, в основе которых лежит колебательный контур, представляющий собой соединение емкости и индуктивности. Однако атомы и молекулы также излучают радиоволны, и это обстоятельство широко используется в радиоастрономии. Волны всех других диапазонов (кроме радио) могут быть получены только путем использования естественных генераторов, каковыми являются молекулы, атомы, ядра атомов и отдельные элементарные частицы. Отметим, что в самом общем виде излучателем электромагнитных волн является ускоренно движущийся электрический заряд. В атомах и ядрах заряженные частицы движутся с ускорением, по этой причине они и являются излучателями электромагнитных волн. За радиотехническим диапазоном следует диапазон тепловых или инфракрасных волн. Эти волны излучаются преимущественно за счет колебаний атомов в молекулах. Они называются тепловыми по причине того, что колебания молекул обычно вызываются тепловыми столкновениями молекул. Чем выше температура тела, тем с большими частотами совершают колебания молекулы. Длина волны инфракрасных волн уменьшается с ростом температуры тел. Инфракрасные лучи генерируются нагреванием тел, и регистрируются приборами, в основе которых лежат тепловые явления. Обычно используется термopара. За инфракрасными лучами следует видимый свет, заполняющий относительно узкий диапазон: $7,6 \times 10^{-7} - 4 \times 10^{-7}$ м. Видимые лучи могут быть зарегистрированы (кроме восприятия глазами)

многими способами: тепловыми, фотографическими и фотоэлектрическими. Излучается видимый свет уже не молекулами, а отдельными возбужденными атомами. Это, можно сказать, атомарный свет. К атомарному же свету относятся примыкающие к видимым, т.е. сравнительно длинные, ультрафиолетовые волны. Общий диапазон длин волн ультрафиолетовых лучей довольно широкий: от фиолетовой границы видимых лучей до 10^{-9} м. Ультрафиолетовые лучи регистрируются также тепловыми, фотографическими и фотоэлектрическими методами. За ультрафиолетовыми лучами следуют рентгеновские лучи, диапазон длин волн которых составляет от 10^{-9} – 10^{-12} м. Рентгеновские лучи излучаются или за счет взаимодействия быстрых электронов с атомами и ядрами атомов (в рентгеновских трубках, например), или за счет излучения ядер атомов, когда последние предварительно возбуждены. Рентгеновские лучи регистрируются фотографическими и фотоэлектрическими методами. За рентгеновскими лучами, перекрывая их, следуют гамма-лучи, излучаемые возбужденными ядрами атомов, а также путем взаимодействия и превращения элементарных частиц.

Как видно, краткий обзор электромагнитных волн показывает, что общее учение об электромагнитных волнах охватывает и объединяет в какой-то степени многие разделы физики: от радиотехники до ядерной физики и физики элементарных частиц. Известно, что атомная физика и физика атомного ядра требуют квантовых теорий, тогда как электротехника ограничивается классической электродинамикой. Подобная двойственность описания существенно отразится и на учении об электромагнитных излучениях.

Мы ограничимся классической волновой оптикой, которая позволяет объяснить большинство наблюдаемых явлений, в частности, дисперсию, интерференцию и дифракцию света.

3.2. Дисперсия света

Дисперсией света или, как часто говорят, дисперсией вещества по отношению к световым волнам, называется зависимость его абсолютного показателя преломления n от частоты ω , соответственно от длины его волны $n = n(\omega)$. Дисперсией света называют также разложение света в спектр, которое наблюдается при его преломлении, интерференции или дифракции.

Луч белого цвета, в котором содержится практически весь непрерывный спектр видимых световых волн, при преломлении на призме благодаря зависимости ее показателя преломления n от длины волны λ разворачивается в дисперсионный спектр – набор разноцветных полос. Смена цветов в спектре происходит практически непрерывно. Его условно делят на семь основных цветов по аналогии с музыкальной гаммой из семи звуковых нот в порядке возрастания угла преломления: *красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий и фиолетовый*. Каждому из этих цветов соответствует свой диапазон длин волн, представленный в табл. 3.1.

Таблица 3.1.

Основные цвета и соответствующие им диапазоны длин волн

Цвет	Красный	Оранжевый	Желтый	Зеленый	Голубой	Синий	Фиолетовый
λ , нм	770–647	647–587	587–536	536–492	492–454	454–426	426–393
Дополнительный цвет	Голубоватозеленый	Голубой	Синий	Пурпурный	Оранжевый	Желтый	Желтозеленый

При смешении всех цветов спектра, полученного при разложении белого света на призме, снова получается белый свет. При этом, если в смесь недодать какой-то цвет, эта смесь тоже будет иметь какой-то цвет, который можно назвать дополнительным к тому цвету, который был недодан. Экспериментально были подобраны сочетания дополнительных цветов, которые приведены в таблице 3.1.

В качестве количественной характеристики дисперсии вещества относительно видимого света можно взять разность углов преломления лучей, соответствующих крайним цветам дисперсионного спектра: фиолетового $\delta_{\text{фиол}}$ и красного $\delta_{\text{кр}}$.

$$D = \delta_{\text{фиол}} - \delta_{\text{кр}} \quad (3.1)$$

Величина D характеризует дисперсию лишь интегрально. Для более точной ее оценки необходимо брать отношение разности показате-

лей преломления вещества Δn для разных длин волн и разности этих длин $\Delta \lambda$: $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$ или еще лучше в дифференциальной форме: $\frac{dn}{dt}$.

Поскольку показатель преломления вещества зависит от длины преломляемого им света, в справочниках обычно приводят его значение для желтой линии натрия $\lambda_D \approx 0,589 \text{ мк}$ и обозначают символом n_D .

Вид спектра обусловлен характером и свойствами источника света и вещества, через которое он проходит. При этом различают три основных разновидности спектров: сплошные спектры, линейчатые спектры и полосатые спектры. Линейчатый спектр представлен несколькими резко очерченными цветными линиями (с широкими темными промежутками между ними), которые соответствуют определенным длинам волн. Темные промежутки соответствуют отсутствию целых диапазонов длин волн в излучении. Линейчатый спектр излучается отдельными, не взаимодействующими между собой атомами, при их переходах (при переходах их электронов) из возбужденных состояний в невозбужденные состояния. Полосатый спектр отличается от линейчатого спектра множеством широких линий, каждая из которых является совокупностью близко расположенных узких цветных линий. Он излучается разреженным газом в возбужденном состоянии, как и линейчатый спектр. Но в этом случае газ является многоатомным, и спектр излучается не взаимодействующими между собой молекулами и их атомами. В сплошном спектре, который является идеализацией, представлены все длины волн, так что переход от одного цвета к другому происходит непрерывно. Такой спектр излучается совокупностями взаимодействующих между собой атомов и молекул при высоких температурах.

3.3. Интерференция света

3.3.1. Интерференция света. Когерентность волн

Явление образования чередующихся полос усиления и ослабления интенсивности света называется интерференцией. Если говорить более точно, то интерференцией световых волн, как и любых других волн, называется не просто их взаимное усиление или ослабление в различных

точках в какой-то определенный момент времени, а неизменная, стационарная такая картина, продолжающаяся достаточно долго.

Интерференция света наблюдается в специальных условиях (которые ниже будут рассмотрены) при наложении друг на друга двух или большего числа пучков света. Частным случаем интерференции волн (а интерференция есть существенно волновое явление и имеет место не только для световых волн) является стоячая волна. В стоячей волне наблюдаются пучности (максимумы интенсивности) и узлы (минимумы интенсивности), чередующиеся друг с другом в правильном порядке. Стоячая волна образуется при наложении на падающую волну волны отсажженной от какого-нибудь препятствия.

Для образования стационарной интерференционной картины необходимо, чтобы в каждой точке пространства разность фаз накладывающихся колебаний волн от разных источников сохранялась бы неизменной. Поэтому основным условием наблюдения интерференции волн является их когерентность. Под когерентностью понимается согласованность волн друг с другом по фазе. Если взять две волны, идущие от независимых источников, то при их наложении фазы будут изменяться совершенно беспорядочно. Действительно световые волны (мы говорим здесь о них) излучаются атомами и каждая волна есть результат наложения друг на друга большого числа волновых цугов, идущих от независимых друг от друга атомов. "Правильного" усиления и ослабления суммарной волны в пространстве наблюдаться не будет. Для появления минимума интенсивности волн в какой-то точке пространства необходимо, чтобы в этой точке складываемые волны постоянно (длительное время, соответствующее наблюдению) гасили друг друга. Т.е. длительное время волны находились бы точно в противофазе, когда разность их фаз оставалась бы постоянной и равнялась π . Наоборот, максимум волны будет появляться, когда складываемые волны все время находятся в одной и той же фазе, т. е. когда они постоянно усиливают друг друга.

Таким образом, интерференция будет наблюдаться при условии, когда накладываемые друг на друга волны в каждой точке светового поля имеют постоянную во времени разность фаз. Если эта разность фаз равна четному числу π , то будет максимум, если нечетному числу π , то будет минимум интенсивности света.

Волны с постоянной разностью фаз называются когерентными. Можно говорить о когерентности волны самой с собой. Это случай, когда

разность фаз волны для любых двух точек пространства есть величина постоянная во времени.

Свет, излучаемый естественными источниками, является некогерентным, поскольку он беспорядочно излучается различными атомами, между которыми нет никакой согласованности. Обеспечить когерентность двух разных источников практически невозможно.

Как можно наблюдать интерференцию? Общий принцип может быть сформулирован так: необходимо добиться, чтобы волны от каждого атома накладывались сами на себя. Ведь каждая волна, испущенная отдельным атомом, сама с собой когерентна, т. к. представляет собой кусок синусоидальной волны. Если такие волны будут накладываться сами на себя, то будет наблюдаться интерференция. Таким образом, общее и первое правило наблюдения интерференции света таково:

необходимо световой пучок, идущий от одного источника, каким-то образом разделить на два или на большее число пучков (эти пучки будут когерентны между собой), а затем заставить их накладываться друг на друга. Т.е. надо искусственно получить виртуальные источники когерентных волн. Максимумы интенсивности волны будут наблюдаться в точках, где выполняется условие

$$\Delta\varphi = 2m\pi, \quad (3.2)$$

минимумы – в точках, где

$$\Delta\varphi = (2m + 1)\pi. \quad (3.3)$$

Здесь через $\Delta\varphi$ обозначена разность фаз складываемых волн, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Реализовать идею раздвоения одного источника света можно, например, с помощью экрана с двумя отверстиями в нем. Источник света S в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля создает в отверстиях экрана два вторичных источника света S_1 и S_2 , когерентность которых очевидна. Возможен также другой способ получения виртуальных когерентных источников света с помощью одного источника и зеркал Френеля, поставленных одно относительно другого под углом, близким к 180° .

Здесь когерентными источниками света являются изображения S_1 и S_2 , реального источника S в двух зеркалах.

Интерференцию света можно наблюдать также с помощью бипризмы Френеля (рис. 3.1.): две стеклянные призмы с малым преломляющим углом θ изготавливают из одного куска стекла так, что призмы сложены своими основаниями, Источник света - ярко освещенная щель S . После преломления в бипризме падающий пучок расщепляется на два, исходящих от мнимых источников S_1 и S_2 , которые дают две когерентные цилиндрические волны.

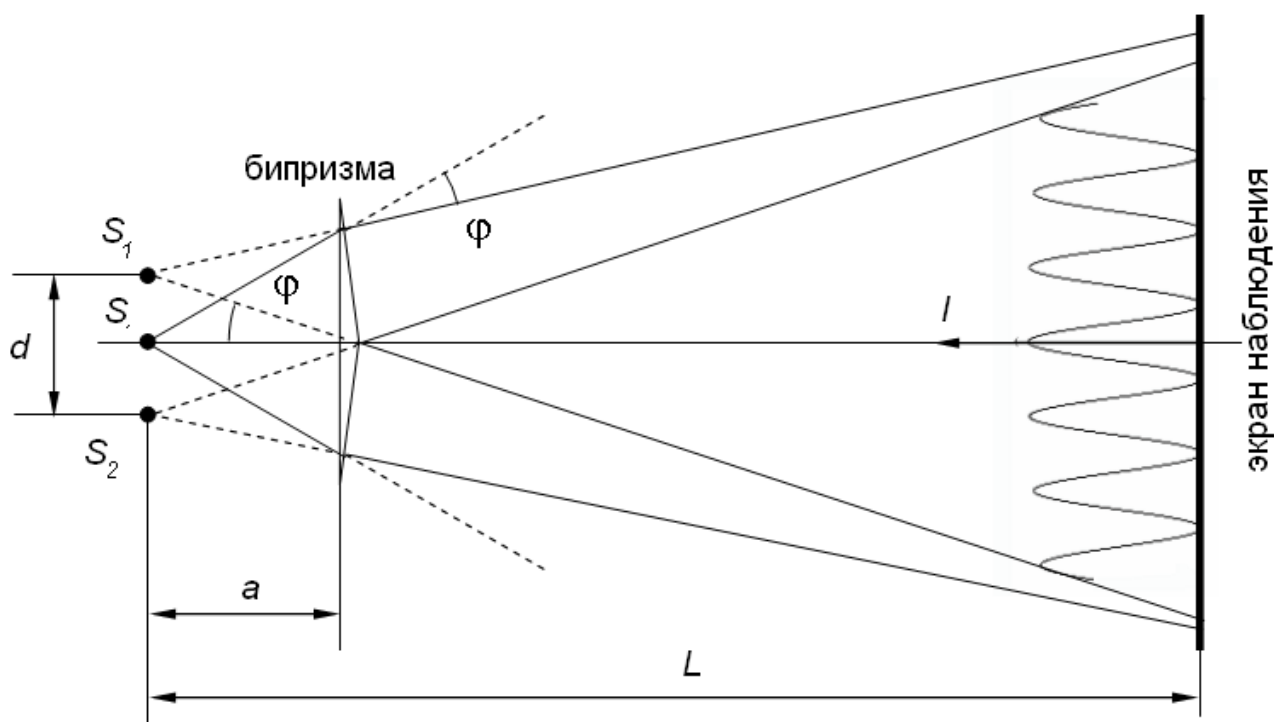


Рис. 3.1. Наблюдение интерференции света с помощью бипризмы Френеля

Так как преломляющий угол θ мал, то все лучи отклоняются каждой из половинок бипризмы на один и тот же угол φ . Можно показать, что в этом случае $\varphi = (n - 1) \cdot \theta$, здесь n - показатель преломления материала призмы. Расстояние между источниками: $d = 2a \cdot \sin \varphi$.

Рассмотрим пример интерференции – опыт Юнга. Положим, что свет от лампочки S со светофильтром, который создает практически монохроматический свет, проходит через две узкие, рядом расположенные щели, за которыми установлен экран (рис. 3.2).

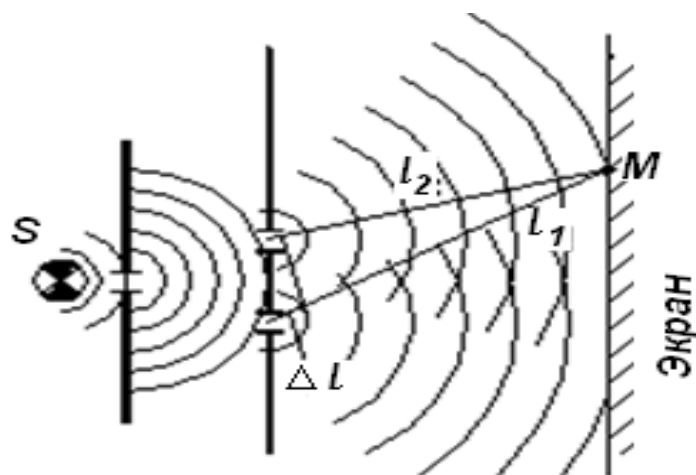


Рис. 3.2. Пример интерференции

На экране будет наблюдаться система светлых и темных полос - полос интерференции. В данном случае единая световая волна разбивается на две, идущие от различных щелей. Эти две волны когерентны между собой и при наложении друг на друга дают систему максимумов и минимумов интенсивности света в виде темных и светлых полос соответствующего цвета.

Определим, где возникнет максимум и где минимум. Рассмотрим какую-нибудь точку экрана M . Проведем от щелей, как от вторичных когерентных источников, лучи, сходящиеся в одной точке. Найдем разность хода этих лучей – отрезок $\Delta l = l_2 - l_1$. Если на нем укладывается четное число полуволен (полуволене соответствует разность фаз π), то волны от щелей в точке M сложатся в одинаковой фазе, будет наблюдаться максимум. Если на отрезке Δl укладывается нечетное число полуволен, то они складываются в противофазе и будет наблюдаться минимум. Таким образом, условия наблюдения максимумов и минимумов (3.4) и (3.5) можно представить соответственно так:

$$\Delta l = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (\text{условие максимума}), \quad (3.4)$$

$$\Delta l = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{условие минимума}), \quad (3.5)$$

Интерферирующие волны могут проходить разные среды, и как следствие иметь разные фазовые скорости. В этом случае вместо геометрической разности хода нужно говорить о так называемой оптиче-

ской разности хода. В формулах (3.4) и (3.5) под λ следует подразумевать длину волны света в данной среде. Если обозначить длину той же волны в вакууме через $\lambda_{\text{в}}$, то $\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{n}$.

Если интерферирующие волны проходят различные среды, показатели преломления которых n_1 и n_2 , то условия максимумов и минимумов нужно записать:

$$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2 = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (\text{условие максимума}), \quad (3.6)$$

$$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2 = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{условие минимума}), \quad (3.7)$$

где n_l называется оптической длиной пути луча,

$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2$ (иногда обозначают просто Δ) оптической разностью хода лучей.

Таким образом, максимумы интерференции наблюдаются в точках, для которых оптическая разность хода равна четному числу полуволн, а минимумы – в точках, для которых на оптической разности хода укладывается нечетное число полуволн.

Заметим, что мы предполагали, что щели для вторичных волн бесконечно узкие. Конечная ширина щелей, очевидно, приводит к размытию максимумов и минимумов. На достаточно широких щелях максимумы будут перекрываться, и интерференция не будет наблюдаться. Играет роль и расстояние между щелями. Оно должно быть достаточно малым: чем оно меньше, тем шире картина интерференции.

Интерференцию можно наблюдать и в белом, т.е. некогерентном, свете. В этом случае каждая полоса будет радужно окрашена: интерференция сопровождается разложением света на монохроматические составляющие (чем больше λ , тем на большем расстоянии отстоят максимумы друг от друга). В случае использования белого света будет наблюдаться наложение картин интерференции для всех длин волн света видимого диапазона. Это приведет к ликвидации темных полос дифракционной картины на экране, а также к расширению освещенных полос и их периодическому окрашиванию. При этом на каждом периоде окрашивание освещенных полос будет подобно дисперсионному спектру

разложения белого света на клине, однако в обратном порядке относительно длины волны. В дисперсионном спектре, как известно, менее всего отклоняется самая длинная из видимого спектра волн света – красная, сильнее всех – самая короткая из видимых волн – фиолетовая. В интерференционном спектре центральная освещенная полоса будет неокрашенной, а в остальных полосах менее всего отклонится от центра интерференционной картины волна с самой короткой из видимых волн – соответствующая фиолетовому цвету, более всего самая длинная из видимых волн – красная.

3.3.2. Интерференция света при отражении от прозрачных пластинок и пленок

Интерференционные цветные явления наблюдаются также при отражении света от тонких прозрачных пленок, например от мыльных пленок, от пленок бензина на поверхности воды.

Рассмотрим падение из воздуха (вакуума) параллельного пучка монохроматических лучей когерентных волн под углом i на тонкую прозрачную плоскопараллельную пластину (пленку) толщиной b с показателем преломления $n_2 > 1$ (рис. 3.4).

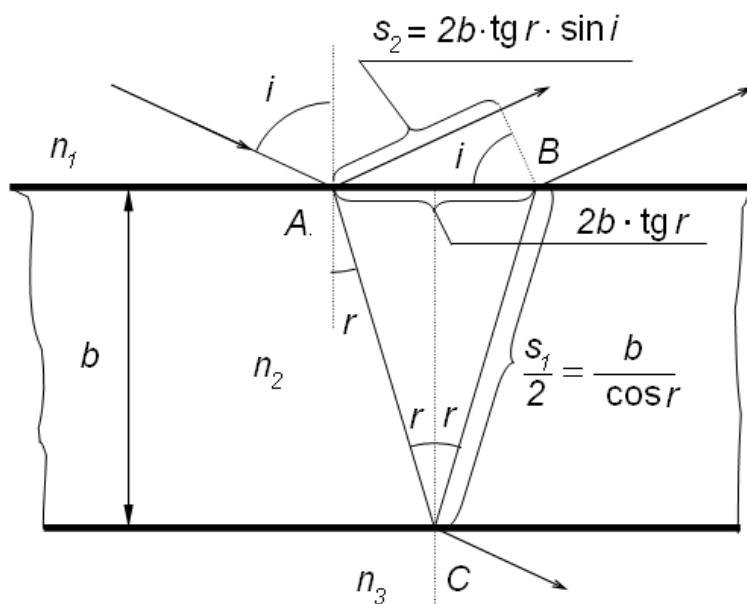


Рис. 3.4. Пример падения из воздуха параллельного пучка монохроматических лучей когерентных волн на тонкую прозрачную плоскопараллельную пластину (пленку)

Для определенности будем считать, что под пленкой находится оптически более плотная среда с показателем преломления $n_3 > n_2$. Луч света, падающий на прозрачную пластинку, частично отражается и частично преломляется. Преломленный луч, отражаясь от нижней поверхности пластинки, идет к верхней и преломляется на ней второй раз. Таким образом получаются два луча. Если источник света естественный, то необходимым условием когерентности является малая толщина пластинок (интерференция в тонких пленках). При освещении лазерным лучом это ограничение отпадает.

При определении оптической разности хода необходимо учитывать изменение фазы отраженной волны на противоположную, если отражение происходит от оптически более плотной среды.

Для $n_1 = 1$ и $n_3 > n_2$ оптическая разность хода $\Delta = n_2 S_2 - S_1$. После преобразований с учетом закона преломления и тригонометрических формул получим:

$$\Delta = 2b\sqrt{n_2^2 + \sin^2 i}. \quad (3.8)$$

Если $n_3 < n_2$, тогда:

$$\Delta = 2b\sqrt{n_2^2 + \sin^2 i} - \lambda_g / 2. \quad (3.9)$$

Здесь $\lambda_g/2$ появилась за счет изменения фазы волны на противоположную при отражении в точке А ($\lambda_g = cT$ – длина световой волны в вакууме). Связь разности фаз δ и разности хода Δ : $\delta = 2\pi\Delta / \lambda_g$.

Падение лучей под небольшими углами на пленку, нанесенную на оптически более плотную среду, имеет практический интерес для конструирования безотражательных фотообъективов с максимальным прохождением световой энергии в фотокамеру.

Такие объективы с нанесенной тонкой пленкой называются просветленной оптикой.

Если толщина пленки, на которую падает, свет каким-либо образом изменяется, то при малейшем смещении наблюдателя он под тем же углом будет видеть на ее поверхности чередование светлых и темных пятен. В частности, если сечение пленки клинообразное, ее поверхность

кажется наблюдателю покрытой темными и светлыми полосами, параллельными ребру клина.

3.3.3. Кольца Ньютона – пример наблюдения интерференционной картины

Кольца Ньютона являются исторически первым примером наблюдения интерференционной картины полос равной толщины. Геометрия наблюдения этих колец чрезвычайно проста, см. рис. 3.5.

Кольца Ньютона — кольцеобразные интерференционные максимумы и минимумы, появляющиеся вокруг точки касания слегка изогнутой выпуклой линзы, сферическая поверхность которой имеет большой радиус кривизны, и плоскопараллельной пластины при прохождении света сквозь линзу и пластину.

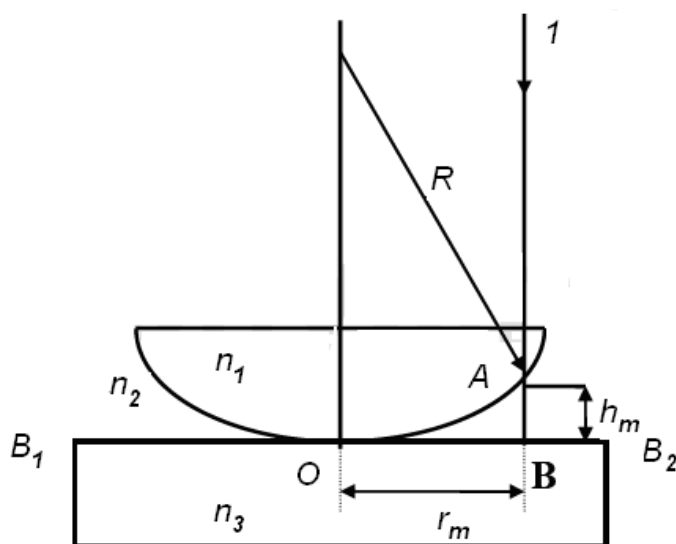


Рис. 3.5. К расчету радиуса колец Ньютона. $B_1 B_2$ – верхняя плоская поверхность стеклянной пластины.

Если на систему падает пучок света 1, то лучи, отраженные от верхней и нижней границ воздушного зазора (не показаны на рис. 3.5.), будут интерферировать. Полосы имеют вид чередующихся светлых и темных колец убывающей ширины с центром в точке касания поверхностей O . Вследствие изменения фазы на π при отражении от плоской стеклянной поверхности $B_1 B_2$ центр интерференционной картины оказывается темным (геометрическая разность хода равна нулю). Такие ин-

терференционные полосы впервые наблюдал Гук, а Ньютон установил зависимость размеров колец от кривизны линзы.

Легко рассчитать радиусы колец Ньютона. Пусть R – радиус кривизны выпуклой поверхности линзы. Толщина зазора h_m , соответствующая кольцу с порядком m , связана с радиусом этого кольца r_m соотношением

$$h_m = R - \sqrt{R^2 + r_m^2} \approx \frac{r_m^2}{2R} \quad (3.10)$$

если ограничиться первыми двумя членами разложения в ряд Тейлора $r_m^2 \ll R^2$. При приблизительно нормальном падении света и малом наклоне поверхности линзы к поверхности пластинки условие образования интерференционных полос в случае воздуха ($n \approx 1$) имеет вид

$$2h_m + \frac{\lambda}{2} = m\lambda. \quad (3.11)$$

Согласно выражениям (3.10) и (3.11), для радиусов колец получаем:

$$r_m^2 = R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right), \quad (3.12)$$

где $m = 1/2, 3/2, 5/2 \dots$ для темных колец и $m = 0, 1, 2, \dots$, для светлых колец.

Из выражения (3.12) видно, что, например, радиусы темных колец пропорциональны квадратному корню из положительных целых чисел, а расстояние между соседними кольцами уменьшается с увеличением порядка интерференционных полос.

Если между линзой и пластинкой в области соприкосновения находится (случайным образом) пылинка или микрочастица с характерным размером δ , то возникает добавочная разность хода 2δ и выражение (3.12) имеет вид:

$$r_m^2 = R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right) + 2\delta R, \quad (3.13)$$

Причем наблюдаемые порядки интерференционных полос определяются условием $\lambda (m - 0,5) \geq \delta$, если не нарушено условие временной когерентности. Измеряя радиусы колец, соответствующие различным порядкам, и зная длину волны света, можно определить радиус кривизны линзы из соотношения

$$R = \frac{r_{m+\Delta m}^2 - r_m^2}{\Delta m \lambda}, \quad (3.14)$$

где Δm – изменение порядка интерференционных полос.

В случае освещения светом, содержащим две квазимонохроматические компоненты с близкими длинами волн λ_1 и $\lambda_2 > \lambda_1$, каждая компонента образует свою интерференционную картину.

По мере удаления от центра интерференционные кольца от различных компонент света расходятся. В результате перекрытия колец различных порядков возникают периодические изменения "видности" интерференционной картины (узлы и пучности или световые биения).

Первое от центра размытие происходит тогда, когда радиус светлого кольца порядка m для длины волны λ_1 совпадает с радиусом темного кольца порядка $(m - 0,5)$ для длины волны λ_2 . Отсюда следует, что

$$\lambda_2 \left(m - \frac{1}{2}\right) = \lambda_1 m. \quad (3.15)$$

Так как каждое кольцо имеет заметную ширину и в нем осуществляется плавный переход от максимума к минимуму, то область размытия имеет некоторую протяженность. Очевидно, что из условия возникновения второго размытия следует:

$$\lambda_2 \left(m' - \frac{1}{2}\right) = \lambda_1 (m' + 1). \quad (3.16)$$

Из выражений (3.15) и (3.16) получаем, что:

$$\Delta m = m' - m = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (3.17)$$

где Δm – изменение порядка интерференционных полос между соседними размытыми участками.

При освещении белым светом кольца окрашены и число наблюдаемых колец невелико, так как при больших m происходит настолько сложное наложение колец разных длин волн, что интерференционная картина исчезает, кроме того, на белом свете легко нарушается условие временной когерентности.

Кольца Ньютона используют для измерения радиусов кривизны поверхностей, измерения длин волн света и показателей преломления.

В некоторых случаях (например, при сканировании изображений на плёнках или оптической печати с негатива) кольца Ньютона представляют собой нежелательное явление.

3.3.4. Некоторые применения интерференции

Применения интерференции очень важны и обширны.

Существуют специальные приборы – интерферометры, действие которых основано на явлении интерференции. Назначение их может быть различным: точное измерение длин световых волн, измерение показателя преломления газов и других веществ. Имеются интерферометры специального назначения.

Мы остановимся только на двух применениях интерференции.

Проверка качества обработки поверхностей

С помощью интерференции можно оценить качество обработки поверхности изделия с точностью до $1/10$ длины волны, т. е. с точностью до 10^{-6} см. Для этого нужно создать тонкую клиновидную прослойку воздуха между поверхностью образца и очень гладкой эталонной пластиной. Тогда неровности поверхности размером до 10^{-6} см вызовут заметные искривления интерференционных полос, образующихся при отражении света от проверяемой поверхности и нижней грани эталонной пластины.

Просветление оптики

Объективы современных фотоаппаратов и кинопроекторов, перископы подводных лодок и различные другие оптические устройства состоят из большого числа оптических стекол - линз, призм и др. Проходя

через такие устройства, свет отражается от многих поверхностей. Число отражающих поверхностей в современных фотообъективах превышает 10, а в перископах подводных лодок доходит до 40. При падении света перпендикулярно поверхности доля отраженной от нее энергии составляет 5 – 9 % от всей энергии. Поэтому сквозь прибор часто проходит всего 10 – 20 % поступающего в него света. В результате этого освещенность изображения получается малой. Кроме того, ухудшается качество изображения. Часть светового пучка после многократного отражения от внутренних поверхностей все же проходит через оптический прибор, но рассеивается и уже не участвует в создании четкого изображения. На фотографических изображениях, например, по этой причине образуется «вуаль».

Для устранения этих последствий отражения света от поверхности оптических стекол надо уменьшить долю отражаемой энергии света. Даемое прибором изображение делается при этом ярче, «просветляется». Отсюда и происходит термин просветление оптики.

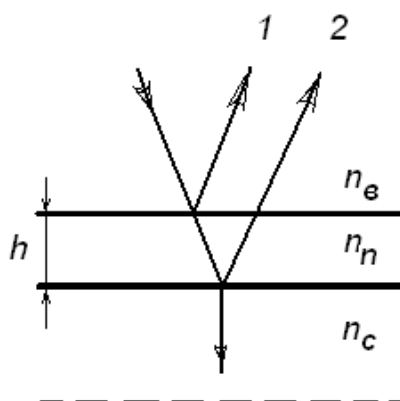


Рис. 3.6. Нормальное падение света на пленку

Просветление оптики основано на интерференции. На поверхность оптического стекла, например линзы, наносят тонкую пленку с показателем преломления n_n , меньшим показателя преломления стекла n_c . Для простоты рассмотрим нормальное падение света на пленку (рис. 3.6.).

Разность хода световых волн 1 и 2, отраженных от верхней и нижней поверхностей пленки, равна удвоенной толщине пленки $2h$. Длина волны λ_n , в пленке меньше длины волны λ в вакууме в n раз: $\lambda_n = \lambda/n_n$

Для того чтобы волны 1 и 2 ослабляли друг друга, разность хода должна равняться половине длины волны в пленке: $2h = \lambda_n / 2 = \lambda_n / 2 n_n$

Если амплитуды обеих отраженных волн одинаковы или очень близки друг к другу, то гашение света будет полным. Чтобы добиться этого, подбирают соответствующим образом показатель преломления пленки, так как интенсивность отраженного света определяется отношением коэффициентов преломления двух граничащих сред.

На линзу при обычных условиях падает белый свет. Выражение $2h = \lambda_n / 2 = \lambda_n / 2 n_n$ показывает, что требуемая толщина пленки зависит от длины волны. Поэтому осуществить гашение отраженных волн всех частот невозможно. Толщину пленки подбирают так, чтобы полное гашение при нормальном падении имело место для длин волн средней части спектра (зеленый цвет, $\lambda_3 \approx 5,5 \cdot 10^{-5}$ см), она должна быть равна четверти длины волны в пленке (практически наносят слой, толщина которого на целое число длин волн больше, это удобнее): $h = \lambda_3 / 4 n_n$.

Отражение света крайних участков спектра – красного и фиолетового – ослабляется незначительно. Поэтому объектив с просветленной оптикой в отраженном свете имеет сиреневый оттенок. Сейчас даже дешевые фотоаппараты имеют просветленную оптику. Гашение света светом не означает превращение световой энергии в другие формы. Как и при интерференции механических волн, гашение волн друг другом в данном участке пространства означает, что световая энергия сюда просто не поступает. Гашение отраженных волн у объективов с просветленной оптикой означает, что весь свет проходит сквозь объектив.

В настоящее время однослойное просветление часто используется для лазерной оптики, рассчитанной на работу в узком спектральном диапазоне. Используя стекла с относительно высоким показателем преломления и напыляя пленку фторида бария, удается добиться минимальной отражающей способности около 1 %. Главным преимуществом такого просветления является его дешевизна. Многослойное просветляющее покрытие представляет собой последовательность чередующихся слоев (их число достигает более 15) из двух (или более) материалов с различными показателями преломления. Многослойные просветляющие покрытия характеризуются низкими потерями на отражение (узкополосные покрытия для лазерной оптики с отражательной способностью около 0,2 % и менее, широкополосные – до 0,5 %). Основное преимущество многослойного просветления применительно к фотографической и наблюдательной оптике – малая зависимость отражательной способности от длины волны в пределах видимого спектра (на графике отражатель-

ной способности от длины волны наблюдаются два и более минимума, разделенных небольшими максимумами, а за пределами рабочей полосы наблюдается сильный рост отражательной способности), что существенно уменьшает искажения цвета. Отражения от поверхности линз с многослойным просветлением в зависимости от качества имеют различные оттенки зеленого и фиолетового цвета, вплоть до очень слабых серо-зеленоватых у объективов последних годов выпуска. Оптика с многослойным просветлением ранее маркировалась буквами МС (например, МС Мир-47М 2,5/20). В настоящее время специальное обозначение многослойного просветления встречается редко, так как его использование стало стандартом. Иногда встречаются "фирменные" обозначения особых его разновидностей SMC (Pentax), Super Integrated Coating, Nano (Nikon) и другие. В состав многослойного просветляющего покрытия, помимо собственно просветляющих слоев, обычно входят вспомогательные слои – улучшающие сцепление со стеклом, защитные, гидрофобные и др. Некоторые оптические материалы, используемые в инфракрасном диапазоне, имеют очень большой показатель преломления. Например, у германия показатель преломления близок к 4. Такие материалы требуют обязательного просветления.

Технология нанесения покрытий

Применяется, как правило, катодное распыление или плазменное осаждение методом бомбардировки ионизированными атомно-молекулярными элементами выбранным составом материала в глубоком вакууме в сильном, постоянном электростатическом поле. Создание расчётной толщины контролируемой тончайшей плёнки или нескольких плёнок одна поверх другой (измеряется в нанометрах в зависимости от расчётной величины длины волны проходящего луча света). Коэффициент преломления покрытий всегда меньше коэффициента преломления оптического стекла линз. Данная технология аналогична получению дихроических стекол.

3.4. Дифракция света

Дифракция (от лат. diffractus – преломленный) – любые отклонения при распространении волн (света) от законов геометрической оптики, т.е. загибание света в область геометрической тени.

Причина дифракции, как и интерференции, – суперпозиция волн, которая приводит к перераспределению интенсивности. Если число интерферирующих источников конечно, то говорят об интерференции волн. При непрерывном распределении источников говорят о дифракции волн. Дифракция проявляется у волн любой природы.

Дифракция света может быть объяснена только с волновой точки зрения. Дифракция приводит к тому, что вместо резкой границы между светом и тенью, как это следует из геометрической оптики, получается размытая, сложным образом освещенная область.

3.4.1 Дифракция Френеля и Фраунгофера

Если λ – длина волны, b – размеры препятствия, L – расстояние от препятствия до точки наблюдения, то различают следующие ситуации:

$$\frac{b^2}{L\lambda} = \begin{cases} \gg 1 - \text{геометрическая оптика,} \\ :1 - \text{дифракция Френеля,} \\ \ll 1 - \text{дифракция Фраунгофера.} \end{cases} \quad (3.18)$$

3.4.2. Принцип Гюйгенса-Френеля

Строгое решение любой дифракционной задачи для световых волн сводится к нахождению решения уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями.

В оптике большое значение имеет приближенное решение дифракционных задач, основанное на принципе Гюйгенса-Френеля:

1. Каждая точка, до которой доходит волна, служит источником вторичных сферических волн, огибающая которых дает положение волнового фронта в следующий момент времени (Х. Гюйгенс, 1678 г.).

2. Амплитуда результирующей волны в любой точке пространства может быть найдена как результат интерференции всех вторичных волн, с учетом их фаз и амплитуд (О. Френель, 1818 г.).

Математическая формулировка принципа Гюйгенса-Френеля

Пусть S - волновая поверхность, не закрытая препятствием, P - точка наблюдения (рис. 3.7.а).

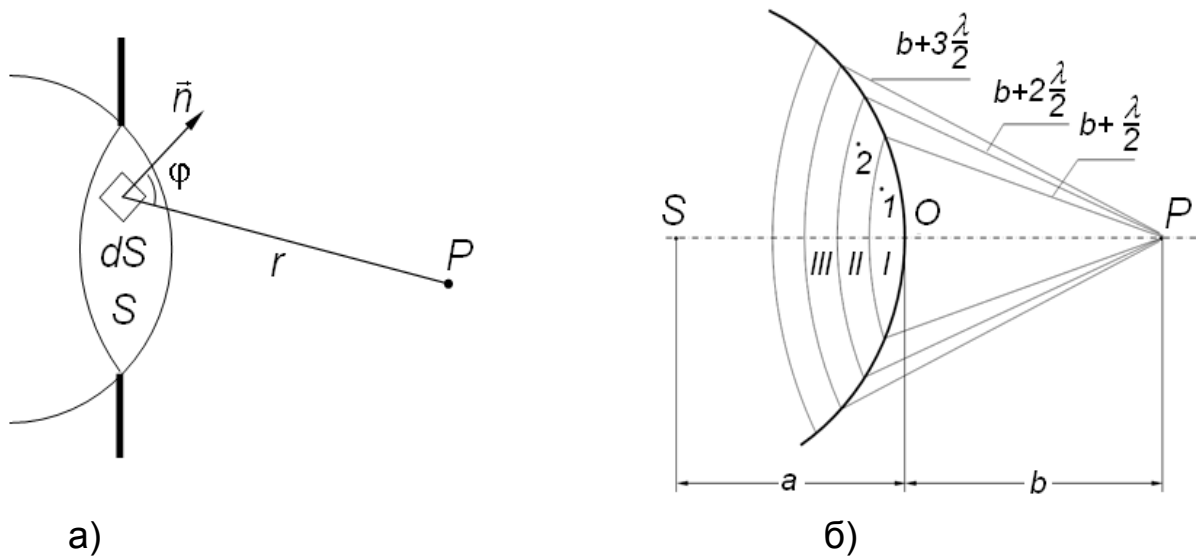


Рис. 3.7. К формулировке принципа Гюйгенса-Френеля

Тогда элемент поверхности dS возбudit в точке P колебание:

$$dE = k(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0).$$

Результирующее колебание:

$$E = \int_S dE = \int_S k(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS. \quad (3.19)$$

Здесь $k(\varphi)$ определяет зависимость амплитуды dE от угла между нормалью к площадке dS и направлением на точку P . Множитель a_0 дает амплитуду светового колебания в том месте, где находится dS . Величины ω и k - круговая частота и волновое число сферической волны, распространяющейся от элемента dS .

Зоны Френеля

Вычисление интеграла в пункте в общем случае - трудная задача. В случаях, если в задаче существует симметрия, амплитуду результирующего колебания можно найти методом зон Френеля, не прибегая к вычислению интеграла.

Пусть от источника света S (рис. 3.5. б) распространяется монохроматическая сферическая волна, P - точка наблюдения. Через точку O проходит сферическая волновая поверхность. Она симметрична относительно прямой SP . Разобьем эту поверхность на кольцевые зоны I, II, III и т.д. так, чтобы расстояния от краев зоны до точки P отличались на $\lambda/2$ - половину длины световой волны. Это разбиение было предложено О. Френелем и зоны называют зонами Френеля. Что дает такое разбиение для расчета интенсивности в точке P ?

Возьмем произвольную точку 1 в первой зоне Френеля. В зоне II найдется, в силу правила построения зон, такая соответствующая ей точка, что разность хода лучей, идущих в точку P от точек 1 и 2, будет равна $\lambda/2$. Вследствие этого колебания от точек 1 и 2 погасят друг друга в точке P . Из геометрических соображений следует, что при не очень больших номерах зон их площади примерно одинаковы. Значит, каждой точке первой зоны найдется соответствующая ей точка во второй, колебания которых погасят друг друга. Амплитуда результирующего колебания, приходящего в точку P от зоны с номером m , уменьшается с ростом m , т.е. $A_1 > A_2 > A_3 \dots A_{m-1} > A_m > A_{m+1} \dots$. Происходит это из-за увеличения с ростом m угла между нормалью к волновой поверхности и направлением на точку P . Значит, гашение колебаний соседних зон будет не совсем полным.

3.4.3. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Пусть на пути сферической световой волны, испускаемой источником S , расположен непрозрачный экран с круглым отверстием радиуса r_0 . Если отверстие открывает четное число зон Френеля, то в точке P будет наблюдаться минимум, так как все открытые зоны можно объединить в соседние пары, колебания которых в точке P приблизительно гасят друг друга. При нечетном числе зон в точке P будет максимум, так как колебания одной зоны останутся не погашенными (рис. 3.8.).

Можно показать, что радиус зоны Френеля с номером m при не очень больших m :

$$r = \sqrt{\frac{ab}{a+b} \cdot m\lambda}. \quad (3.20)$$

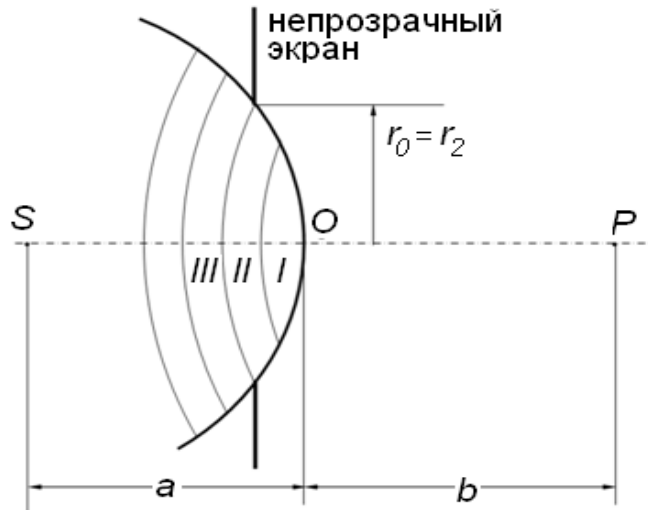


Рис. 3.8. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Расстояние "a" примерно равно расстоянию от источника до преграды, расстояние "b" - от преграды до точки наблюдения P. Если отверстие оставляет открытым целое число зон Френеля, то, приравняв r_0 и r_m , получим формулу для подсчета числа открытых зон Френеля:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (3.21)$$

При m четном в точке P будет минимум интенсивности, при нечетном - максимум.

3.4.4. Дифракция Фраунгофера на щели

В случае дифракции Фраунгофера параметр $b^2/(L\lambda) \ll 1$. Это значит, что если размер препятствия $b \sim \lambda$, то расстояние до экрана наблюдения $L \gg b$. Пусть на длинную щель шириной b падает плоская монохроматическая волна с длиной λ (рис. 3.9.а). Поместим между щелью и экраном наблюдения линзу так, чтобы экран наблюдателя находился в фокальной плоскости линзы. Линза позволяет наблюдать на экране дифракцию в параллельных лучах ($L \rightarrow \infty$). Собирающая линза обладает свойством, называемым *таутохронностью*: лучи, идущие от волновой поверхности AC до точки наблюдения P, имеют одинаковую оптическую длину. Таким образом, результат суперпозиции вторичных волн, кото-

рый определяет амплитуду колебаний световой волны в точке P , зависит от разности хода, набегавшей в треугольнике ABC .

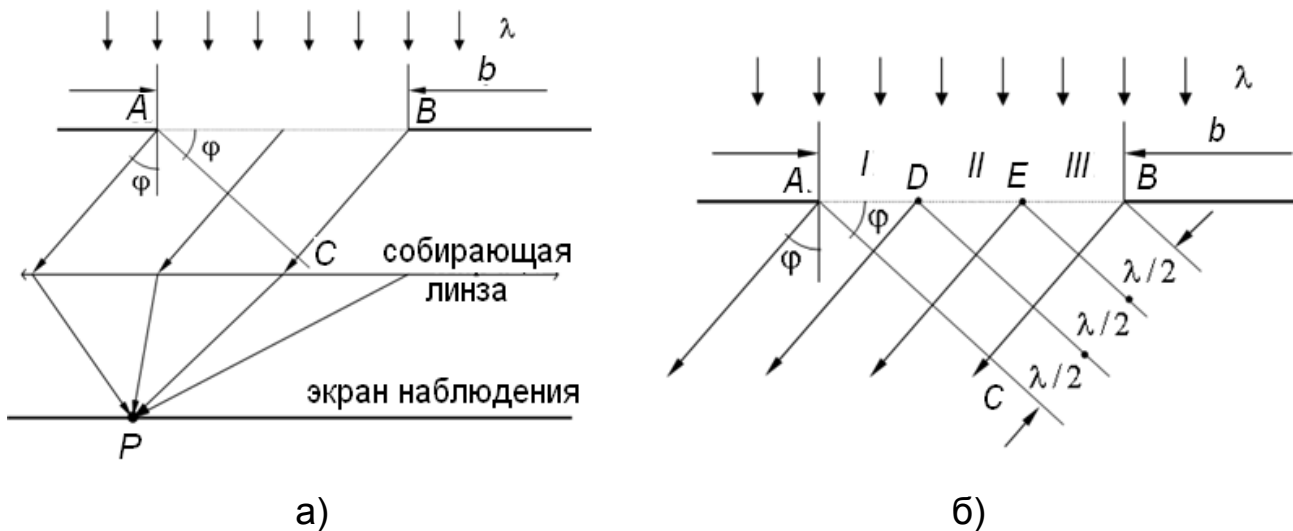


Рис. 3.9. К определению дифракции Фраунгофера на щели

Для нахождения положений максимумов и минимумов интенсивности воспользуемся методом зон Френеля: разобьем сторону BC на отрезки длиной $\lambda/2$ (рис. 3.9.б). Из концов этих отрезков проведем линии, параллельные фронту вторичной плоской волны, идущей под углом φ . Эти линии разобьют AB - фронт первичной плоской волны на зоны Френеля. На рисунке их изображено три: AD , DE и EB . Число зон Френеля k зависит от λ и длины отрезка $BC = b \sin \varphi$. Если k целое, то $b \cdot \sin \varphi = k \frac{\lambda}{2}$.

При четном числе зон Френеля $k = 2m$, где $m = \pm 1, \pm 2 \dots$ зоны можно разбить на соседние пары, которые гасят друг друга. Следовательно условие минимума при дифракции Фраунгофера на щели имеет вид:

$$b \cdot \sin \varphi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2 \dots \quad (3.22)$$

При нечетном $k = 2m + 1$ одна зона остается без пары и ее колебания не будут погашены, следовательно, условие максимума при дифракции Фраунгофера на щели будет иметь вид:

$$b \cdot \sin \varphi = m\lambda + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.23)$$

Обратим внимание, что условия формально противоположны условиям максимумов и минимумов при интерференции от двух источников. Определим зависимость интенсивности дифракционной картины от угла дифракции φ (рис. 3.10).

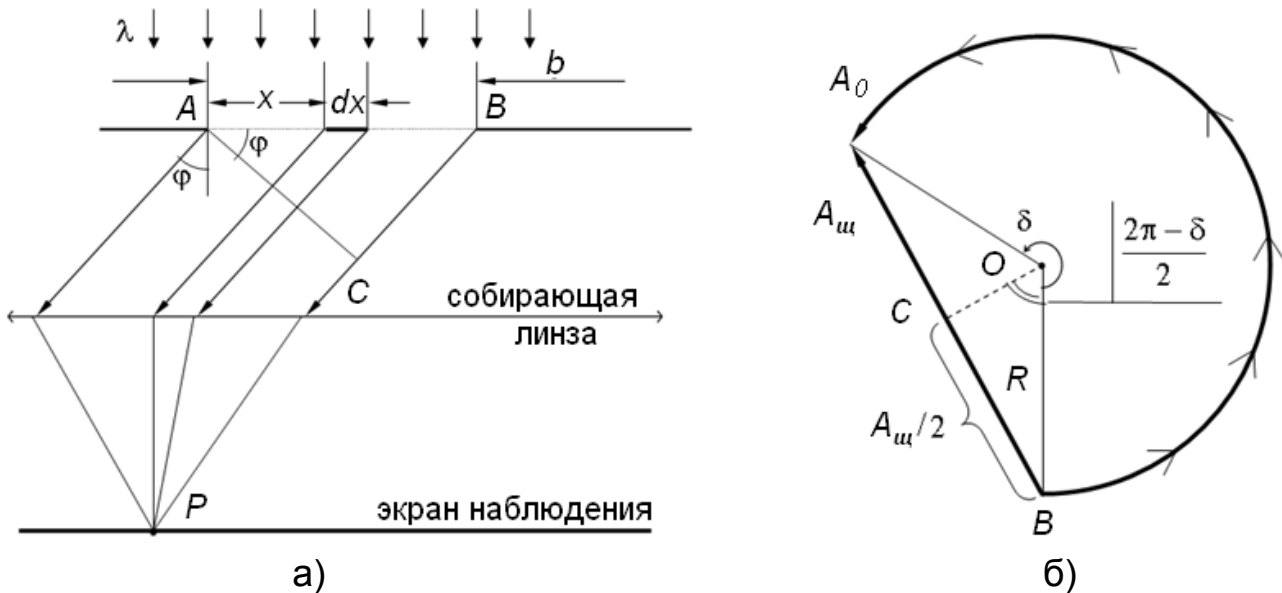


Рис. 3.10. К определению зависимости интенсивности дифракционной картины от угла дифракции φ (а) и векторная диаграмма колебаний, посылаемых этими полосками в точку наблюдения (б)

Разобьем щель на полоски шириной dx (рис. 3.10 а) и изобразим векторную диаграмму колебаний, посылаемых этими полосками в точку наблюдения P (рис. 3.10 б). При $\varphi = 0$ колебания от всех полосок будут иметь одинаковую фазу. Результирующее колебание в точке P получится в результате сложения сонаправленных бесконечно малых векторов. Векторная диаграмма в этом случае будет иметь вид вектора длиной A_0 . Для колебаний приходящих от щели в точку наблюдения P , расположенную под углом φ , векторная диаграмма имеет вид дуги окружности длиной A_0 . Замыкающий эту дугу вектор $A_{щ}$ является амплитудой результирующего колебания от щели при произвольном угле φ . Фазовый угол δ соответствует максимальной разности хода, равной $\Delta = b \sin \varphi$.

Так как $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}$, то:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} b \cdot \sin \varphi. \quad (3.24)$$

Величину вектора A_{ω} легко найти из геометрических соображений:

$$A_{\omega} = A_0 \left| \frac{\sin(\delta/2)}{\delta/2} \right|.$$

Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, то:

$$I_{\omega}(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2(\delta/2)}{(\delta/2)^2}. \quad (3.25)$$

Учитывая связь δ с разностью хода Δ , получим связь интенсивности дифрагировавшего света с параметрами разбираемой задачи:

$$I_{\omega}(j) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)^2}. \quad (3.26)$$

Здесь I_0 – интенсивность при $\varphi = 0$. График этой функции в осях $I - \sin\varphi$ имеет следующий вид:

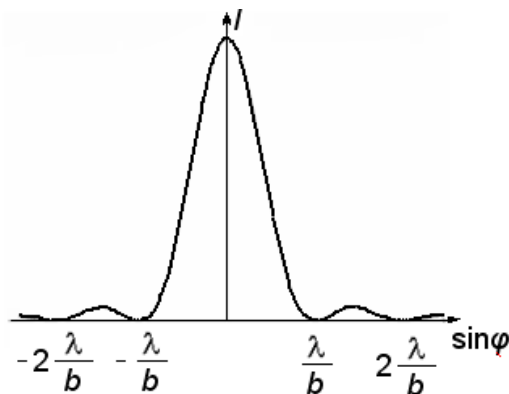


Рис. 3.11. Зависимость интенсивности дифрагировавшего света угла от φ

3.4.5. Дифракционные решетки

Дифракционная решетка - это совокупность большого числа одинаковых щелей, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние

(рис. 3.12). Расстояние d между соответственными точками соседних щелей называют периодом решетки: $d = a + b$.

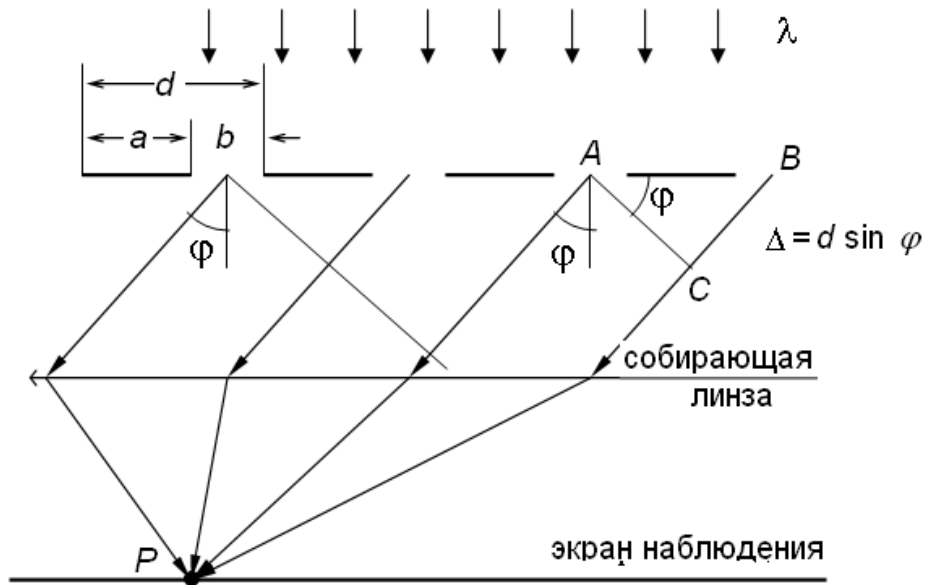


Рис. 3.11. Пример дифракционной решетки

Пусть на дифракционную решетку с числом щелей N падает по нормали параллельный пучок света (плоская волна) с длиной волны λ . Между экраном и решеткой поместим собирающую линзу. Экран расположим в фокальной плоскости линзы. По принципу Гюйгенса-Френеля для нахождения амплитуды результирующего колебания в какой-либо точке P экрана наблюдения надо найти результат интерференции всех вторичных волн, с учетом их фаз и амплитуд. Линза собирает в точке P все параллельные лучи, идущие от решетки под углом φ .

Каждая щель создает колебания с амплитудой, зависящей от φ :

$$A_{щ} = A_0 \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)} \right|.$$

Разность хода лучей, идущих от соответственных точек соседних щелей: $\Delta = d \cdot \sin \varphi$. При выполнении условия максимума имеем $\Delta = m \cdot \lambda$ и тогда условие главного максимума для дифракционной решетки будет иметь следующий вид:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda, m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.27)$$

Целое число m называют порядком максимума. Колебания от соседних щелей при выполнении условия максимума в точку P будут приходить в одинаковой фазе. Результирующая амплитуда A_p , создаваемая в точке P решеткой будет в N раз больше амплитуды от одной щели:

$$A_p = N \cdot A_{щ}. \quad (3.28)$$

Интенсивность света:

$$I_p \sim A_p^2 = N^2 \cdot A_{щ}^2 \sim N^2 \cdot I_{щ}, \quad (3.29)$$

будет в N^2 раз больше, чем интенсивность $I_{щ}$, создаваемая одной щелью.

Приведем далее зависимость амплитуды результирующего колебания, создаваемого решеткой для угла φ . Амплитуда результирующего колебания от N щелей, $A_p(\varphi)$, есть результат многолучевой интерференции. Таким образом:

$$A_p(\varphi) = A_{щ}(\varphi) \frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\frac{\delta}{2}}.$$

Здесь δ - разность фаз колебаний, идущих в точку P от соответственных точек соседних щелей. Связь δ с Δ с учетом геометрии имеет вид:

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi \Rightarrow \delta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi.$$

В итоге можно получить зависимость амплитуды результирующего колебания, создаваемого решеткой для угла φ в виде:

$$A_p(\varphi) = A_0 \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi} \right| \cdot \left| \frac{\sin\left(N\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)} \right|. \quad (3.30)$$

Из (3.30) можно получить выражение для результирующей интенсивности I_p :

$$I_p(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(N\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin^2\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}. \quad (3.31)$$

Формально получить условия, при которых будут наблюдаться минимумы можно, если проанализировать на минимум выражение (3.31) для $I(\varphi)$. Анализ дает следующие результаты:

- а) $b \cdot \sin \varphi = \pm k \cdot \lambda$, $k = 1, 2, \dots$ – это условие минимума для щели;
- б) $d \cdot \sin \varphi = \pm(m + 1/2) \cdot \lambda$, $m = 1, 2, \dots$ – это условие главного минимума для решетки. При выполнении этого условия колебания от соседних щелей приходят в точку P в противофазе и попарно гасят друг друга;
- в) $d \cdot \sin \varphi = \pm(k' / N) \cdot \lambda$, $k' = 1, 2, \dots$ – целое число не кратное N . Это условие добавочных минимумов. При k' кратном N получим условие максимума. При выполнении условия добавочных минимумов векторная диаграмма сложения колебаний от N щелей замыкается: конец N -го вектора попадает в начало 1-го и результирующая амплитуда равна нулю.

Если в условии добавочных минимумов (в) положить $k' = 1, N \pm 1, 2N \pm 1, \dots$, т.е. $k' = mN \pm 1$, $m = 0, 1, 2, \dots$, то получим условие для добавочных минимумов, ближайших к главным максимумам порядка m :

$$d \cdot \sin \varphi = \pm(m \pm 1/N) \cdot \lambda = \pm m\lambda \pm \lambda / N.$$

При разности хода $d \cdot \sin \varphi$ равной $\pm m\lambda$ наблюдается главный максимум порядка m . Добавка к разности хода величины λ/N дает условие минимума, ближайшего к главному максимуму. Эта добавка тем меньше, чем больше N - число щелей решетки, принимающих участие в образовании интерференционной картины. У хороших решеток $d \approx 10^{-6}$ м и при длине решетки $l_p = 1$ см число щелей $N = l_p/d = 10000$, что дает очень узкие главные максимумы, необходимые в спектральных приборах.

Приведем далее график зависимости интенсивности $I_p(\sin \varphi)$. Для наглядности графика возьмем решетку с очень малым числом щелей, $N = 4$. Пусть, для определенности, постоянная решетки d в четыре раза больше ширины щели b , т.е. $d = 4b$, а длина волны $\lambda = b/2$. Найдем зна-

чения $\sin\varphi$, при которых будут наблюдаться максимумы и минимумы от такой решетки.

Минимумы для щели:

$$\sin\varphi = \pm k \cdot \lambda / b = \pm k / 2, \quad k = 1, 2.$$

Главные максимумы решетки:

$$\sin\varphi = \pm m \cdot \lambda / d = \pm m / 8, \quad m = 1, 2, 3, 4.$$

Главные минимумы решетки:

$$\sin\varphi = \pm \left(\frac{m \cdot \lambda}{d} + \frac{\lambda}{2d} \right) = \pm (2m + 1) / 16, \quad m = 1, 2, 3.$$

Добавочные минимумы решетки:

$$\sin\varphi = \pm k' \lambda / Nd = k' / 32, \quad k' = 1, 2, 4, \dots, \quad k' - \text{не кратно } 4.$$

График зависимости интенсивности дифракционной картины от $\sin\varphi$ изображена на рисунке 3.13. сплошной линией. Штриховая линия – огибающая дифракционной картины – это интенсивность дифракционной картины от одной щели, помноженная на $N^2 = 4^2 = 16$.

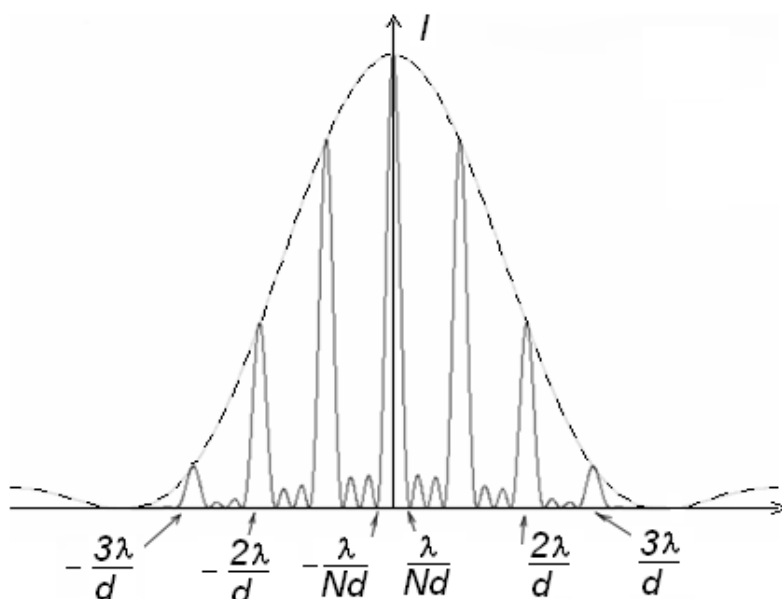


Рис. 3.13. График зависимости интенсивности дифракционной картины от $\sin\varphi$

3.4.6. Понятие о голографии

Принципы оптической голографии

Голография (от греч. «полная запись») — особый способ записи и последующего восстановления волнового поля, основанный на регист-

рации интерференционной картины. Она обязана своим возникновением законам волновой оптики — законам интерференции и дифракции.

Этот принципиально новый способ фиксирования и воспроизведения пространственного изображения предметов изобретен английским физиком Д. Габором (1900—1979) в 1947 г. (Нобелевская премия 1971 г.). Экспериментальное воплощение и дальнейшая разработка этого способа (Ю. Н. Денисюком в 1962 г. и американскими физиками Э. Лейтом и Ю. Упатниексом в 1963 г.) стали возможными после появления в 1960 г. источников света высокой степени когерентности — лазеров.

Рассмотрим элементарные основы принципа голографии, т. е. регистрации и восстановления информации о предмете. Для регистрации и восстановления волны необходимо уметь регистрировать и восстанавливать амплитуду и фазу идущей от предмета волны. Известно, что распределение интенсивности в интерференционной картине определяется как амплитудой интерферирующих волн, так и разностью их фаз. Поэтому для регистрации как фазовой, так и амплитудной информации кроме волны, идущей от предмета (так называемой предметной волны), используют еще когерентную с ней волну, идущую от источника света (так называемую опорную волну).

Идея голографирования состоит в том, что фотографируется распределение интенсивности в интерференционной картине, возникающей при суперпозиции волнового поля объекта и когерентной ему опорной волны известной фазы. Последующая дифракция света на зарегистрированном распределении почернений в фотослое восстанавливает волновое поле объекта и допускает изучение его при отсутствии объекта.

Практически эта идея может быть осуществлена с помощью принципиальной схемы, показанной на рис. 3.14а. Лазерный пучок делится на две части, причем одна его часть отражается зеркалом на фотопластинку (опорная волна), а вторая попадает на фотопластинку, отразившись от предмета (предметная волна). Опорная и предметная волны, являясь когерентными и накладываясь друг на друга, образуют на фотопластинке интерференционную картину. После проявления фотопластинки и получается голограмма — зарегистрированная на фотопластинке интерференционная картина, образованная при сложении опорной и предметной волн.

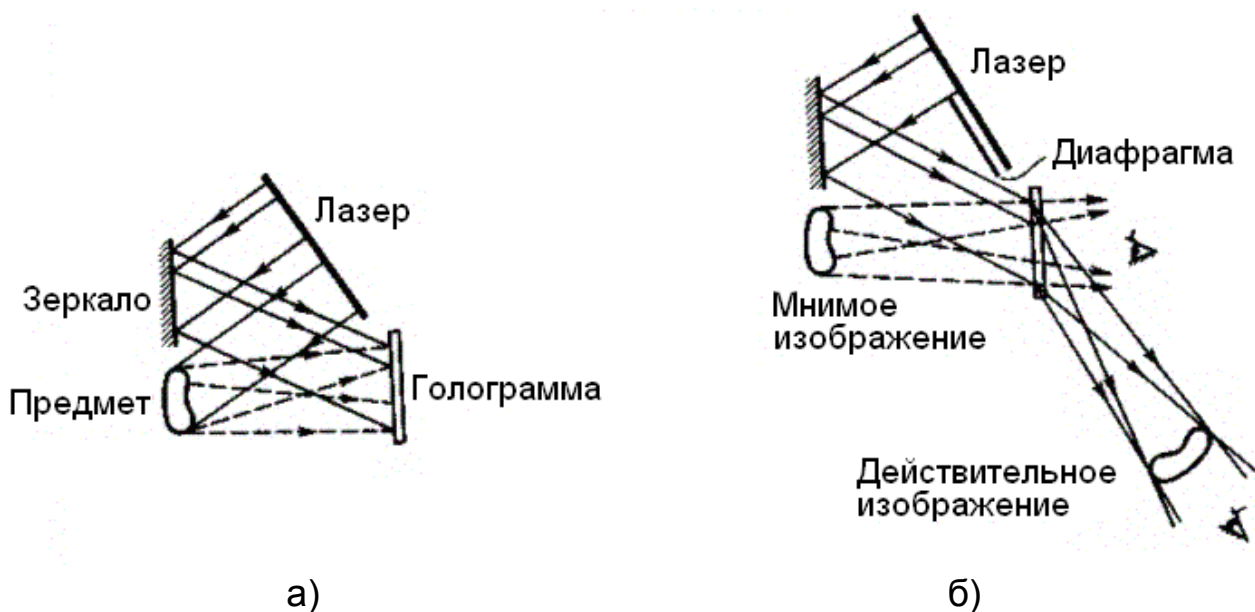


Рис. 3.14. Схема голографии

Для восстановления изображения (рис. 3.14 б) голограмма помещается в то же положение, где она находилась до регистрации. Ее освещают опорным пучком того же лазера (вторая часть лазерного пучка перекрывается диафрагмой). В результате дифракции света на интерференционной структуре голограммы восстанавливается копия предметной волны, образующая объемное (со всеми присущими предмету свойствами) мнимое изображение предмета, расположенное в том месте, где предмет находился при голографировании. Кроме того, восстанавливается и действительное изображение предмета, имеющее рельеф, обратный рельефу предмета, т. е. выпуклые места заменены вогнутыми, и наоборот (если наблюдение ведется справа от голограммы).

Отметим несколько очень важных свойств голографического способа записи информации.

1. Голографический способ записи изображения чувствителен к фазам предметных волн, поэтому в голограмме содержится информация о расстоянии любой точки предмета до фотопластинки. Это позволяет передавать объемность предмета. На пластинке с размерами, близкими к размерам обычной фотографии, содержится информация о бесчисленном множестве изображений предмета, соответствующих его наблюдению с разных точек.

2. Чувствительность метода к фазам предметной волны обусловлена прежде всего тем, что записывается картина интерференции этой волны с опорной, фаза которой известна.

3. Восстановление предметной волны возможно с любого малого участка голограммы. При этом, чем больше размер участка, тем большая четкость изображения возможна.

Обычно пользуются мнимым голографическим изображением, которое по зрительному восприятию создает полную иллюзию существования реального предмета. Рассматривая из разных положений объемное изображение предмета, даваемое голограммой, можно увидеть более удаленные предметы, закрытые более близкими из них (заглянуть за ближние предметы). Это объясняется тем, что, перемещая голову в сторону, мы воспринимаем изображение, восстановленное от периферической части голограммы, на которую при экспонировании падали также и лучи, отраженные от скрытых предметов. Голограмму можно расколоть на несколько кусков. Но даже малая часть голограммы восстанавливает полное изображение. Однако уменьшение размеров голограммы приводит к ухудшению четкости получаемого изображения. Это объясняется тем, что голограмма для опорного пучка служит дифракционной решеткой, а при уменьшении числа штрихов дифракционной решетки (при уменьшении размеров голограммы) ее разрешающая способность уменьшается.

Следует отметить, что голограммы Денисюка записываются с помощью когерентного лазерного излучения, а считывать их можно в обычном белом свете. При этом цвет восстановленного изображения предмета будет таким же, как и цвет лазерного излучения, использованного при записи. Последнее позволяет записывать цветные изображения используя лазеры, излучающие в красной, синей и зеленой областях спектра. Рассматривая такую голограмму в белом свете, мы получим изображение предмета в этих же цветах. Сложение их, так же как и в цветном телевидении, передает цветовые оттенки предмета.

Запись и чтение плоских голограмм возможны только с использованием когерентного, лазерного излучения. Для записи объемных голограмм необходимо когерентное излучение, однако рассматривать их можно и при обычном освещении.

Изготовление голограмм, как плоских, так и объемных, представляет собой технически достаточно сложную задачу. Поэтому голограммы дороги.

Упомянем о радужных голограммах, стоимость которых невысока благодаря тому, что их можно достаточно просто копировать и, что важно, рассматривать в белом, некогерентном свете. Такие голограммы широко используются в рекламных и дизайнерских целях. Теория этих голограмм сложна и требует многих пояснений, однако основная идея, положенная в основу радужной голографии, достаточно проста. Смысл ее заключается в том, что при записи голограммы одновременно с изображением предмета записываются и элементы спектрального прибора, выделяющего при наблюдении в белом свете излучение с определенной длиной волны. Часть информации при этом, конечно, теряется, однако полученная голограмма сохраняет свойства объемности предмета. Если снимать такую голограмму не на обычной фотопластинке, а использовать технологии, принятые в микроэлектронике, то можно получить рельефные изображения голограммы на металлической пластинке. В дальнейшем эту пластинку можно использовать для получения оттисков на покрытой металлом полимерной пленке. Такие голограммы используются как элемент защиты от подделок при производстве почтовых марок, денег и других ценных бумаг. Кроме того, эти голограммы очень эстетичны, обращают на себя внимание яркостью и игрой цвета.

Названные три типа голограмм: плоские, объемные и радужные - можно объединить общим названием "оптические статические голограммы". Эти голограммы фиксируют объемное изображение предмета в электромагнитном поле в видимой, как правило, области спектра с использованием опорного пучка, при записи на фоточувствительном материале (фотопленка, фоторезист) с образованием статического (не меняющегося по времени) изображения.

Методы голографии (запись голограммы в трехмерных средах, цветное и панорамное голографирование и т. д.) находят все большее развитие. Применения голографии разнообразны, но наиболее важными, приобретающими все большее значение, являются запись и хранение информации. Методы голографии позволяют записывать в сотни раз больше страниц печатного текста, чем методы обычной микрофотографии. По подсчетам, на фотопластинку размером 32×32 мм можно записать 1024 голограммы (площадь каждой из них 1 мм²), т. е. на одной

фотопластинке можно «разместить» книгу объемом свыше тысячи страниц. В качестве будущих разработок могут служить ЭВМ с топографической памятью, голографический электронный микроскоп, голографические кино и телевидение, топографическая интерферометрия и т. д.

Укажем некоторые приложения голограмм статических.

Прежде всего, это голографическая интерферометрия, позволяющая зримо наблюдать малые деформации изделий при изменении нагрузки и распределение этих деформаций по поверхности тела.

Очень интересные возможности открываются при использовании голографии в информационных технологиях. Интересны в этом смысле голографические устройства распознавания образов.

Объемные голограммы или голограммы Денисюка широко используются в музейных выставках экспонатов, представляющих историческую или культурную ценность, хищение или порча которых могли бы стать невосполнимой утратой. Такие голограммы реально передают не только объем экспоната, но и его цвет, создавая полную зрительную иллюзию оригинала. Как уже отмечалось, эти голограммы можно рассматривать в некогерентном свете и дополнительного лазерного освещения музейных экспозиций не требуется.

Интересны приложения голографии в системах адаптивной оптики. Под адаптивной оптикой понимается достаточно широкий класс устройств и методов, позволяющих управлять формой волнового фронта оптических полей. Использование голографии позволяет корректировать волновой фронт излучения лазеров. Для этого нужно снять голограмму, в которой в качестве опорного пучка используется излучение лазера с исправленными пространственными характеристиками, а в качестве предметного - излучение лазера, которое нужно откорректировать. Облучая такую голограмму излучением лазера с пространственными искажениями, мы восстанавливаем пучок, обладающий хорошими пространственными характеристиками.

Специально изготовленные голограммы можно использовать в качестве других оптических элементов. Они могут заменять линзы, дифракционные решетки, служить светофильтрами, пропускающими свет с определенными длинами волн. Они позволяют улучшить характеристики микроскопов и телескопов, применяются в системах хранения и обработки информации, открывая перспективы создания новых систем памяти для ЭВМ.

Следует особо отметить о проникновении идей голографии в другие области науки.

Появление лазеров, когерентных источников оптического излучения, дало не только удобный и надежный инструмент для записи и восстановления объемного изображения предметов, но и расширило возможности самой голографии. Помимо когерентности лазерное излучение обладает еще некоторыми особенностями по сравнению с излучением обычных источников света. Интенсивность лазерного излучения может быть очень высокой, так что напряженность поля в электромагнитной волне иногда бывает сравнима с напряженностью поля в атомах вещества, через которое свет распространяется. При таких значениях электрического поля показатель преломления среды начинает зависеть от величины поля. Область оптики, предметом которой являются эффекты, связанные с изменением характеристик среды под действием лазерного излучения, называют нелинейной оптикой. Для нас эти явления интересны тем, что при интерференции опорной и предметной волн интенсивность света меняется в пространстве. В соответствии с ней меняется и показатель преломления, а в среде возникает голограмма объекта, которая существует, пока существуют лазерные поля.

Такая голография называется динамической, поскольку она фиксирует в реальном масштабе времени все изменения в положении и форме предмета в объеме нелинейно-оптической среды. Динамическая голография имеет преимущества перед статической. Мы кратко коснемся лишь наиболее интересных приложений динамической голографии.

На основе динамических голографических преобразователей могут быть созданы логические элементы ЭВМ с чрезвычайно высоким быстродействием (10^{-12} с), системы оперативной памяти и другие устройства оптоэлектроники. Динамическая голограмма меняется в соответствии с изменением в пространстве и времени предметной волны и может быть восстановлена.

3.5. Примеры решения задач

1. Рассчитать интерференционную картину от двух когерентных источников А и В.

Каков результат интерференции двух когерентных волн, распространяющихся от этих источников, в точке М на плоскости, расположен-

ной на расстоянии 3 м от источника? Точка М находится на расстоянии 1 мм от центра интерференционной картины. Расстояние между источниками 3 мм. Длина волны света равна $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м.

Дано: $L = 3$ м; $x = 1$ мм; $d = 3$ мм; $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м

Определить: Δ

Решение. До встречи в произвольной точке М экрана (рис. 3.15), в которой оценивается результат интерференции, каждая из волн проходит соответствующий геометрический путь l_1 и l_2 .

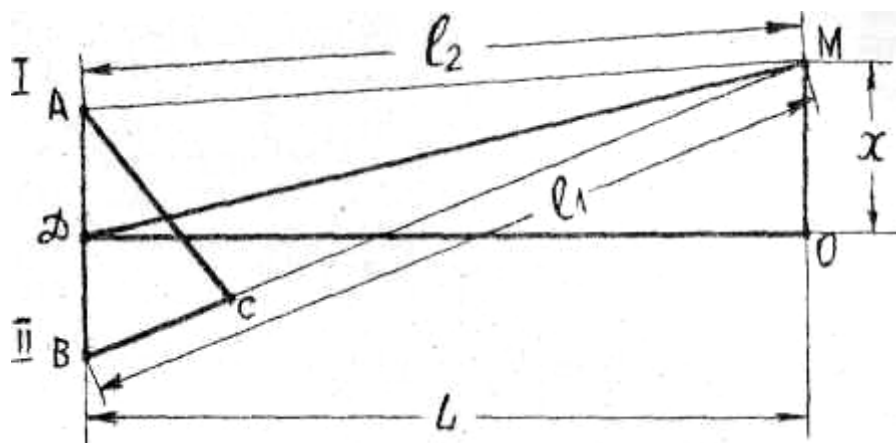


Рис. 3.15. Схема к расчету интерференционной картины

Предполагая для простоты начальные фазы равными нулю, а амплитуды - одинаковыми, запишем уравнения волн данных источников:

$$E_1 = E_{01} \sin \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi l_1}{\lambda} \right) \quad (1)$$

$$E_2 = E_{02} \sin \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi l_2}{\lambda} \right) \quad (2)$$

По принципу суперпозиции результирующее колебание в точке М:

$$E = E_1 + E_2 = 2E_{01} \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right] \sin \left[2\pi \nu t - \frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right] \quad (3)$$

является гармоническим с той же частотой ν , но с амплитудой

$$E_0 = 2E_{01} \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right], \quad (4)$$

зависящей от параметра $\frac{\pi}{\lambda}(I_1 - I_2) = \frac{\pi}{\lambda}\Delta$.

Возведя (4) в квадрат, получаем распределение интенсивности на экране

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\Delta\right) = 2I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta\right)\right]. \quad (5)$$

Свяжем разность хода Δ с координатой x точки M на экране. Из подобия ΔABC и ΔDMO (учтя, что $\Delta = BC$, а $x = MO$), находим:

$$\frac{\Delta}{d} = \frac{x}{L}. \quad (6)$$

Отсюда

$$\Delta = \frac{d}{L}x. \quad (7)$$

Таким образом, распределение интенсивности

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda L}x\right)\right]. \quad (8)$$

График функции (8) представлен на рис. 3.16.

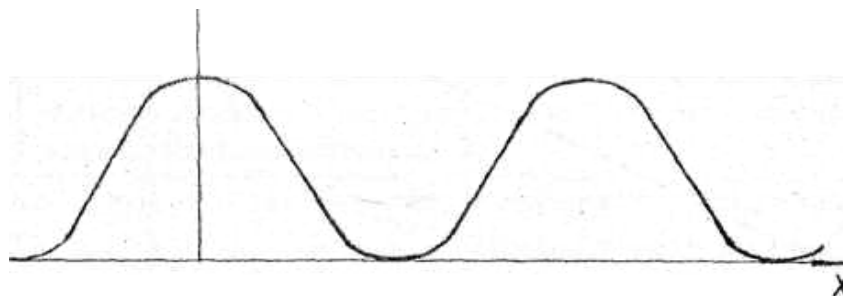


Рис. 3.16. **График распределения интенсивности в интерференционной картине**

В точке M будем наблюдать максимум, если Δ равно четному числу полуволн, минимум — нечетному.

$$\Delta = k \frac{\lambda}{2} = \frac{d \cdot x}{L}, \quad (9)$$

откуда $k = \frac{2dx}{L\lambda} = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 5 \cdot 10^{-7}} = 4.$

$K=4$, т.е. четному числу полуволн. Значит, в точке М должен наблюдаться максимум света.

Ответ: $K=4$, в точке М должен наблюдаться максимум света.

2. Какой минимальной толщины покрытие следует нанести на объектив оптического прибора, чтобы погасить в отраженных лучах блик (гасят обычно средний световой компонент с длиной волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м). Коэффициент преломления линзы 1,6. Считать, что свет падает на линзу перпендикулярно.

Дано: $n_1 = 1,6$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м.

Определить: d_{\min} .

Решение. Интерференционное гашение лучей, отраженных от обеих поверхностей пленки, происходит при соблюдении двух условий:

1) интерферирующие лучи должны иметь оптическую разность хода, равную $\lambda/2$;

2) амплитуды световых колебаний должны быть одинаковы для обеих лучей.

Последнее условие соблюдается при следующем соотношении показателей преломления покрытия n и линзы n_1 : $n = \sqrt{n_1}$

Отсюда $n = \sqrt{1,6} = 1,25$, т.е. должно выполняться неравенство $n_1 > n > n_0$, где n_0 - показатель преломления воздуха.

Поэтому отражение света от обеих поверхностей пленки происходит от оптически более плотной среды, т.е. дважды имеет место «потеря полуволны». Тогда в выражении для оптической разности хода $\lambda/2$ нужно учесть два раза: $\Delta = 2dn + \lambda/2 + \lambda/2$.

Условие минимума света при интерференции имеет вид $\Delta = (2k + 1) \lambda/2$, где k полагаем равным нулю, т.к. определяется наименьшая для гашения толщина пленки

$$2dn + \lambda = \lambda/2, \quad \text{откуда} \quad d_{\min} = \lambda/4n$$

$$d_{\min} = 5 \cdot 10^{-7} / 4 \cdot 1,25 = 10^{-7} \text{ м.}$$

Ответ: $d_{\min} = 10^{-7} \text{ м.}$

3. На стеклянный клин ($n = 1,5$) с преломляющим углом $\alpha = 40''$ нормально падает монохроматический свет с длиной волны 600 нм. Определить в интерференционной картине расстояние между двумя соседними минимумами.

Дано: $n = 1,5$; $\lambda = 600 \text{ нм} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $\alpha = 40'' = 1,94 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$.

Определить: b .

Решение. Параллельный пучок света, падая нормально к грани клина, отражается от его верхней и нижней грани (рис. 3.17).

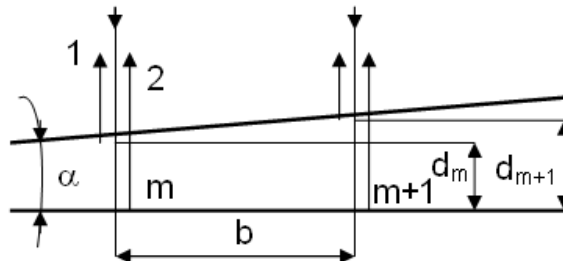


Рис. 3.17. **Ход лучей при падении света на клин**

Так как угол клина мал, то отраженные лучи 1 и 2 практически параллельны. Отраженные лучи когерентны и на поверхности клина будут наблюдаться интерференционные полосы. М $m+1$ 1 2 d_m d_{m+1} b α .

Условие минимума для клина в общем случае

$$2dncosr + \lambda/2 = (2m + 1) \lambda/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

где d – толщина клина в месте темной полосы, соответствующей номеру m ; r – угол преломления, $\lambda/2$ – дополнительная разность хода, обусловленная отражением световой волны 1 от оптически более плотной среды. Угол падения, согласно условию, равен нулю; следовательно, $r = 0$. Тогда условие (1) запишется в виде $2dn = m\lambda$, откуда $d = m\lambda/(2n)$.

Из рисунка следует, что:

$$\sin \alpha = (d_{m+1} - d_m)/b. \quad (2)$$

Однако из-за малости угла $\sin \alpha \approx \alpha$, поэтому, подставив в (2) толщины d_{m+1} и d_m , получим:

$$\alpha = \frac{(m+1)\lambda - m\lambda}{2bn} = \frac{\lambda}{2bn} \quad (3)$$

откуда найдем искомое расстояние между двумя соседними минимумами: $b = \lambda/(2n\alpha)$ (α здесь выражается в радианах).

$$b = 6 \cdot 10^{-7} / 2 \cdot 1,5 \cdot 1,94 \cdot 10^{-4} = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 1,03 \text{ мм.}$$

Ответ: $b = 1,03 \text{ мм.}$

4. Установка для получения колец Ньютона освещена монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 500 \text{ нм}$, падающим вдоль нормали к поверхности пластинки. Пространство между линзой и стеклянной пластинкой заполнено водой. Найти толщину слоя воды между линзой и пластинкой в том месте, где наблюдается третье светлое кольцо в отраженном свете.

Дано: $n = 1,33$; $\lambda = 500 \text{ нм}$; $k = 3$.

Определить: d .

Решение. Для решения задачи воспользуемся соотношением для разности хода $\Delta = 2dn + \lambda/2$ и его выражением с другой стороны (см. рис. 3.18) $\Delta = r_k^2/R + \lambda/2$

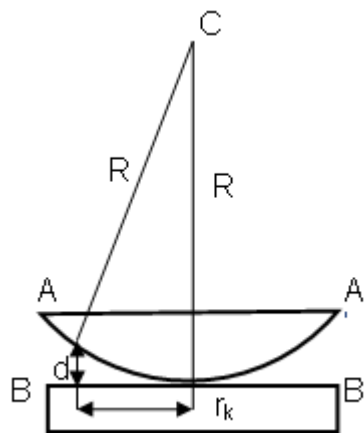


Рис. 3.18. Установка для получения колец Ньютона

Приравнявая правые части, получим уравнение:

$$2dn + \lambda/2 = r_k^2/R + \lambda/2.$$

Решаем его относительно d , используя формулу $r_k^2 = R \lambda(k - 1/2)$.

Получим
$$d = \frac{\lambda \left(k - \frac{1}{2}\right)}{2n}.$$

Подставляя числовые значения, производим математический расчет:

$$d = \frac{2,5\lambda}{2n} = \frac{2,5 \cdot 500}{2 \cdot 1,33} = 470 \text{ нм}$$

Ответ: $d = 470 \text{ нм}$.

5. Сферическая волна радиусом 40 м падает на круглое отверстие. Найти радиус отверстия, если на расстоянии 12 м от полюса волны наблюдается шестой минимум освещенности. Длина волны $\lambda = 4,68 \cdot 10^{-7}$ м.

Дано: $a = 40$ м; $b = 12$ м; $\lambda = 4,68 \cdot 10^{-7}$ м.

Определить: r_k .

Решение. Минимум освещенности определяется четным количеством зон Френеля. Поэтому шестой по счету минимум определяет 12 зон, т.е. $k = 12$.

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b} k \lambda}.$$

Подставляя числовые значения, получим:

$$r_k = \sqrt{\frac{12 \cdot 4,68 \cdot 10^{-7} \cdot 40 \cdot 12}{40 + 12}} = 7,2 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}$$

Ответ: $r_k = 7,2 \cdot 10^{-3}$ м.

6. На щель шириной $a = 0,1$ мм нормально падает параллельный пучок света от монохроматического источника ($\lambda = 0,6$ мкм).

Определить ширину центрального максимума в дифракционной картине, проецируемой с помощью линзы на расстоянии 1 м.

Дано: $a = 0.1 \text{ мм} = 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\lambda = 0,6 \text{ мкм} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $L = 1 \text{ м}$.

Определить: l .

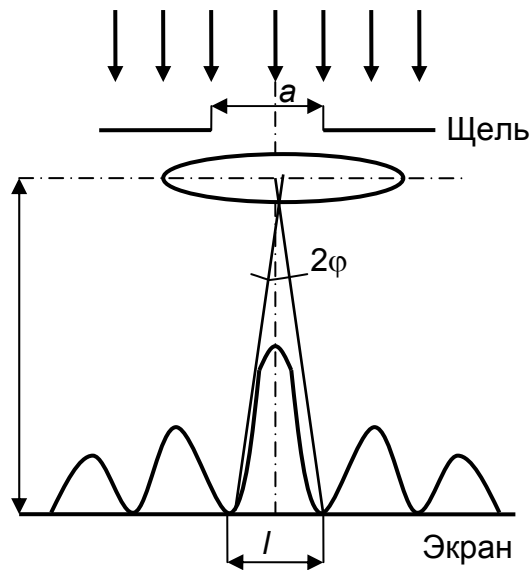


Рис. 3.19. Дифракция на щели

Решение. Центральный максимум интенсивности света занимает область между ближайшими от него справа и слева минимумами интенсивности. Поэтому ширину центрального максимума интенсивности примем равной расстоянию между этими двумя минимумами (см. рис. 3.19).

Минимумы интенсивности света при дифракции от одной щели наблюдаются под углами φ , определяемыми условием

$$a \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (1)$$

где k – порядок минимума, в нашем случае равен единицы.

Расстояние между двумя минимумами на экране определим по чертежу: $l = 2L \operatorname{tg} \varphi$. Так как при малых углах $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$, перепишем эту формулу в виде:

$$l = 2L \sin \varphi. \quad (2)$$

Выразим $\sin \varphi$ из формулы (1) и подставим его в (2):

$$l = 2L k \lambda / a. \quad (3)$$

Подставляя числовые значения, получим:

$$l = 2116 \cdot 10^{-7} / 0.1 \cdot 10^{-3} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ м} = 1,2 \text{ см}$$

Ответ: $l = 1,2 \text{ см}$.

7. Дифракционная решетка содержит 250 штрихов на каждый миллиметр. На решетку нормально падает монохроматический свет с длиной волны $0,454 \text{ мкм}$. Определить наибольший порядок максимума $k_{\text{макс}}$ и общее число главных максимумов K в дифракционной решетке.

Дано: $N = 250 \text{ штр./мм}$; $\lambda = 0,454 \text{ мкм}$.

Определить: $k_{\text{макс}}$; K .

Решение. При падении на решетку пучка параллельных лучей, перпендикулярных плоскости решетки, т.е. при падении плоской волны, в любую точку на экране будет попадать ряд пучков лучей, идущих от каждой щели. Все эти лучи интерферируют между собой.

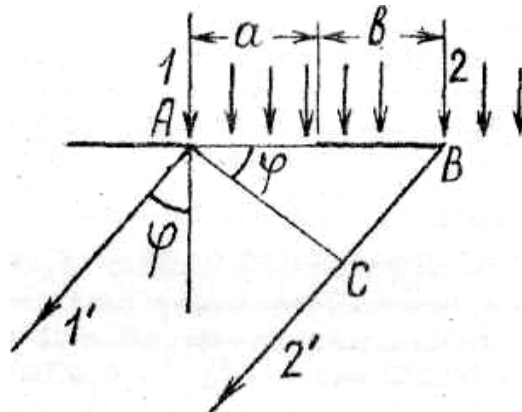


Рис. 3.20. Дифракция на решетке

На рис. 3.20 BC – разность хода двух лучей 1 и 2, проходящих через левые края двух соседних щелей. Из рисунка видно, что

$$BC = AB \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi, \quad (1)$$

где $d = (a + b)$ – постоянная дифракционной решетки.

На экране в результате интерференции лучей 1' и 2' будет светлая полоса (дифракционный максимум), если разность хода лучей составляет четное число полуволн:

$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (2)$$

Число штрихов на единицу длины N и постоянная дифракционной решетки связаны обратно пропорциональной зависимостью:

$$d = 1/N \text{ (мм)} = 10^{-3}/N \text{ (м)}. \quad (3)$$

Наибольший порядок максимума вычислим, исходя из того, что максимальный угол отклонения лучей не может превышать 90° . Из условия максимума (2) и соотношения (3) получим:

$$k_{\text{макс}} = \frac{d \sin \varphi_{\text{макс}}}{\lambda} = \frac{10^{-3} \sin \varphi_{\text{макс}}}{\lambda N}. \quad (4)$$

Подставляя численные значения, получим

$$k_{\text{макс}} = \frac{10^{-3} \sin 90^\circ}{0,454 \cdot 10^{-6} \cdot 250} = 8,8 \quad (5)$$

Число $k_{\text{макс}}$ должно быть целым. Оно не может иметь значение равное 9, т.к. тогда $\sin \varphi$ должен быть больше 1, что невозможно. Следовательно, $k_{\text{макс}} = 8$.

Определим общее число главных максимумов K . Учитывая, что влево и вправо от центрального максимума ($K = 0$) будет наблюдаться одинаковое число главных максимумов, соответствующих положительным и отрицательным значениям k и углов φ , получим $K = 2 k_{\text{макс}} + 1 = 17$.

Ответ: $k_{\text{макс}} = 8$, $K = 17$.

8. На дифракционную решетку нормально падает пучок света от разрядной трубки, наполненной гелием. На какую линию в спектре

третьего порядка накладывается красная линия гелия ($\lambda_1 = 0,670$ мкм) спектра второго порядка?

Дано: $\lambda_1 = 0,670$ мкм; $k_1 = 2$; $k_2 = 3$.

Определить: λ_2 .

Решение. Для того, чтобы произошло наложение спектров, необходимо, чтобы совпадали углы накладываются лучей, т.е.

$$d \sin \varphi = k_1 \lambda_1 \qquad d \sin \varphi = k_2 \lambda_2.$$

Таким образом, $k_1 \lambda_1 = k_2 \lambda_2$, откуда $\lambda_2 = k_1 \lambda_1 / k_2$

Подставляя числовые значения, получаем: $\lambda_2 = 2 \cdot 0,670 / 3 = 0,446$ (мкм).

Ответ: $\lambda_2 = 0,446$ (мкм).

9. Желтый свет натрия (которому отвечают длины волн $\lambda_1 = 589,00$ нм и $\lambda_2 = 589,59$ нм) падает на дифракционную решетку, имеющую 7500 штрих/см. Определить: а) максимальный порядок для желтого света натрия; б) угловую дисперсию дифракционной решетки; в) ширину решетки, необходимую для разрешения двух линий натрия.

Дано: $\lambda_1 = 589,00$ нм = $589 \cdot 10^{-9}$ м; $\lambda_2 = 589,59$ нм = $589,59 \cdot 10^{-9}$ м; $N = 7500$ штрих/см; $l = 1$ см.

Определить: k_{\max} ; D_φ ; t .

Решение. а) Длина волны λ , постоянная решетки d и угол φ отклонения лучей, соответствующих k -му дифракционному максимуму связаны соотношением:

$$d \sin \varphi = k \lambda, \qquad (1)$$

где k – порядок максимума.

Постоянную решетки можно вычислить из соотношения:

$$d = l / N; \quad d = 10^{-2} / 7500 = 1,33 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Максимальный порядок k для $\lambda_1 = 589,00$ нм может быть вычислен по формуле (1) с учетом, что максимальный угол отклонения лучей решеткой не может превышать 90° . Тогда $k = d \sin \varphi / \lambda$ и, следовательно,

$$K \leq 1,33 \cdot 10^{-6} / 5,89 \cdot 10^{-7} = 2,25.$$

Таким образом, максимальный порядок $k_{\text{макс}} = 2$.

б) Угловая дисперсия определяется выражением:

$$D_{\varphi} = d\varphi / d\lambda = k / d \cos\varphi \quad (2)$$

Линия натрия во втором порядке наблюдается при $\sin\varphi = 2\lambda/d$

$$\sin\varphi = 2 \cdot 589 \cdot 10^{-9} / 1,33 \cdot 10^{-6} = 0,886, \text{ поэтому}$$

$$\cos\varphi = \sqrt{1 - \sin^2\varphi} = 0,464.$$

Тогда из (2) получаем: $D_{\varphi} = 2 / 1,33 \cdot 10^{-6} \cdot 0,464 = 3,24 \cdot 10^{-3}$ рад/нм.

Или, переходя к градусной мере, $D_{\varphi} = 0,186$ град/нм.

в) Для разрешения двух линий натрия необходима разрешающая способность решетки $R = \lambda / \Delta\lambda$; $R = 589 \text{ нм} / 0,59 \text{ нм} = 1000$.

Чтобы достичь ее, полное число штрихов N' , исходя из соотношения $R = k N'$, должно быть равно $N' = R / k$; $N' = 1000 / 2 = 500$.

Ширина решетки может быть определена по формуле

$$t = N' l / N = 500 \cdot 10^{-2} / 7500 = 6,67 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Типичные дифракционные решетки имеют ширину несколько сантиметров и поэтому легко разрешают желтые линии натрия.

Ответ: $k_{\text{макс}} = 2$; $D_{\varphi} = 0,186$ град/нм; $t = 6,67 \cdot 10^{-4}$ м.

3.6. Задачи для самостоятельного решения

3.6.1. Оптическая разность хода Δ двух интерферирующих волн монохроматического света равна $0,3\lambda$.

Определить разность фаз $\Delta\varphi$. $[0,6\pi]$.

3.6.2. Найти все длины волн видимого света (от $0,76$ до $0,38$ мкм), которые будут: 1) максимально усилены; 2) максимально ослаблены при оптической разности хода Δ интерферирующих волн, равной $1,8$ мкм. [1) $k=3 \lambda = 0,6$ мкм; $k=4 \lambda = 0,45$ мкм; 2) $k=2 \lambda = 0,72$ мкм; $k=3 \lambda = 0,51$ мкм; $k=4 \lambda = 0,4$ мкм].

3.6.3. Расстояние d между двумя когерентными источниками света ($\lambda=0,5$ мкм) равно $0,1$ мм. Расстояние b между интерференционными по-

лосами на экране в средней части интерференционной картины равно 1 см. Определить расстояние L от источников до экрана. [2 м].

3.6.4. Во сколько раз увеличится расстояние между соседними интерференционными полосами на экране в опыте Юнга, если зеленый светофильтр ($\lambda_1 = 0,5$ мкм) заменить красным ($\lambda = 0,65$ мкм)? [в 1,3 раза].

3.6.5. В опыте Юнга отверстия освещались монохроматическим светом ($\lambda = 0,6$ мкм). Расстояние между отверстиями 1 мм, расстояние от отверстий до экрана 3 м. Найти положение трех первых светлых полос. [$y_1 = 1,8$ мм; $y_2 = 3,6$ мм; $y_3 = 5,4$ мм].

3.6.6. Расстояние d между двумя щелями в опыте Юнга равно 1 мм, расстояние L от щелей до экрана равно 3 м. Определить длину волны λ , испускаемой источником монохроматического света, если ширина b полос интерференции на экране равна 1,5 мм. [0,5 мкм].

3.6.7. В опыте Юнга расстояние d между щелями равно 0,8 мм. Определить на каком расстоянии L от щелей следует расположить экран, чтобы ширина b интерференционной полосы оказалась равной 2 мм? [2,5 м]

3.6.8. Рассчитать интерференционную картину от двух когерентных источников, расположенных на расстоянии $d = 5$ мм друг от друга и на расстоянии $L = 6$ мм от экрана. Длина волны источников в вакууме $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м. Определить также положение на экране пятого максимума и расстояние между соседними максимумами. Среда - воздух.

3.6.9. Расстояние между двумя щелями в опыте Юнга $d = 0,5$ мм ($\lambda = 0,6$ мкм). Определить расстояние от щелей до экрана, если ширина интерференционных полос равна 1,2 мм.

3.6.10. Расстояние между когерентными источниками $d = 0,9$ мм. Источники, испускающие монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 640$ нм, расположены на расстоянии $L = 3,5$ м от экрана. Определить число светлых полос, располагающихся на 1 см длины экрана.

3.6.11. Экран освещается двумя точечными когерентными источниками, колеблющимися в одной фазе и находящимися на расстоянии 0,5 мм друг от друга. Источники дают монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Расстояние от плоскости источников света до экрана 1,5 м. Определить расстояние первого и второго ин-

терференционных максимумов от центрального максимума; расстояние между двумя соседними максимумами.

3.6.12. В опыте с зеркалами Френеля расстояние d между мнимыми изображениями источника света равно $0,5$ мм, расстояние L от них до экрана равно 3 м. Длина волны $\lambda = 0,6$ мкм. Определить ширину b полос интерференции на экране. [$3,6$ мм]

3.6.13. В опыте с зеркалами Френеля расстояние между мнимыми изображениями источника света $d = 0,5$ мм, расстояния до экрана $L = 5$ м. В зеленом свете получились интерференционные полосы, расположенные на расстоянии $l = 5$ мм друг от друга. Найти длину волны λ зеленого света. [$\lambda = 0,5$ мкм]

3.6.14. В опыте Юнга на пути одного из интерферирующих лучей помещалась тонкая стеклянная пластинка, вследствие чего центральная светлая полоса смещалась в положение, первоначально занятое пятой светлой полосой (не считая центральной). Луч падает перпендикулярно к поверхности пластинки. Показатель преломления пластинки $n = 1,5$. Длина волны $\lambda = 600$ нм. Какова толщина h пластинки? [$h = 6$ мкм]

3.6.15. В опыте Юнга стеклянная пластинка толщиной $h = 12$ см помещается на пути одного из интерферирующих лучей перпендикулярно к лучу. На сколько могут отличаться друг от друга показатели преломления в различных местах пластинки, чтобы изменение разности хода от этой неоднородности превышало $\Delta = 1$ мкм? [$\Delta n \leq 5 \times 10^{-5}$]

3.6.16. На мыльную пленку ($n = 1,3$), находящуюся в воздухе, падает нормально пучок лучей белого света. При какой наименьшей толщине d пленки отраженный свет с длиной волны $\lambda = 0,55$ мкм окажется максимально усиленным в результате интерференции? [$0,11$ мкм]

3.6.17. На мыльную пленку падает белый свет под углом $\alpha = 45^\circ$ к поверхности планки. При какой наименьшей толщине h пленки отраженные лучи будут окрашены в желтый цвет ($\lambda = 600$ нм)? Показатель преломления мыльной воды $n = 1,33$. [$h = 0,13$ мкм]

3.6.18. Пучок монохроматических ($\lambda = 0,6$ мкм) световых волн падает под углом $\alpha_1 = 30^\circ$ на находящуюся в воздухе мыльную пленку ($n = 1,3$). При какой наименьшей толщине d пленки отраженные световые волны будут максимально ослаблены интерференцией? максимально усилены? [$0,25$ мкм; $0,125$ мкм]

3.6.19. В просветленной оптике для устранения отражения света на поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества с по-

казателем преломления 1,26, меньшим, чем у стекла. При какой минимальной толщине пленки отражение света от линзы не будет наблюдаться? Длина волны падающего света 0,55 мкм, угол падения 30° . [$d_{\min} = 0,12$ мкм]

3.6.20. На поверхность стеклянного объектива ($n_1 = 1,5$) нанесена тонкая пленка, показатель преломления которой $n_2 = 1,2$ («просветляющая» пленка). При какой наименьшей толщине d этой пленки произойдет максимальное ослабление отраженного света в средней части видимого спектра? [$d = 115$ нм]

3.6.21. Пучок параллельных лучей монохроматического света ($\lambda = 0,7$ мкм) падает на мыльную пленку ($n = 1,33$) под углом 45° . При какой наименьшей толщине пленки отраженные лучи будут: а) максимально ослаблены вследствие интерференции; б) максимально усилены? [$0,31$ мкм; $0,155$ мкм]

3.6.22. Мыльная пленка, расположенная вертикально, образует клин вследствие стекания жидкости. При наблюдении интерференционных полос в отраженном свете ртутной дуги ($\lambda = 546,1$ нм) оказалось, что расстояние между пятью полосами $l = 2$ см. Найти угол γ клина. Свет падает перпендикулярно к поверхности пленки. Показатель преломления мыльной воды $n = 1,33$. [$\gamma = 11''$]

3.6.23. Пучок света ($\lambda = 582$ нм) падает перпендикулярно к поверхности стеклянного клина. Угол клина $\gamma = 20''$. Какое число k_0 темных интерференционных полос приходится на единицу длины клина? Показатель преломления стекла $n = 1,5$. [$k_0 = 5$ см $^{-1}$]

3.6.24. Поверхности стеклянного клина ($n = 1,5$) образуют между собой угол $\alpha = 0,1'$. На клин падает нормально к его поверхности пучок монохроматических лучей с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Найти расстояние между полосами. [$5,75$ мм]

3.6.25. На стеклянный клин ($n = 1,5$) нормально падает монохроматический свет ($\lambda = 698$ нм). Определить угол между поверхностями клина, если расстояние между двумя соседними интерференционными минимумами в отраженном свете равно 2 мм. [$0, 4'$]

3.6.26. На стеклянный клин ($n = 1,5$) нормально падает монохроматический свет. Угол клина равен $4'$. Определить длину световой волны, если расстояние между двумя соседними интерференционными максимумами в отраженном свете равно 0,2 мм. [$0,7$ мкм]

3.6.27. На тонкий стеклянный клин ($n = 1,55$) падает нормально монохроматический свет. Двугранный угол α между поверхностями клина равен $2'$. Определить длину световой волны λ , если расстояние b между смежными интерференционными максимумами в отраженном свете равно $0,3$ мм. [0,54 мкм]

3.6.28. Поверхности стеклянного клина образуют между собой угол $\theta = 0,2'$. На клин нормально к его поверхности падает пучок лучей монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0,55$ мкм. Определить ширину b интерференционной полосы. [3,16 мм]

3.6.29. На тонкий стеклянный клин в направлении нормали к его поверхности падает монохроматический свет ($\lambda = 600$ нм). Определить угол θ между поверхностями клина, если расстояние b между смежными интерференционными минимумами в отраженном свете равно 4 мм. [0,17']

3.6.30. Мыльная пленка, расположенная вертикально, образует клин вследствие стекания жидкости. Интерференция наблюдается в отраженном свете через красное стекло ($\lambda_1 = 631$ нм). Расстояние между соседними красными полосами при этом $l_1 = 3$ мм. Затем эта же пленка наблюдается через синее стекло ($\lambda_2 = 400$ нм). Найти расстояние l_2 между соседними синими полосами. Считать, что за время измерений форма пленки не изменяется и свет падает перпендикулярно к поверхности пленки. [$l_2 = 1,9$ мм]

3.6.31. Плосковыпуклая линза выпуклой стороной лежит на стеклянной пластинке. Определить толщину d слоя воздуха там, где в отраженном свете ($\lambda = 0,6$ мкм) видно первое светлое кольцо Ньютона. [0,15 мкм]

3.6.32. Диаметр d_2 второго светлого кольца Ньютона при наблюдении в отраженном свете ($\lambda = 0,6$ мкм) равен $1,2$ мм. Определить оптическую силу D плосковыпуклой линзы, взятой для опыта. [1,25 дптр]

3.6.33. Плосковыпуклая линза с оптической силой $D = 2$ дптр выпуклой стороной лежит на стеклянной пластинке. Радиус r_4 четвертого темного кольца Ньютона в проходящем свете равен $0,7$ мм. Определить длину световой волны. [0,49 мкм]

3.6.34. Установка для получения колец Ньютона освещается монохроматическим светом, падающим по нормали к поверхности пластинки. Наблюдение ведется в отраженном свете. Радиусы двух соседних темных колец равны $r_k = 4,0$ мм и $r_{k+1} = 4,38$ мм. Радиус кривизны линзы $R =$

6,4 м. Найти порядковые номера колец и длину волны λ падающего света. [$k = 5, k + 1 = 6; \lambda = 0,5 \text{ мкм}$]

3.6.35. Установка для получения колец Ньютона освещается монохроматическим светом, падающим по нормали к поверхности пластинки. Радиус кривизны линзы $R = 8,6 \text{ м}$. Наблюдение ведется в отраженном свете. Измерениями установлено, что радиус четвертого темного кольца (считая центральное темное пятно за нулевое) $r_4 = 4,5 \text{ мм}$. Найти длину волны λ падающего света. [$\lambda = 589 \text{ нм}$]

3.6.36. Установка для получения колец Ньютона освещается белым светом, падающим по нормали к поверхности пластинки. Радиус кривизны линзы $R = 5 \text{ м}$. Наблюдение ведется в проходящем свете. Найти радиусы r_c и $r_{кр}$ четвертого синего кольца ($\lambda_c = 400 \text{ нм}$) и третьего красного кольца ($\lambda_{кр} = 630 \text{ нм}$). [$r_c = 2,8 \text{ мм}; r_{кр} = 3,1 \text{ мм}$]

3.6.379. Установка для получения колец Ньютона освещается светом с длиной волны $\lambda = 589 \text{ нм}$, падающим по нормали к поверхности пластинки. Радиус кривизны линзы $R = 10 \text{ м}$. Пространство между линзой и стеклянной пластинкой заполнено жидкостью. Найти показатель преломления n жидкости, если радиус третьего светлого кольца в проходящем свете $r_3 = 3,65 \text{ мм}$. [$n = 1,33$]

3.6.38. Установка для получения колец Ньютона освещается светом от ртутной дуги, падающим по нормали к поверхности пластинки. Наблюдение ведется в проходящем свете. Какое по порядку светлое кольцо, соответствующее линии $\lambda_1 = 579,1 \text{ нм}$, совпадает со следующим светлым кольцом, соответствующим линии $\lambda_2 = 577 \text{ нм}$? [$k = 275$]

3.6.39. Установка для получения колец Ньютона освещается монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 500 \text{ нм}$, падающим по нормали к поверхности пластинки. Пространство между линзой и стеклянной пластинкой заполнено водой. Найти толщину h слоя воды между линзой и пластикой в том месте, где наблюдается третье светлое кольцо в отраженном свете. [$h = 470 \text{ нм}$]

3.6.40. На установке для наблюдения колец Ньютона был измерен в отраженном свете радиус третьего темного кольца ($k=3$). Когда пространство между плоскопараллельной пластиной и линзой заполнили жидкостью, то тот же радиус стало иметь кольцо с номером, на единицу большим. Определить показатель преломления n жидкости. [$1,33$]

3.6.41. Свет от монохроматического источника ($\lambda = 600 \text{ нм}$) падает нормально на диафрагму с диаметром отверстия $d = 6 \text{ мм}$. За диафраг-

мой на расстоянии $l = 3$ м от нее находится экран. Какое число k зон Френеля укладывается в отверстии диафрагмы? Каким будет центр дифракционной картины на экране: темным или светлым? [$k = 5$, центр дифракционной картины будет светлым]

3.6.42. Точечный источник света ($\lambda = 0,5$ мкм) расположен на расстоянии 1 м перед диафрагмой с круглым отверстием диаметром 2 мм. Определить расстояние от диафрагмы до точки наблюдения, если отверстие открывает три зоны Френеля. [2 м]

3.6.43. Определить радиус третьей зоны Френеля для случая плоской волны. Расстояние от волновой поверхности до точки наблюдения равно 1,5 м. Длина волны $\lambda = 0,6$ мкм. [1,64 мм]

3.6.44. Найти радиусы r_k первых пяти зон Френеля, если расстояние от источника света до волновой поверхности $a = 1$ м, расстояние от волновой поверхности до точки наблюдения $b = 1$ м. Длина волны света $\lambda = 500$ нм. [$r_1 = 0,50$ мм; $r_2 = 0,71$ мм; $r_3 = 0,86$ мм; $r_4 = 1,0$ мм; $r_5 = 1,12$ мм]

3.6.45. На диафрагму с круглым отверстием диаметром $d = 5$ мм падает нормально параллельный пучок света с длиной волны $\lambda = 0,6$ мкм. Определить расстояние от точки наблюдения до отверстия, если отверстие открывает: 1) две зоны Френеля; 2) три зоны Френеля. [1) 5,21 м; 2) 3,47 м]

3.6.46. Определить радиус четвертой зоны Френеля, если радиус второй зоны Френеля для плоского волнового фронта равен 2 мм. [2,83 мм]

3.6.47. Определить радиус первой зоны Френеля, если расстояние от точечного источника света ($\lambda = 500$ нм) до зонной пластинки и от пластинки до места наблюдения $a = b = 1$ м. [0,5 мм]

3.6.48. Найти радиусы r_k первых пяти зон Френеля для плоской волны, если расстояние от волновой поверхности до точки наблюдения $b = 1$ м. Длина волны света $\lambda = 500$ нм. [$r_1 = 0,71$ мм; $r_2 = 1,0$ мм; $r_3 = 1,22$ мм; $r_4 = 1,41$ мм; $r_5 = 1,58$ мм]

3.6.49. Дифракционная картина наблюдается на расстоянии l от точечного источника монохроматического света ($\lambda = 600$ нм). На расстоянии $a = 0,5$ м от источника помещена круглая непрозрачная преграда диаметром $D = 1$ см. Найти расстояние l , если преграда закрывает только центральную зону Френеля. [$l = 167$ м]

3.6.50. Дифракция наблюдается на расстоянии 1 м от точечного источника монохроматического света ($\lambda = 0,5$ мкм). Посередине между источником света и экраном находится диафрагма с круглым отверстием. Определить радиус отверстия, при котором центр дифракционных колец на экране является наиболее темным. [$R = 0,5$ мм]

3.6.51. Дифракционная картина наблюдается на расстоянии $l = 4$ м от точечного источника монохроматического света ($\lambda = 500$ нм). Посередине между экраном и источником света помещена диафрагма с круглым отверстием. При каком радиусе R отверстия центр дифракционных колец, наблюдаемых на экране, будет наиболее темным? [$R = 1$ мм]

3.6.52. На диафрагму с диаметром отверстия $D = 1,96$ мм падает нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 600$ нм). При каком наибольшем расстоянии l между диафрагмой и экраном в центре дифракционной картины еще будет наблюдаться темное пятно? [$l = 0,8$ м]

3.6.53. Сферическая волна, распространяющаяся из точечного монохроматического источника света ($\lambda = 600$ нм) встречает на своем пути экран с круглым отверстием радиусом $r = 0,4$ мм. Расстояние, a , от источника до экрана равно 1 м. Определить расстояние от отверстия до точки экрана, лежащей на линии, соединяющей источник с центром отверстия, где наблюдается максимум освещенности. [$36,3$ см]

3.6.54. На экран с круглым отверстием радиусом $r = 1,5$ мм нормально падает параллельный пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Точка наблюдения находится на оси отверстия на расстоянии $b = 1,5$ м от него. Определить: 1) число зон Френеля, укладывающихся в отверстии; 2) темное или светлое кольцо наблюдается в центре дифракционной картины, если в месте наблюдения помещен экран. [1) 3; 2) светлое]

3.6.55. На экран с круглым отверстием радиусом $r = 1,2$ мм нормально падает параллельный пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0,6$ мкм. Определить максимальное расстояние от отверстия на его оси, где еще можно наблюдать наиболее темное пятно. [$1,2$ м]

3.6.56. На щель шириной $0,1$ мм падает нормально монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. Дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном параллельно щели. Определить расстояние от щели до экрана, если ширина центрального дифракционного максимума 1 см. [1 м]

3.6.57. На щель шириной $a = 2$ мкм падает нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 589$ нм). Под какими углами φ будут наблюдаться дифракционные минимумы света? [$\varphi_1 = 17^\circ 8'$; $\varphi_2 = 36^\circ 5'$; $\varphi_3 = 62^\circ$]

3.6.58. На щель шириной $a = 20$ мкм падает нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 500$ нм). Найти ширину A изображения щели на экране, удаленном от щели на расстояние $l = 1$ м. Шириной изображения считать расстояние между первыми дифракционными минимумами, расположенными по обе стороны от главного максимума освещенности. [$A = 5$ см]

3.6.59. На щель шириной $a = 6 \lambda$ падает нормально параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ . Под каким углом φ будет наблюдаться третий дифракционный минимум света? [$\varphi = 30^\circ$]

3.6.60. На узкую щель шириной $a = 0,05$ мм падает нормально монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 694$ нм. Определить направление света на вторую светлую дифракционную полосу. [$\varphi = 2^\circ$]

3.6.61. На узкую щель падает нормально монохроматический свет. Его направление на четвертую темную дифракционную полосу составляет $2^\circ 12'$. Определить сколько длин волн укладывается на ширине щели. [104]

3.6.62. Монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 600$ нм падает на длинную прямоугольную щель шириной $a = 12$ мкм под углом $\alpha_0 = 45^\circ$ к ее нормали. Определить угловое положение первых минимумов, расположенных по обе стороны центрального френгоферова максимума. [$49^\circ 12'$; $41^\circ 6'$]

3.6.63. Какова должна быть постоянная d дифракционной решетки, чтобы в первом порядке были разрешены линии спектра калия $\lambda_1 = 404,4$ нм и $\lambda_2 = 404,7$ нм? Ширина решетки $a = 2,5$ см. [$d = 22$ мкм]

3.6.64. Какова должна быть постоянная d дифракционной решетки, чтобы в первом порядке был разрешен дублет натрия $\lambda_1 = 589$ нм и $\lambda_2 = 589,6$ нм? Ширина решетки $a = 2,5$ см. [$d = 25,4$ мкм]

3.6.65. На дифракционную решетку нормально падает пучок света от разрядной трубки. Какова должна быть постоянная d дифракционной решетки, чтобы в направлении $\varphi = 41^\circ$ совпадали максимумы линий $\lambda_1 = 656,3$ нм и $\lambda_2 = 410,2$ нм? [$d = 5$ мкм]

3.6.66. Определить постоянную дифракционной решетки, если она в первом порядке разрешает две спектральные линии калия ($\lambda_1 = 578$ нм и $\lambda_2 = 580$ нм). Длина решетки $l = 1$ см. [34,6 мкм]

3.6.67. На дифракционную решетку нормально падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 600$ нм. Определить наибольший порядок спектра, полученный с помощью этой решетки, если ее постоянная $d = 2$ мкм. [3]

3.6.68. Монохроматический свет нормально падает на дифракционную решетку. Определить угол дифракции, соответствующий максимуму четвертого порядка, если максимум третьего порядка отклонен на $\varphi_1 = 18^\circ$. [24°20']

3.6.69. На дифракционную решетку нормально падает пучок света от разрядной трубки, наполненной гелием. На какую линию λ_2 в спектре третьего порядка накладывается красная линия гелия ($\lambda_1 = 670$ нм) спектра второго порядка? [$\lambda_2 = 447$ нм – синяя линия спектра гелия]

3.6.70. Какое число штрихов N_0 на единицу длины имеет дифракционная решетка, если зеленая линия ртути ($\lambda = 546,1$ нм) в спектре первого порядка наблюдается под углом $\varphi = 19^\circ 8'$? [$N_0 = 600$ мм⁻¹]

3.6.71. На дифракционную решетку падает нормально пучок света. Для того чтобы увидеть красную линию ($\lambda = 700$ нм) в спектре этого порядка, зрительную трубу пришлось установить под углом $\varphi = 30^\circ$ к оси коллиматора. Найти постоянную d дифракционной решетки. Какое число штрихов N_0 нанесено на единицу длины этой решетки? [$d = 2,8$ мкм; $N_0 = 3570$ см⁻¹]

3.6.72. На дифракционную решетку длиной 1,5 мм, содержащую 3000 штрихов, падает нормально монохроматический свет с длиной волны 550 нм.

Определить:

1) число максимумов, наблюдаемых в спектре дифракционной решетки;

2) угол, соответствующий последнему максимуму. [1) 18; 2) 81°54']

3.6.73. Определить длину волны, для которой дифракционная решетка с постоянной $d = 3$ мкм в спектре второго порядка имеет угловую дисперсию $D_\varphi = 7 \cdot 10^5$ рад/м. [457 нм]

3.6.74. Угловая дисперсия дифракционной решетки для $\lambda = 500$ нм в спектре второго порядка равна $4,08 \cdot 10^5$ рад/м.

Определить постоянную дифракционной решетки. [5мкм]

3.6.75. Найти наибольший порядок k спектра для желтой линии натрия ($\lambda = 589$ нм), если постоянная дифракционной решетки $d = 2$ мкм. [$k = 3$]

3.6.76. На дифракционную решетку нормально падает пучок монохроматического света. Максимум третьего порядка наблюдается под углом $\varphi = 36^\circ 48'$ к нормали.

Найти постоянную d решетки, выраженную в длинах волн падающего света. [$d = 5 \lambda$]

3.6.77. Постоянная дифракционной решетки $d = 2$ мкм.

Какую разность длин волн $\Delta\lambda$ может разрешить эта решетка в области желтых лучей ($\lambda = 600$ нм) в спектре второго порядка? Ширина решетки $a = 2,5$ см. [$\Delta\lambda = 24$ пм]

3.6.78. Постоянная дифракционной решетки $d = 2,5$ мкм.

Найти угловую дисперсию $d\varphi/d\lambda$ решетки для $\lambda = 589$ нм в спектре первого порядка. [$d\varphi/d\lambda = 4,1 \times 10^5$ рад/м]

3.6.79. Угловая дисперсия дифракционной решетки для $\lambda = 668$ нм в спектре первого порядка $d\varphi/d\lambda = 2,02 \times 10^5$ рад/м.

Найти период d дифракционной решетки. [$d = 5$ мкм]

3.6.80. На каком расстоянии l друг от друга будут находиться на экране две линии ртутной дуги ($\lambda = 577$ нм и $\lambda = 579,1$ нм) в спектре первого порядка, полученном при помощи дифракционной решетки? Фокусное расстояние линзы, проектирующей спектр на экран, $F = 0,6$ м. Постоянная решетки $d = 2$ мкм. [$l = 0,65$ мм]

3.6.81. Для какой длины волны λ дифракционная решетка имеет угловую дисперсию $d\varphi/d\lambda = 6,3 \times 10^5$ рад/м в спектре третьего порядка? Постоянная решетки $d = 5$ мкм. [$\lambda = 510$ нм]

3.6.82. На дифракционную решетку нормально падает пучок света. Красная линия ($\lambda_1 = 630$ нм) видна в спектре третьего порядка под углом $\varphi = 60^\circ$. Какая спектральная линия λ_2 видна под этим же углом в спектре четвертого порядка? Какое число штрихов N_0 на единицу длины имеет дифракционная решетка?

Найти угловую дисперсию $d\varphi/d\lambda$ этой решетки для длины волны $\lambda_1 = 630$ нм в спектре третьего порядка. [$\lambda_2 = 475$ нм; $N_0 = 460$ мм⁻¹; $d\varphi/d\lambda = 2,76 \times 10^4$ рад/см]

3.6.83. Определить длину волны монохроматического света, падающего нормально на дифракционную решетку, имеющую 300 штрихов

на 1 мм, если угол между направлениями на максимумы первого и второго порядков составляет 12° . [644нм]

3.6.84. Узкий параллельный пучок монохроматического рентгеновского излучения падает на грань кристалла с расстоянием d между его атомными плоскостями 0,3 нм.

Определить длину волны рентгеновского излучения, если под углом $\theta_0 = 30^\circ$ к плоскости грани наблюдается дифракционный максимум первого порядка. [300 пм]

3.6.85. Узкий пучок рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 245$ пм падает под некоторым углом скольжения на естественную грань монокристалла NaCl ($M = 58,5 \times 10^{-3}$ кг/моль), плотность которого $\rho = 2,16$ г/см³.

Определить угол скольжения, если при зеркальном отражении от этой грани наблюдается максимум второго порядка. [$60^\circ 18'$]

Контрольные вопросы

1. Поясните понятия: монохроматическая волна, когерентные волны.
2. Кратко поясните в чем заключается явление интерференции света?
3. Назовите методы получения когерентных лучей. Приведите примеры и поясните.
4. Можно ли наблюдать интерференционную картину при наложении волн, распространяющихся от двух независимых источников света?
5. Каковы условия возникновения интерференционных максимумов и минимумов при интерференции двух волн?
6. Кратко поясните что называется оптической длиной пути светового луча?
7. Кратко поясните что такое геометрическая и оптическая разность хода?
8. Объясните явление интерференции в тонких пленках. Приведите известные Вам примеры.
9. Какова природа возникновения полос равной толщины и равного наклона.
10. Запишите и запомните формулы для определения радиусов темных и светлых колец Ньютона.

11. Кратко поясните в чем заключается метод просветления оптики?
12. Перечислите все известные случаи применения явления интерференции света.
13. Что называется дифракцией света? При каких условиях ее можно наблюдать?
14. Кратко поясните в чем заключается принцип Гюйгенс-Френеля?
15. Какие виды дифракции вы знаете?
16. Кратко поясните каким образом возникают и чем характерны зоны Френеля?
17. Как определяется распределение интенсивности света в случае дифракции в параллельных лучах на одной щели и на дифракционной решетке?
18. Обоснуйте условия дифракционных максимумов и минимумов при дифракции света на одной щели.
19. Чем отличаются дифракционные картины от многих щелей и от одной щели?
20. Как устроена дифракционная решетка? Что такое постоянная дифракционной решетки?
21. Как влияет число щелей дифракционной решетки при неизменном периоде на дифракционную картину?
22. Что называется разрешающей способностью дифракционной решетки? Как она зависит от числа щелей в решетке?
23. Что такое угловая и линейная дисперсия дифракционной решетки?
24. Что такое голография? Назовите элементарные основы принципа голографии.
25. Кратко поясните какая голография называется динамической? Приведите пример.

4. Распространение света в веществе.

Поляризация света

4.1. Поляризация света

Свет является частным случаем электромагнитной волны, которая имеет поперечный характер и представляет собой два взаимно перпендикулярных синфазных вектора напряженности электрического поля \vec{E} и напряженности магнитного поля \vec{H} , которые колеблются в плоскости, перпендикулярной вектору скорости электромагнитной волны (рис. 4.1).

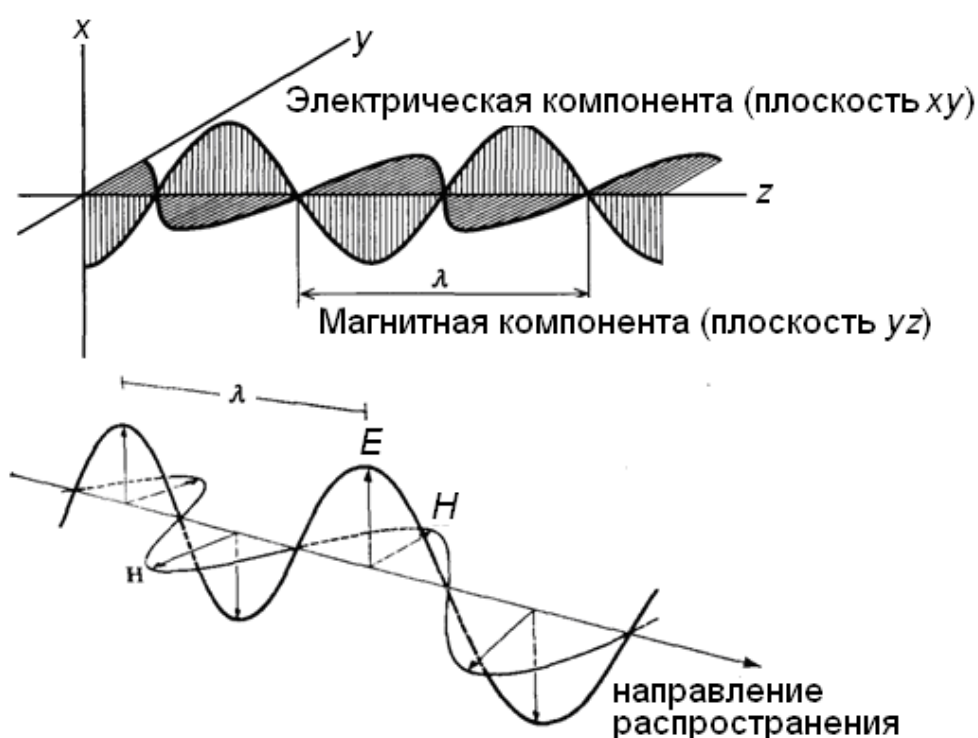


Рис. 4.1. Графическое представление плоско-поляризованной электромагнитной волны

Поперечная волна называется поляризованной, если для нее существует определенное, выделенное направление колебаний.

Плоскость, перпендикулярная направлению распространения световой волны, в которой лежат оба вектора напряженности электрического поля \vec{E} и напряженности магнитного поля \vec{H} , называется плоскостью поляризации.

Различают три вида поляризации: линейная или плоская поляризация; круговая или циркулярная поляризация и эллиптическая поляри-

зация. К ним можно условно добавить случайно-хаотическую поляризацию.

Плоская световая волна называется линейно поляризованной, если ее вектор напряженности электрического поля \vec{E} (соответственно и вектор \vec{H}) лежит в одной и той же плоскости.

В настоящее время известно, все многие виды воздействия света на вещество обусловлены, в основном, электрической компонентой электромагнитного поля. Однако исторически сложилось так, что плоскостью поляризации названа плоскость, в которой находится вектор напряженности магнитного поля \vec{H} . При этом плоскость, в которой находится вектор \vec{E} , названа плоскостью колебаний. Поэтому в дальнейшем, описывая поляризацию волны, будем следить только за ее вектором напряженности электрического поля \vec{E} .

Плоская световая волна называется поляризованной по кругу, если при ее распространении конец ее вектора напряженности электрического поля \vec{E} описывает спиральную цилиндрическую линию. Обобщением поляризации по кругу является эллиптическая поляризация, при которой в процессе распространения волны конец ее вектора \vec{E} описывает спиральную эллиптическую линию.

Как мы уже отмечали, естественный свет, испускаемый множеством атомов произвольно ориентированных в пространстве, строго говоря, является неполяризованным. В каждый момент времени его векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и ортогональны вектору скорости его распространения. Однако со временем направления векторов \vec{E} и \vec{H} , оставаясь взаимно ортогональными и ортогональными вектору скорости, поворачиваются в плоскости поляризации произвольно хаотически. Поэтому условно естественный свет можно называть случайно хаотически поляризованным.

Можно создать частично поляризованный свет, в котором не все плоскости колебаний одинаково представлены, а имеется некоторая выделенность одних колебаний перед другими. Можно ввести величину, характеризующую степень поляризации у частично поляризованного света.

Неполяризованный или частично поляризованный свет, так же как и поляризованный по эллипсу, можно разложить на два плоскополяризо-

ванных луча. Этим обстоятельством на практике широко пользуются для создания плоско-поляризованного света. Принцип такого процесса такой: нужно создать прибор, который бы одну из составляющих плоско-поляризованных волн естественного света задерживал, а другую - пропускал. Далее мы рассмотрим несколько приборов, основанных на этом принципе.

Когда дело имеет с поляризационными явлениями, то обычно приходится решать два вопроса: как создать поляризованный свет и как зарегистрировать его поляризацию. Прибор для решения первой задачи называется поляризатором, для решения второй – анализатором. Как правило, поляризатор и анализатор взаимозаменяемы. Приведем примеры поляризаторов.

Существуют кристаллы, в которых плоскополяризованный свет поглощается существенно по-разному в зависимости от расположения плоскости колебаний: при определенном расположении этой плоскости поглощение слабое, а при расположении, перпендикулярном к первому, наоборот, поглощение очень сильное. В промежуточных положениях плоскости колебаний поглощение света постепенно меняется от максимума до минимума. Вещества с такими свойствами называются дихроичными. К таким веществам, в частности, относится кристалл турмалина. Пластика из турмалина даже толщиной 1-2 мм может служить поляризатором и анализатором.

Другим примером поляризатора может служить поляроид - искусственно приготовленная пленка, обладающая также свойством дихроичности (кристаллики из геропатита, вводимые в желатин или целлюлозу). Поляроиды обычно дают лишь частично поляризованный свет, степень поляризации которого не очень велика.

Поляризованный свет можно получить, используя отражение или преломление света от обычных неизотропных сред (например, от стекла). Оказывается, отраженный и преломленный свет частично поляризован. Степень поляризации того и другого луча существенно зависит от угла падения луча. Плоскости колебаний отраженного и преломленного лучей взаимно перпендикулярны: у отраженного луча она совпадает с плоскостью падения, у преломленного – ей перпендикулярна. Существует угол падения (у каждой пары прозрачных сред он свой), при котором отраженный свет становится полностью плоскополяризованным (степень поляризации равна единице), а

преломленный луч остается частично поляризованным. Степень его поляризации при этом угле максимальна. Этот угол называется углом Брюстера i_0 . Угол Брюстера определяется из условия (закон Брюстера):

$$\operatorname{tg} i_0 = n. \quad (4.1)$$

Можно показать, что при угле Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Закон Брюстера может быть использован при изготовлении поляризатора. В нем рабочим лучом служит не отраженный, а преломленный луч (хотя последний и не полностью поляризован). Чтобы получить высокую степень поляризации преломленного луча, его пропускают через стопу стеклянных пластинок: с прохождением каждой следующей пластинки стопы степень поляризации преломленного луча увеличивается. При достаточной толщине стопы пластинок преломленный луч становится практически полностью поляризованным.

Прибор, в котором с разных концов трубы вмонтированы поляризатор и анализатор, называется поляриметром. Анализатор пропускает свет полностью (не считая поглощения), если его плоскость колебаний совмещена с плоскостью пропускания самого анализатора. Если поворачивать анализатор вокруг оси поляриметра, то интенсивность проходящего света будет меняться от нуля (в таком положении, говорят, поляризатор и анализатор скрещены) до некоторого максимального значения. Можно выявить закон изменения интенсивности света, прошедшего через анализатор при повороте последнего. Пусть угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора равен α . Тогда через анализатор будет пропущена только составляющая вектора напряженности электрического поля, равная $E \cdot \cos \alpha$. Поскольку интенсивность света пропорциональна квадрату напряженности, то интенсивность прошедшего света будет пропорциональна $E^2 \cdot \cos^2 \alpha$. Если обозначить интенсивность прошедшего через поляризатор света через J_p , то интенсивность света, прошедшего через анализатор, будет подчиняться закону Малюса:

$$J_a = J_p \cdot \cos^2 \alpha. \quad (4.2)$$

Помещая между поляризатором и анализатором в трубе поляриметра различные среды (растворы, кристаллы и др.), можно наблюдать разного рода явления поляризации. Например, у поляризованного света, прошедшего через раствор сахара или глюкозы, плоскость поляризации поворачивается. Угол такого поворота прямо пропорционален концентрации раствора. Поляриметр позволяет измерить угол поворота плоскости поляризации и тем самым концентрацию раствора сахара. Как это делается? Сначала поляризатор и анализатор скрещиваются без кюветы с раствором (их плоскости пропускания света располагаются перпендикулярно друг к другу). Свет через поляриметр не проходит. Затем в трубу поляриметра помещается цилиндрическая кювета с раствором сахара или глюкозы. Теперь свет через поляриметр частично проходит. Поворачивая анализатор в точности на тот же угол поворота, который был вызван раствором, мы добиваемся опять полной задержки в прохождении света. Так измеряется угол поворота плоскости поляризации раствором и соответственно его концентрация. С помощью кристалла, помещенного в трубу поляриметра, можно получить свет, поляризованный по эллипсу.

Рассмотрим процесс преломления света в анизотропных средах, в кристаллах. Этот процесс тесно связан с поляризацией света (и используется для изготовления поляризаторов). Мы остановимся на так называемых одноосных кристаллах. В таких кристаллах (например, в кристаллах исландского шпата CaCO_3) существует выделенное направление, такое, что если преломленный луч идет в этом направлении, то наблюдается обычное преломление, подчиненное закону преломления. Если же преломление происходит во всех иных направлениях, то наблюдается необычное, так называемое двойное лучепреломление. Это двойное лучепреломление и представляет интерес. Направление, в котором не наблюдается двойного лучепреломления, называется оптической осью кристалла. Кристаллы, у которых такое выделенное направление является единственным, называются одноосными. Кристалл исландского шпата принадлежит к такой категории.

Свет, падающий на кристалл, преломляясь, создает не один преломленный луч, как в изотропных средах, а два, идущие в различных направлениях (рис. 4.2 а). В этом и состоит само явление, именуемое

двойным лучепреломлением. Если через такой кристалл посмотреть на окружающие предметы, то каждый предмет будет раздваиваться.

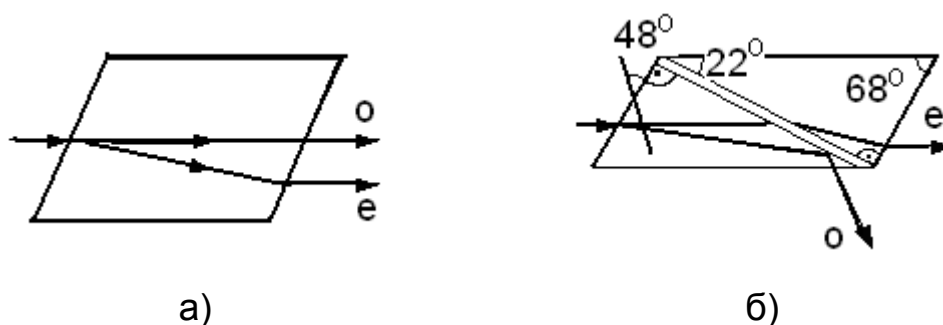


Рис 4.2. Явление двойного лучепреломления

Особенностью двойного лучепреломления является то, что один из преломленных лучей подчиняется закону преломления (его показатель преломления не зависит от угла падения, и лучи, падающий и преломленный, лежат в одной плоскости с перпендикуляром, восстановленным к отражающей плоскости в точке падения). Другой луч этому закону не подчиняется. Оба преломленных луча плоскополяризованны, и их плоскости колебаний взаимно перпендикулярны. При этом луч «о», называют обыкновенным, а луч «е» – необыкновенным, преломляется. Оба луча выходят из кристалла плоско поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Двойное лучепреломление позволяет построить совершенные поляризаторы. Рассмотрим один из вариантов такого поляризатора под названием призмы Николя. Призма Николя (сокращенно - николю) состоит из двух прямоугольных призм из исландского шпата. Углы призм равны 68 и 22. Призмы склеены слоем канадского бальзама как показано на рис. 4.2 б. Оптическая ось лежит в плоскости чертежа под углом 48 к грани призмы. Падающий луч разбивается на обыкновенный (о) и необыкновенный (е). Первый сильнее преломляется, чем второй, и на границе исландский шпат - канадский бальзам испытывает полное внутреннее отражение, т.е. целиком отклоняется в сторону. Только необыкновенный луч проходит призму. На выходе призмы получаем плоскополяризованный луч (вторая призма в николе имеет вспомогательное значение: она лишь спрямляет образованный плоскополяризованный луч).

Интерференция поляризованного света

Явления интерференции поляризованных лучей исследовались в классических опытах Френеля и Арго (1816 г.), доказавших поперечность световых колебаний. Суть их – в зависимости результата интерференции от угла между плоскостями световых колебаний: полосы наиболее контрастны при параллельных плоскостях и исчезают, если волны поляризованы ортогонально. Трудность получения интерференции поляризованных волн состоит в том, что при наложении двух когерентных лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, никакой интерференционной картины с максимумами и минимумами интенсивности получиться не может. Интерференция возникает только в том случае, если колебания во взаимодействующих лучах совершаются вдоль одного и того же направления. Колебания в двух лучах, первоначально поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, можно свести в одну плоскость, пропустив эти лучи через поляризующую кристаллическую пластинку.

Рассмотрим схему получения интерференции поляризованных лучей (рис. 4.3).

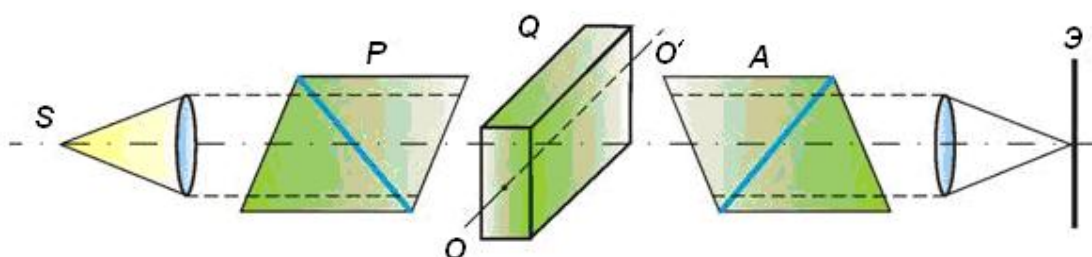


Рис. 4.3. Схема получения интерференции поляризованных лучей

Прошедшее через поляризатор P излучение точечного источника S попадает на полуволновую кристаллическую пластинку Q , которая позволяет изменять угол между плоскостями поляризации интерферирующих лучей: ее поворот на угол α поворачивает вектор \vec{E} на 2α . Если наблюдать интерференционные полосы через анализатор A , то при его повороте на $\pi/2$ картина, наблюдаемая на экране \mathcal{E} , инвертируется: из-за дополнительной разности фаз π темные полосы становятся светлыми и наоборот. Анализатор здесь необходим также для того, чтобы свести колебания двух различно поляризованных лучей в одну плоскость. При прохождении поляризованного света через кристаллическую

пластинку разность хода между двумя компонентами поляризации зависит от толщины пластинки, среднего угла преломления и разности показателей n_o и n_e . Очевидно, что возникающая при этом разность фаз $\delta = 2\pi\Delta / \lambda$ различна для разных длин волн, и тем самым интерференционная картина оказывается окрашенной.

Для плоскопараллельных пластинок наблюдаются полосы равного наклона, а для тонких клиновидных пластинок - полосы равной толщины. Для любой фазовой пластинки рассчитать интенсивность на выходе при скрещенных поляризаторе и анализаторе.

Искусственная анизотропия

Изотропные прозрачные среды не вызывают интерференцию, но если пластинка из такого материала (скажем, из прозрачной пластмассы) подвергнута деформации и напряжена, то она обретает анизотропные свойства и обнаруживает двойное лучепреломление. Этим обстоятельством можно воспользоваться для моделирования картины напряжений в различных деталях напряженных конструкций (например, строительных). Полосы в кристаллическом клине следуют за равной толщиной, их можно и назвать полосами равной толщины, а полосы в нагруженной изотропной пластинке следуют за равным напряжением - это будут полосы равного напряжения.

Моделируя нагруженную деталь из прозрачной пластмассы и освещая ее монохроматическим светом, между скрещенными николями можно качественно оценить напряжения в детали, а главное, найти распределение напряжений в детали (например, в нагруженной балке).

Другое применение интерференции поляризованных лучей связано с электрическим полем. Жидкости изотропны. Если их поместить между скрещенными николями, то интерференция не наблюдается. Жидкость, помещенная в электрическое поле, электрически поляризуется и становится анизотропной. В результате под воздействием электрического поля в жидкости возникает двойное лучепреломление. На рис. 4.4. изображена так называемая ячейка Керра.

Если николи скрещены, то в отсутствие поля свет через ячейку Керра не проходит. При возникновении электрического поля между пластинками конденсатора жидкость (используется обычно нитробензол) становится анизотропной. Свет, прошедший через кювету, поворачивает плоскость поляризации, и система становится прозрачной. Поэтому

ячейка Керра может служить затвором света, который управляется потенциалом одного из электродов конденсатора, помещенного в ячейку.

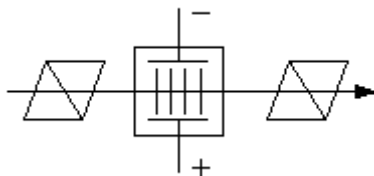


Рис. 4.4. Ячейка Керра

На основе ячеек Керра построены практически безынерционные затворы и модуляторы света с временем срабатывания до 10^{-12} с.

Величина двойного лучепреломления прямо пропорциональна квадрату напряжённости электрического поля: $\Delta n = nkE^2$ (закон Керра). Здесь n – показатель преломления вещества в отсутствие поля, $\Delta n = n_e - n_o$, где n_e и n_o – показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн, k – постоянная Керра.

4.2. Дисперсия света

4.2.1. Общие сведения

При распространении света в веществе возникают следующие явления:

1) изменяется скорость распространения, причем, скорость распространения зависит от длины световой волны. Это явление называется **дисперсией**;

2) часть энергии световой волны теряется. Это явление называется **поглощением** или **абсорбцией** света;

3) при распространении света в оптически неоднородной среде возникает **рассеяние** света на ее пространственных неоднородностях.

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волн λ) света или зависимость фазовой скорости световых волн v от их частоты.

Уточним понятие фазовой скорости.

Фазовая скорость – скорость перемещения фазы гармонической волны. Фазовая скорость c выражается через частоту f и длину волны (или через круговую частоту $\omega = 2\pi f$ и волновое число $k = 2\pi/\lambda$ формулой

$v = \lambda f = \omega k$. Понятие фазовая скорость можно применять, если гармоническая волна распространяется без изменения формы. Это условие всегда выполняется в линейных средах. При зависимости фазовой скорости от частоты или, что то же, от длины волны говорят о дисперсии скорости. В отсутствие дисперсии любые волны распространяются, не меняя формы, со скоростью, равной фазовой скорости. При наличии дисперсии негармонические волны изменяют свою форму, и обычное понятие скорости по отношению к таким волнам делается неприменимым. В этих случаях важны понятия групповой скорости и скорости фронта волны. Экспериментально фазовая скорость при заданной частоте можно получить, определив длину волны из интерференционных опытов. Отношение фазовой скорости в двух данных средах может быть найдено по преломлению плоской волны на плоской границе этих сред, т.к. показатель преломления равен отношению фазовой скорости.

Дисперсия света представляется в виде зависимости: $n = n(\lambda)$ или $n = n(\nu)$. Эта зависимость связана с взаимодействием электромагнитного поля световой волны с атомами и молекулами, приводящим к поглощению; показатель преломления при этом становится комплексной величиной $\tilde{n} = n + i\chi$, где χ характеризует поглощение. В видимой и ультрафиолетовой областях спектра основное значение имеют колебания электронов, а в инфракрасной – колебания ионов.

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света проводил в 1672 г. И. Ньютон. Он объяснил это явление различием масс корпускул. Угол отклонения лучей призмой зависит от показателя преломления n , а n – функция длины волны, поэтому *лучи разных длин волн после прохождения призмы отклоняются на разные углы*. Пучок белого света за призмой разлагается в спектр, который называется *дисперсионным* или *призматическим*, что и наблюдал Ньютон (рис. 4.5). Таким образом, с помощью призмы, так же как с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

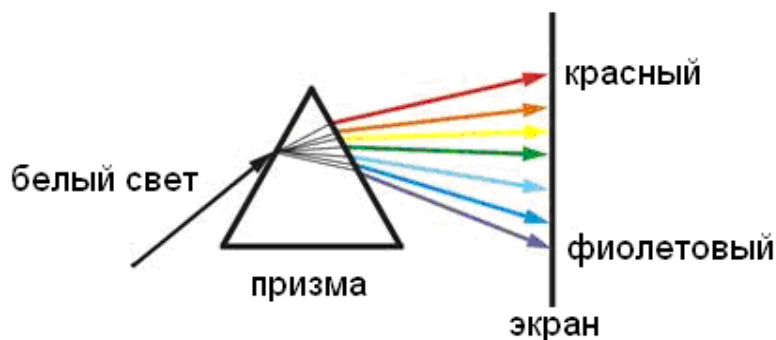


Рис. 4.5. Разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму

Величина $D = \frac{dn}{d\nu}$ (или $D = \frac{dn}{d\lambda}$), называемая **дисперсией вещества**, показывает, как быстро меняется показатель преломления с длиной волны. Эта зависимость не линейная и не монотонная. Области значения ν , в которых

$$\frac{dn}{d\nu} > 0 \text{ или } \frac{dn}{d\lambda} < 0, \quad (4.3.)$$

соответствуют нормальной дисперсии света (с ростом частоты ν показатель преломления n увеличивается). Нормальная дисперсия наблюдается у веществ, прозрачных для света. Например, обычное стекло прозрачно для видимого света, и в этой области частот наблюдается нормальная дисперсия света в стекле. На основе явления нормальной дисперсии основано «разложение» света стеклянной призмой монохроматоров. Дисперсия называется аномальной, если

$$\frac{dn}{d\nu} < 0 \text{ или } \frac{dn}{d\lambda} > 0, \quad (4.4.)$$

т.е. с ростом частоты ν показатель преломления n уменьшается. Аномальная дисперсия наблюдается в областях частот, соответствующих полосам интенсивного поглощения света в данной среде. Например, у обычного стекла в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра наблюдается аномальная дисперсия.

Зависимости n от ν и λ показаны на рис. 4.6.

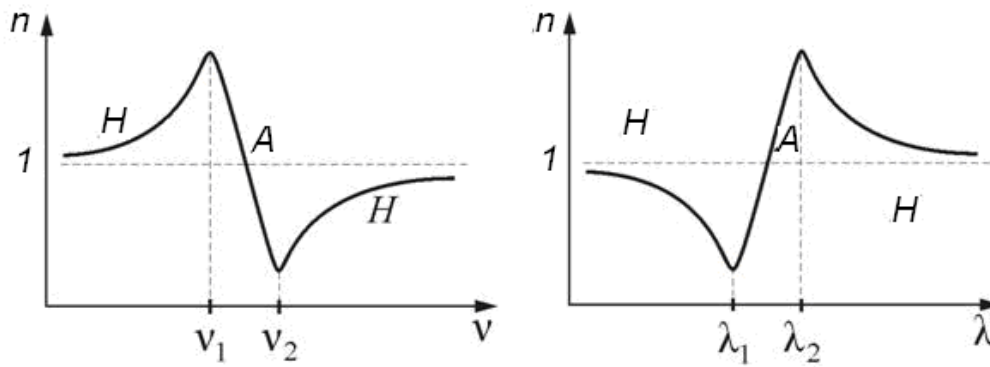


Рис. 4.6. Зависимости n от ν и λ

На графике зависимости $n(\lambda)$ есть участок, где $n < 1$. Это означает, что фазовая скорость световой волны: $v = (c/n) > 1$. На первый взгляд это утверждение противоречит теории относительности, согласно которой скорость света в вакууме является максимально возможной скоростью передачи сигнала. Но монохроматическая волна не может передавать сигнал: она никогда не кончается и нигде не начинается. Такая волна состоит из бесконечно повторяющихся одинаковых горбов и впадин, ничем не отличающихся друг от друга. Передавать сигнал можно только ограниченным в пространстве и во времени кусочком электромагнитной волны – электромагнитным импульсом. Такой импульс (группа волн) можно представить в виде наложения бесконечного числа монохроматических волн с разными частотами и амплитудами (интеграл Фурье).

Для простоты можно представлять импульс (группу волн) совокупностью двух близких по частоте монохроматических волн ($\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega$ и, соответственно, для волнового числа $\Delta k = k_2 - k_1$) и тогда можно показать, что можно считать, что импульс (группа волн) – это монохроматическая волна $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx)$ с медленно меняющейся амплитудой:

$$A = \left| 2a \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \right|.$$

Будем следить за распространением в пространстве точки x_m , где амплитуда A максимальна. Назовем **групповой скоростью** u скорость перемещения в пространстве точки с координатой x_m :

$$u = \frac{dx_m}{dt}$$

Максимуму A соответствует обращение в ноль фазы косинуса в выражении для A , т.е.

$$\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x \right) = 0.$$

Возьмем производную по времени от этого выражения, в результате получим:

$$u = \frac{dx_m}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}.$$

Переходя к пределу, получим окончательное выражение для **групповой скорости**:

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (4.5.)$$

В зависимости от характера дисперсии групповая скорость u в веществе может быть как больше, так и меньше фазовой скорости v (в недиспергирующей среде $u = v$).

Групповая скорость u связана с циклической частотой ω и волновым числом k соотношением (4.5), где $\omega = 2\pi\nu$, $k = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu n/c$. Тогда (4.5) можно записать в виде: $u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{v}{1 + \frac{\nu}{n} \frac{dn}{d\nu}}$.

Таким образом, при нормальной дисперсии $u < v$ и $\frac{dn}{d\lambda} > 0$. При аномальной дисперсии $u > v$, и, в частности, если $n + \nu \frac{dn}{d\nu} < 1$, то $u > c$.

Этот результат не противоречит специальной теории относительности. Понятие групповой скорости правильно описывает распространение только такого сигнала (волнового пакета), форма которого не изменяется при перемещении сигнала в среде. (Строго говоря, это условие выполняется только для вакуума, т.е. в недиспергирующей среде). В области частот, соответствующих аномальной дисперсии, групповая скорость не совпадает со скоростью сигнала, так как вследствие значительной дисперсии форма сигнала так быстро изменяется, что не имеет смысла говорить о групповой скорости.

4.2.2. Классическая электронная теория дисперсии света

Последовательное описание взаимодействия света с веществом возможно только в рамках квантовой теории. Однако, во многих случаях можно ограничиться описанием в рамках волновой (электромагнитной) теории излучения и классической электронной теории, согласно которой каждую молекулу среды можно рассматривать как систему зарядов, имеющих возможность совершать гармонические колебания – как систему осцилляторов с различными собственными частотами и коэффициентами затухания. Движение этих осцилляторов можно рассматривать на основе законов Ньютона.

Т.е. дисперсия света может быть объяснена на основе электромагнитной теории и электронной теории вещества.

При падении света на вещество падающие световые волны складываются со вторичными волнами, возникающими вследствие колебаний электронов и ядер, входящих в состав атомов и молекул вещества и приведенных в состояние колебательного движения переменным полем падающей световой волны.

При этом принято считать, что заряженные частицы в атомах и молекулах удерживаются около своего положения равновесия квазиупругими силами. Вследствие этого электроны, ядра, ионы могут обладать собственной частотой колебаний ω_0 . Падающая световая волна, распространяясь через вещество, заставляет заряженные частицы совершать вынужденные колебания с частотой ω . Основываясь на этих представлениях можно получить зависимость показателя преломления от длины световой волны.

Классическую теорию, рассматривающую процессы, протекающие при условии $E_m \ll E_A$, называют **линейной оптикой**. (Здесь E_m – амплитудное значение напряженности электрического поля волны; E_A – амплитуда такой волны, энергия которой равна энергии связи частицы в структуре). Законы линейной оптики справедливы при $E_m = 10 - 10^3$ В/м. Если амплитудное значение $10^9 - 10^{11}$ В/м, то $E_m > E_A$ и соответствующий раздел теории относят к нелинейной оптике.

Дисперсия света является результатом взаимодействия электромагнитной волны с заряженными частицами, входящими в состав вещества. Теория Максвелла не могла объяснить это явление, так как тогда не было известно о сложном строении атома. Классическая теория была

разработана Х.А. Лоренцем после создания им электронной теории строения вещества. Он показал, что $n^2 = \varepsilon$, а ε – тоже зависит от частоты.

Для видимого света существует только поляризация электрически упругого смещения. Смещаются в основном валентные электроны. В процессе *вынужденных* (под действием падающей световой волны) колебаний электронов с частотой ν (частота вынуждающей силы) *периодически изменяются* дипольные электрические моменты атомов, частота которых тоже равна ν . Среднее расстояние между атомами вещества много меньше протяженности одного цуга волн. Следовательно, вторичные волны, излучаемые большим числом соседних атомов, когерентны как между собой, так и с первичной волной. При сложении этих волн они интерферируют, в результате этой интерференции и получаются все наблюдаемые оптические явления, связанные с взаимодействием света с веществом. Фаза вторичной волны другая (сказывается запаздывание смещения электрона – смещение происходит только при достижении определенной величины электрического поля), но разность фаз первичной и вторичной волн постоянна. Скорость распространения фронта волны (фазовая скорость) зависит от результата сложения, т.е. от фазы результирующей волны.

В однородном изотропном веществе в результате интерференции образуется проходящая волна, направление распространения которой совпадает с направлением первичной волны.

В оптически неоднородной среде (с разным n), сложение первой и второй волн приводит к рассеянию света.

При падении света на границу *раздела* двух сред, в результате интерференции возникает не только проходящая (преломленная), но и отраженная волна. Отражение происходит не от геометрической поверхности раздела, а от более или менее значительного слоя частиц среды, прилегающих к границе раздела.

Мы рассмотрим только элементарную теорию дисперсии в однородном изотропном диэлектрике и приведем интересующую нас зависимость $n = n(\omega)$, где ω – циклическая частота колебаний.

Известно, что диэлектрическая проницаемость вещества $\varepsilon = 1 + \chi = 1 + (P / \varepsilon_0 E)$, где E – мгновенное значение напряженности электрического поля световой волны; χ – диэлектрическая восприимчивость среды; P – вектор поляризации (в данном случае – его проекция на направление

внешнего поля E), его называют часто электрическим моментом единицы объема. Полагая, что поляризация обусловлена смещением только валентных (оптических) электронов, можно получить:

$$n^2 = 1 - (n_0 e r / \varepsilon_0 E), \quad (4.6.)$$

где n_0 – концентрация атомов;
 e – заряд электрона;
 r – смещение электрона.

Оптический электрон совершает вынужденные колебания под действием следующих сил: возвращающей квазиупругой силы $F_x = -m \omega_0^2 r$, где m и ω_0 – масса и частота свободных незатухающих колебаний электрона; силы сопротивления со стороны других атомов $F_{\text{сопр}} = -2 \beta m (dr/dt)$, где β – коэффициент затухания; вынуждающей силы $F = -eE$.

Уравнение вынужденных колебаний в случае линейно-поляризованного монохроматического света, с циклической частотой ω с учетом $E = E_0 \cos \omega t$ будет иметь вид:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\beta \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = \frac{eE_0 \cos \omega t}{m}. \quad (4.7)$$

Его решение:

$$r = \frac{eE_0 \cos(\omega t + \varphi_0)}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \quad \text{tg} \varphi_0 = -\frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

В том случае, если среда не поглощает свет ($\beta = 0$), то с учетом (4.6) можно получить следующую связь:

$$n^2 = 1 + \frac{ne^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) \varepsilon_0 m}. \quad (4.8)$$

Качественная зависимость $n(\omega)$ показана на рис. 4.7.

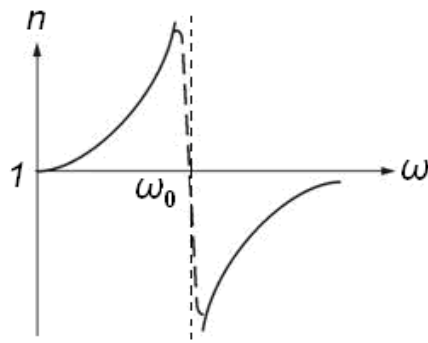


Рис. 4.7. Качественная зависимость $n(\omega)$

Из выражения (4.8) видно, что имеется определенная зависимость показателя преломления от циклической частоты падающего света ω и собственной частоты колебаний электрических зарядов вещества ω_0 (рис. 4.7). Возможны следующие варианты соотношения частот ω и ω_0 (поглощения нет):

1) $\omega_0 \gg \omega \Rightarrow n > 1$. Дисперсия изучается вдали от линии поглощения. Справедливо для всей видимой области спектра, иными словами: частота собственных колебаний осциллирующего электрона соответствует УФ области спектра.

2) $\omega_0 \ll \omega \Rightarrow n < 1$. Это приближение можно использовать при описании дисперсии рентгеновского излучения. Легко показать, что здесь можно положить $\omega_0 = 0$ и тогда т.к. ω очень велика, то можно считать $n \sim 1$. Этот результат соответствует экспериментальным данным и используется в оптике рентгеновских лучей, где можно наблюдать полное внутреннее отражение при переходе рентгеновского излучения из воздуха в стекло, что было невозможно в оптическом диапазоне.

3) $\omega = \omega_0$. Имеет место разрыв, это означает, что преломление света в веществе отсутствует; свет полностью поглощается веществом.

Следует особо отметить, что дисперсия света является неотъемлемым свойством вещества. Для веществ, состоящих из атомов с несколькими электронами возможно наличие нескольких полос аномальной дисперсии, т. к. частота собственных колебаний электрона ω_0 в атомах зависит от их удаления от ядра атома. Число электронов зависит от величины заряда ядра. Из этого следует, что каждое вещество обязательно имеет не менее двух полос аномальной дисперсии. Одна полоса соответствует колебаниям внешних электронов, а вторая – колебаниям ядер. Полосы аномальной дисперсии, соответствующие колебаниям

ядер лежат в далекой ИК – области спектра, т.к. колебания ядер происходят с меньшей частотой, чем колебания электронов.

4.3. Поглощение (абсорбция) света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление потери энергии световой волной, проходящей через вещество.

При прохождении электромагнитной волны через вещество часть энергии волны затрачивается на возбуждение колебаний электронов. Частично эта энергия вновь возвращается излучению в виде вторичных волн, возбуждаемых электронами; частично же она переходит в другие виды энергии (например, в энергию движения атомов, т. е. во внутреннюю энергию вещества). При поглощении света колебания затухают и амплитуда электрической составляющей уменьшается по мере распространения волны.

Таким образом, интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается – свет поглощается в веществе. Вынужденные колебания электронов, а, следовательно, и поглощение света, становятся особенно интенсивными при резонансной частоте.

Интенсивность волны будет изменяться **по закону Бугера** (П. Бугер (1698 – 1758) – французский ученый):

$$J(x) = J_0 \exp(-\alpha x), \quad (4.9)$$

где J_0 – интенсивность волны на входе в среду,

α – постоянная, зависящая от свойств поглощающего вещества и называемая коэффициентом поглощения – физическая величина, численно равная обратному значению толщины слоя вещества, в котором интенсивность волны убывает в $e = 2,72$ раз.

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны определяет спектр поглощения материала. В веществе (например, в газе) может присутствовать несколько сортов частиц, участвующих в колебаниях под действием распространяющейся электромагнитной волны. Если эти частицы слабо взаимодействуют, то коэффициент поглощения мал для широкого спектра частот, и лишь в узких областях он резко возрастает (рис. 4.8 а).

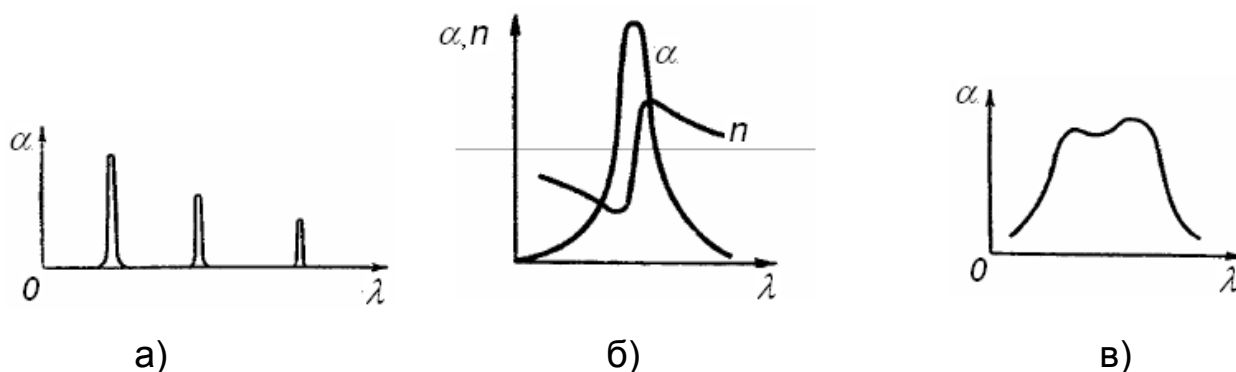


Рис. 4.8. Примеры зависимости коэффициента поглощения от длины волны

Эти области соответствуют частотам собственных колебаний оптических электронов в атомах разных видов. Спектр поглощения таких веществ линейчатый и представляет собою темные полосы на радужной окраске спектра, если это видимая область. Максимумы соответствуют резонансным частотам колебаний электронов внутри атомов. На рис. 4.8 б представлены типичная зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ и зависимость показателя преломления n от λ в области полосы поглощения. Из рисунка следует, что внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает с уменьшением λ). Однако поглощение вещества должно быть значительным, чтобы повлиять на ход показателя преломления. В случае многоатомных молекул обнаруживаются также частоты, соответствующие колебаниям атомов внутри молекул. Так как массы атомов в десятки тысяч раз больше массы электрона, молекулярные частоты бывают намного меньше атомных - они попадают в инфракрасную область спектра. В частности кристаллы кремния являются прозрачными в области инфракрасного света.

При увеличении давления газа полосы поглощения уширяются. В жидком состоянии они сливаются, и спектр поглощения принимает вид, показанный на рис. 4.8 в. Причиной уширения является усиление связи атомов (молекул) в среде.

Коэффициент поглощения, зависящий от длины волны λ (или частоты ω), для различных веществ различен. Например, одноатомные газы и пары металлов (т.е. вещества, в которых атомы расположены на значительных расстояниях друг от друга и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения, и

лишь для очень узких спектральных областей (примерно 10^{-12} – 10^{-11} м) наблюдаются резкие максимумы (так называемый линейчатый спектр поглощения). Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется полосами поглощения (примерно 10^{-10} – 10^{-7} м).

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (примерно 10^{-3} – 10^{-5}), однако у них наблюдается селективное поглощение света в определенных интервалах длин волн, когда α резко возрастает и наблюдаются сравнительно широкие полосы поглощения (примерно 10^{-7} – 10^{-6} м), т.е. диэлектрики имеют сплошной спектр поглощения. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика.

Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (примерно 10^3 – 10^4 см⁻¹), и поэтому металлы практически непрозрачны для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением Джоулевой теплоты. Поэтому энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

Зависимостью коэффициента поглощения от частоты (длины волны) объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления светофильтров, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей; пленки из пластмасс, содержащие красители; растворы красителей и т. д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Разнообразие пределов селективного (избирательного) поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Спектральный анализ позволяет получить информацию о составе Солнца, поскольку определенный набор спектральных линий исключи-

тельно точно характеризует химический элемент. Так, с помощью наблюдений спектра Солнца был открыт гелий.

Видимая часть солнечного излучения при изучении с помощью спектроанализирующих приборов оказывается неоднородной – в спектре наблюдаются **линии поглощения**, впервые описанные в 1814 году И. Фраунгофером.

С помощью спектрального анализа узнали, что звезды состоят из тех же самых элементов, которые имеются и на Земле.

Явление поглощения широко используется в абсорбционном спектральном анализе смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос) поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

4.4. Излучение Вавилова–Черенкова

П. А. Черенков, изучая действие электромагнитного излучения на вещество, обнаружил *особый вид свечения жидкости* под действием γ -лучей радия. Подобное излучение света было обнаружено и под действием других заряженных частиц, например электронов. Основные характерные особенности этого излучения:

1) *свечение имело голубоватый цвет* и наблюдалось у всех чистых прозрачных жидкостей, причем яркость и цвет свечения мало зависели от химического состава жидкости;

2) *в отличие от люминесценции*, не наблюдалось ни температурного, ни примесного ослабления свечения;

3) излучение имеет *поляризацию и направленность* вдоль направления движения частицы.

С. Н. Вавилов предположил, что обнаруженное явление не является люминесценцией, *свет излучают быстрые электроны, движущиеся в жидкости*. И. Е. Тамм и И. М. Франк объяснили механизм свечения и создали количественную теорию, основанную на уравнениях классической электродинамики. В. Л. Гинзбург создал квантовую теорию, которая привела к тем же результатам.

Излучение Вавилова–Черенкова – это излучение электрически заряженной частицы, движущейся в среде, со скоростью $c/n < v < c$ превышающей скорость света в этой среде.

Согласно электромагнитной теории, заряд, движущийся равномерно не излучает электромагнитной волны. Однако Тамм и Франк показали, что это справедливо лишь для скоростей частиц, не превышающих фазовую скорость волны в данной среде. В процессе излучения Вавилова–Черенкова энергия и скорость излучающей свободной частицы уменьшается, то есть частица тормозится.

Заряженная частица вызывает кратковременную поляризацию вещества в окрестности тех точек, через которые она проходит при своем движении. Поэтому молекулы среды, лежащие на пути частицы, становятся кратковременно действующими *когерентными источниками элементарных электромагнитных волн, которые интерферируют друг с другом.*

При движении заряженной частицы в изотропной среде со скоростью $v = c/n$ элементарные волны будут представлять собой сферы, распространяющиеся со скоростью c/n . Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, *в результате интерференции элементарные волны гасят друг друга* всюду, за исключением их общей огибающей.

При движении частицы со скоростью $v < c/n$ общей огибающей волн нет: все окружности лежат одна в другой. Поэтому *заряд, движущийся равномерно прямолинейно со скоростью $v < c/n$, свет не излучает.*

При движении частицы со скоростью быстрее, чем распространяются волны в среде ($v > c/n$), соответствующие элементарным волнам сферы пересекаются и их общая огибающая (волновая поверхность) представляет собой конус с вершиной в точке, совпадающей с мгновенным положением движущейся частицы). В этом случае, *в результате интерференции элементарные волны усиливают друг друга.* Нормали к образующим конуса определяют волновые векторы, т.е. направления распространения света. Угол Φ , который составляет волновой вектор с направлением движения частицы, удовлетворяет соотношению: $\cos \varphi = (c/n \cdot v)$. В этих направлениях вторичные волны будут усиливаться и *формировать излучение Вавилова–Черенкова.* Свет, возникающий на каждом малом участке траектории частицы, распространяется вдоль об-

разующей конуса, ось которого совпадает с направлением движения свободного электрона v_e , а угол при вершине равен 2φ .

В жидкостях и твердых телах условие $v < c/n$ начинает выполняться для электронов при энергиях $W > 10^5$ эВ, а для протонов при $W > 10^8$ эВ.

Эффект Вавилова–Черенкова используют в счетчиках Черенкова, предназначенных для регистрации заряженных микрочастиц (электронов, протонов, мезонов и т.п.). В них световая вспышка, возникающая при движении частицы, преобразуется в электрический сигнал с помощью фотоумножителя, который и регистрируется. В некоторых черенковских счетчиках можно определить угол φ , по условию $\cos \varphi = (c/n \cdot v_e)$, оценить скорость частицы и, зная массу, определить ее энергию (было использовано Э. Сегре при открытии антипротона в 1955 г.).

4.5. Рассеяние света

С классической точки зрения процесс рассеяния света заключается в том, что свет, проходящий через вещество, возбуждает колебания электронов в атомах. Колеблющиеся электроны становятся источниками вторичных волн, распространяющихся по всем направлениям. Это явление, казалось бы, должно при всех условиях приводить к рассеянию света. Однако вторичные волны являются когерентными, так что необходимо учесть их взаимную интерференцию. Оказывается, что в случае однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны. Поэтому перераспределение света по направлениям, т. е. рассеяние света, отсутствует. В направлении первичного луча вторичные волны, интерферируя с первичной проходящей волной, образуют результирующую волну с фазовой скоростью, отличной от c . Этим, как мы уже знаем, объясняются преломление и дисперсия света. Таким образом, рассеяние света возникает только в неоднородной среде. Световые волны, дифрагируя на неоднородностях среды, дают дифракционную картину, характеризующуюся довольно равномерным распределением интенсивности по всем направлениям. Такую дифракцию на мелких неоднородностях называют рассеянием света.

Среды с явно выраженной оптической неоднородностью носят название мутных сред. К их числу принадлежат:

- 1) дымы, т. е. взвеси мельчайших частиц в газах;
- 2) туманы — взвеси в газах мельчайших капелек жидкости;
- 3) взвеси или суспензии, образованные плавающими в жидкости твердыми частичками;
- 4) эмульсии, т. е. взвеси мельчайших капелек одной жидкости в другой, не растворяющей первую (примером эмульсии может служить молоко, представляющее собой взвесь капелек жира в воде);
- 5) твердые тела вроде перламутра, молочных стекол и т. д.

В результате рассеяния света в боковых направлениях интенсивность в направлении распространения убывает быстрее, чем в случае одного лишь поглощения.

Характер рассеяния в этом случае зависит от соотношения между размером неоднородностей r и длиной волны света λ .

Для больших частиц, ($a \gg \lambda$, a – размер частиц) наблюдается геометрическое рассеяние. В этом случае весь свет, падающий на поверхность крупной частицы рассеивается в стороны.

Если размер рассеивающих частиц $a \ll \lambda$, то вынужденные колебания всех электронов, одной такой частички, возбуждаемые световой волной, происходят в одной фазе. Такую частичку можно рассматривать как один колеблющийся диполь. Интенсивность излучения диполя, колеблющегося по гармоническому закону пропорциональна четвертой степени частоты, т.е.:

$$I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4. \quad (4.10)$$

Такая зависимость интенсивности рассеянного света от длины волны для рассеяния на частицах название **закона Релея**.

Рассеяние света наблюдается также в чистых средах, не содержащих каких-либо частиц примесей (например, в чистых газах и жидкостях, истинных растворах). Оно называется **молекулярным рассеянием света** и обусловлено, как впервые предположил. М. Смолуховский, флуктуациями плотности, возникающими в процессе хаотического теплового движения молекул среды. Дополнительными причинами возникновения оптической неоднородности в чистых средах с анизотропными (полярными) молекулами являются флуктуации ориентации молекул

(флуктуации анизотропии), а в истинных растворах, кроме того, — флуктуации концентрации. А. Эйнштейн, основываясь на идее М. Смолуховского, создал в 1910 г. теорию молекулярного рассеяния света. Как показывают расчеты, размеры участков среды, соответствующих более или менее значительным флуктуациям, при обычных условиях значительно меньше длин волн видимого света. Поэтому теория Эйнштейна привела к тем же результатам в отношении зависимости интенсивности рассеянного света от λ , а также характера поляризации рассеянного света, что и теория Рэлея.

Молекулярным рассеянием в атмосфере коротковолновой части видимого солнечного света объясняется голубой цвет неба. По тем же причинам при восходе и закате прямой солнечный свет, прошедший сквозь значительную толщину атмосферы, должен быть красно-оранжевым. Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Этим объясняется более насыщенный цвет неба в ясный летний день по сравнению с таким же зимним днем.

4.6. Примеры решения задач

1. Под каким углом должен падать пучок света из воздуха на поверхность жидкости, чтобы при отражении от дна стеклянного сосуда ($n_1 = 1,5$), наполненного водой ($n_2 = 1,33$), свет был полностью поляризован?

Дано: $n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,33$

Определить: β

Решение. На границу воздух-вода падает естественный свет (1) под углом β (рис.4.9). Здесь луч частично отражается (2), частично преломляется (3). Пучки лучей 2 и 3 света частично поляризованы: в пучке 2 световой вектор предпочтительно лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, в пучке 3 – в плоскости падения. Согласно закона преломления:

$$\sin\beta = n_1 \sin\alpha .$$

На границе вода-стекло свет падает частично поляризованным под углом α . Здесь он частично отражается (4), частично преломляется (5).

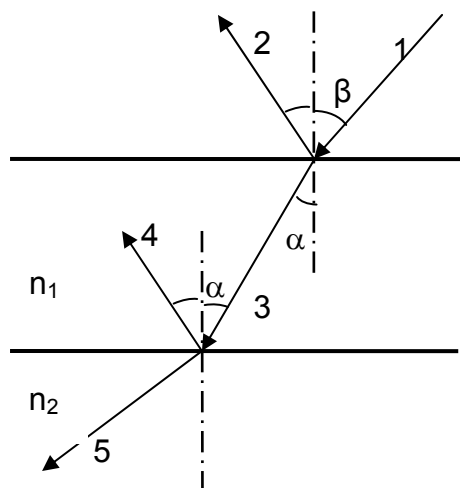


Рис.4.9. Ход лучей света из воздуха на поверхность жидкости

Чтобы отраженный пучок был полностью поляризованным, необходимо, чтобы было выполнено условие $\operatorname{tg} \alpha = n_1 / n_2$ согласно закону Брюстера.

Откуда $\alpha = \operatorname{arctg} (n_1 / n_2)$.

Тогда $\beta = \operatorname{arcsin} [n_1 \sin(\operatorname{arctg} (n_1 / n_2))] = 84^\circ$.

Ответ: $\beta = 84^\circ$.

2. Пластинка кварца толщиной 2 мм (удельное вращение кварца 15 град/мм), вырезанная перпендикулярно оптической оси, помещена между двумя скрещенными николями (рис. 4.10). Пренебрегая потерями света в николях, определить, во сколько раз уменьшится интенсивность света, прошедшего эту систему.

Дано: $d = 2 \text{ мм} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\alpha = 15 \text{ град/мм}$

Определить: I_0 / I

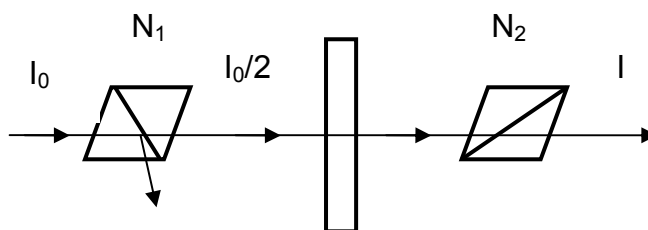


Рис. 4.10. Пластинка кварца между двумя николями

Решение. Естественный свет, проходя через первый николю, вследствие двойного лучепреломления расщепляется на два пучка: обыкновенный (о) и необыкновенный (е). Оба пучка одинаковы по интенсивности и поляризованы полностью, но во взаимно перпендикулярных плоскостях. Из первого николя выходит необыкновенный (е) луч света с интенсивностью $I_0/2$ (обыкновенный (о) луч претерпевает полное внутреннее отражение).

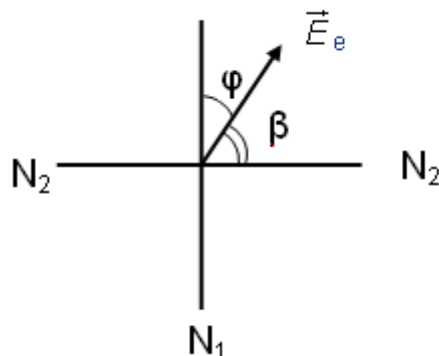


Рис.4.11. Вектор \vec{E}_e луча, который падает на николю N_2

В кварцевой пластинке наблюдается вращение плоскости поляризации необыкновенного луча на угол $\varphi = \alpha d = 30^\circ$.

Электрический вектор \vec{E}_e луча, падающего на николю N_2 , после прохождения пластинки составляет с его направлением пропускания угол $\beta = 90^\circ - \varphi = 60^\circ$ (рис. 4.11).

Согласно закону Малюса, интенсивность прошедшего через николю N_2 света:

$$I = I_0 \cos^2 \beta / 2.$$

Следовательно, $I_0 / I = 2 / \cos^2 \beta$.

Вычисляя, получим: $I_0 / I = 8$.

Ответ: $I_0 / I = 8$.

3. Пучок частично-поляризованного света рассматривается через николю. Первоначально николю установлен так, что его плоскость пропускания параллельна плоскости колебаний линейно поляризованного света. При повороте николя на угол $\psi = 60^\circ$ интенсивность пропускаемого им света уменьшилась в $k = 2$ раза. Определить отношение I_e / I_n интенсивности естественного и линейно-поляризованного света, состав-

ляющих данный частично-поляризованный свет, а также степень поляризации P пучка света.

Дано: $\psi = 60^\circ$; $\kappa = 2$

Определить: I_e / I_n ; P

Решение. Отношение интенсивности I_e естественного света к интенсивности I_n поляризованного света найдем из следующих соображений. При первоначальном положении николя он полностью пропустит линейно-поляризованный свет и половину интенсивности естественного света. Общая интенсивность пропущенного при этом света $I_1 = I_n + 1/2 I_e$.

При этом при втором положении николя интенсивность пропущенного поляризованного света определится по закону Малюса, а интенсивность пропущенного естественного света, как и в первом случае, будет равна половине интенсивности естественного света, падающего на николю. Общая интенсивность во втором случае

$$I_2 = I_n \cos^2 \psi + 1/2 I_e.$$

В соответствие с условием задачи $I_1 = \kappa I_2$, или

$$I_n + 1/2 I_e = \kappa(I_n \cos^2 \psi + 1/2 I_e).$$

Подставив сюда значение угла ψ и κ и произведя вычисления, получим: $I_e / I_n = 1$, или $I_e = I_n$, т.е. интенсивности естественного и поляризованного света в заданном пучке равны между собой.

Степень поляризации частично-поляризованного света определяется соотношением:

$$P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (4.11)$$

где I_{\max} и I_{\min} – соответственно максимальная и минимальная интенсивности света, пропущенного через николю.

Максимальная интенсивность $I_{\max} = I_1 = I_n + 1/2 I_e$, или, учитывая, что $I_e = I_n$, $I_{\max} = 3/2 I_n$.

Минимальная интенсивность соответствует положению николя, при котором плоскость пропускания его перпендикулярна плоскости колебаний линейно-поляризованного света. При таком положении николя по-

ляризованный свет будет полностью погашен и через николю пройдет только половина естественного света. Общая интенсивность выразится равенством:

$$I_{\min} = 1/2 I_e = 1/2 I_n.$$

Подставив найденные выражения I_{\max} и I_{\min} в (4.11), получим:

$$P = (3/2 I_n - 1/2 I_n) / (3/2 I_n + 1/2 I_n) = 1/2.$$

Следовательно, степень поляризации пучка света $P = 1/2$.

Ответ: $P = 1/2$.

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

Дано: $\alpha = 45^\circ$; $\alpha' = 60^\circ$.

Определить: I_2 / I_2'

Решение. Пучок естественного света, падая на грань поляризатора, расщепляется вследствие двойного лучепреломления на два пучка: обыкновенный и необыкновенный (рис. 4.12). Оба пучка одинаковые по интенсивности и полностью поляризованы. Плоскость колебаний для необыкновенного пучка лежит в плоскости чертежа (плоскость главного сечения). Плоскость колебаний для обыкновенного пучка перпендикулярна плоскости чертежа. Обыкновенный пучок (о) вследствие полного отражения от грани АВ отбрасывается на зачерненную поверхность призмы и поглощается ею. Необыкновенный пучок (е) проходит через николю. При этом интенсивность света, прошедшего через поляризатор:

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0, \quad (4.12)$$

где I_0 – интенсивность естественного света, падающего на поляризатор.

Далее пучок плоскополяризованого света интенсивности I_1 падает на второй поляризатор (анализатор) и также расщепляется на обыкновенный и необыкновенный. Обыкновенный пучок полностью поглощает-

ся в николе. А интенсивность необыкновенного пучка света, вышедшего из анализатора. Определяется законом Малюса:

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha , \quad (4.13)$$

где α – угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.

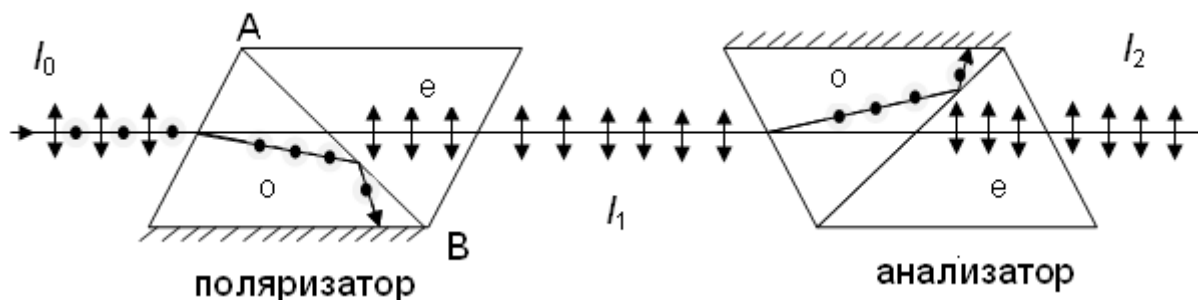


Рис. 4.12. Прохождение естественного пучка света через поляризатор и анализатор

Подставляя выражение (4.12) в формулу (4.13) получим:

$$I_2 = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha . \quad (4.14)$$

Если увеличить угол между плоскостями поляризатора и анализатора до α' , то интенсивность света, вышедшего из анализатора, составит:

$$I'_2 = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha' . \quad (4.15)$$

Поделив почленно выражения (4.14) и (4.15) определим уменьшение интенсивности:

$$\frac{I_2}{I'_2} = \frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \alpha'}$$

Подставляя числовое значение углов α и α' и, произведя вычисления, получим:

$$\frac{I_2}{I'_2} = \frac{\cos^2 45^\circ}{\cos^2 60^\circ} = 2.$$

Ответ: уменьшится в 2 раза.

5. Параллельный пучок естественного света падает на сферическую каплю воды. Найти угол α между отраженным и падающим пучками в точке А (рис. 4.13).

Дано: $n_2 = 1,33$

Определить: α

Решение. Отраженный от поверхности капли пучок света является полностью поляризованным. Следовательно, согласно закону Брюстера:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_B = n_{21},$$

где ε_B – угол падения пучка света на каплю;

n_{21} – относительный показатель преломления второй среды (воды) относительно первой (воздуха).

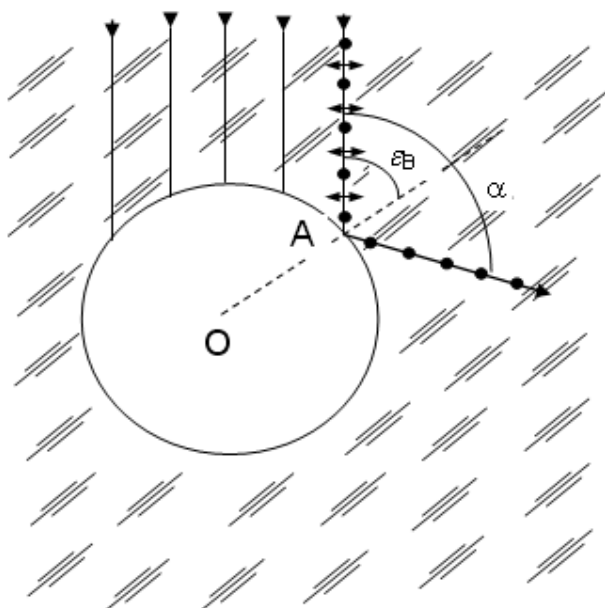


Рис. 4.13. Пучок света, падающий на сферическую каплю воды

Относительный показатель преломления равен отношению абсолютных показателей преломления этих сред: $n_{21} = n_2 / n_1$.

Следовательно,

$$\operatorname{tg} \varepsilon_B = \frac{n_2}{n_1}.$$

Откуда

$$\varepsilon_B = \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.16)$$

Согласно закону отражения света угол отражения равен углу падения. Следовательно, угол между отраженным и падающим пучками равен: $\alpha = 2\varepsilon_B$. Подставляя сюда выражение (4.16) получаем:

$$\alpha = 2 \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1}.$$

Абсолютный показатель преломления воздуха $n_1 = 1$.

Произведя вычисления, получим:

$$\alpha = 2 \operatorname{arctg} \frac{1,33}{1} = 106^\circ.$$

Ответ: $\alpha = 106^\circ$.

6. При прохождении света через слой 5 % сахарного раствора толщиной 15 см плоскость поляризации света повернулась на угол $6,5^\circ$. Каким образом повернет плоскость поляризации 13 % раствор с толщиной 12 см?

Дано: $C_1 = 5\%$; $l_1 = 15 \text{ см} = 0,15 \text{ м}$; $\psi_1 = 6,5^\circ$; $C_2 = 13\%$; $l_2 = 12 \text{ см} = 0,12 \text{ м}$

Определить: ψ_2 .

Решение. Следует вспомнить, что некоторые вещества, называемые оптически активными, обладают свойством поворачивать плоскость поляризации при прохождении через них плоско поляризованного луча

света. В растворах оптически активных веществ вращение плоскости поляризации пропорционально длине l пути луча и концентрации раствора C :

$$\psi = \beta C l \quad (4.17)$$

где β – постоянная вращения, зависящая от вещества.

Зная ψ_1 , C_1 и l_1 , можно найти β :

$$\beta = \frac{\psi_1}{C_1 l_1} \quad (4.18)$$

Тогда
$$\psi_2 = \beta C_2 l_2 = \frac{\psi_1}{C_1 l_1} C_2 l_2 \quad (4.19)$$

Подставляя численные значения в (4.19), получим: $\psi_2 = 13,5^\circ$.

Ответ: $\psi_2 = 13,5^\circ$.

7. Показатель преломления воздуха в нормальных условиях для желтой линии натрия ($\lambda = 5893 \cdot 10^{-10}$ м) $n_1 = 1,0002918$.

Определить показатель преломления воздуха при давлении $3 \cdot 10^6$ Па и температуре 30° С.

Дано: $P_1 = 10^5$ Па; $T_1 = 273$ К; $P_2 = 3 \cdot 10^6$ Па; $T_2 = 303$ К; $n_1 = 1,0002918$; $\lambda = 5893 \cdot 10^{-10}$ м.

Определить: n_2

Решение. Электронная теория дисперсии дает следующую зависимость показателя преломления от частоты ω колебаний вектора \vec{E} :

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (4.20)$$

где ε_0 – электрическая постоянная,

N – концентрация электронов,

e и m – соответственно заряд и масса электрона,

ω_0 – собственная частота колебаний электронов среды.

Анализ входящих в соотношение (4.20) для n величин показывает, что изменение температуры и давления может повлиять только на концентрацию электронов, т.к. другие величины от температуры не зависят.

Полагая, что концентрация электронов прямо пропорциональна концентрации молекул или массе единицы объема вещества (плотности), можно записать:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}.$$

Отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ определим из системы уравнений Клапейрона-Менделеева для двух состояний газа:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\left(\frac{P_1 M}{RT_1}\right)}{\left(\frac{P_2 M}{RT_2}\right)} = \frac{P_1 T_2}{P_2 T_1} \quad (4.21)$$

Искомую величину n_2 найдем из выражения (4.20), записав его для двух состояний газа:

$$n_1^2 = 1 + \frac{N_1 e^2}{\varepsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} ; \quad n_2^2 = 1 + \frac{N_2 e^2}{\varepsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Преобразуем эти соотношения к виду: $(n_1^2 - 1)/(n_2^2 - 1) = P_1 T_2 / P_2 T_1$.

Разрешая полученное выражение относительно n_2 , находим:

$$n_2 = \sqrt{(n_1^2 - 1)P_2 T_1 / P_1 T_2 + 1}$$

Вычисления дают: $n_2 = 1,00793$

Ответ: $n_2 = 1,00793$

8. На стеклянную призму с преломляющим углом $\theta = 50^\circ$ падает под углом $i_1 = 30^\circ$ луч света. Определить угол отклонения луча призмой, если показатель преломления стекла равен 1,56.

Дано: $\theta = 50^\circ$; $i_1 = 30^\circ$; $n = 1,56$

Определить: β

Решение. Из рис. 4.14 видно, что угол отклонения

$$\beta = \gamma + \gamma' \quad (4.22)$$

Углы γ и γ' просто выражаются через углы i_1 , i_2 , i_1' , i_2' , которые будем последовательно вычислять:

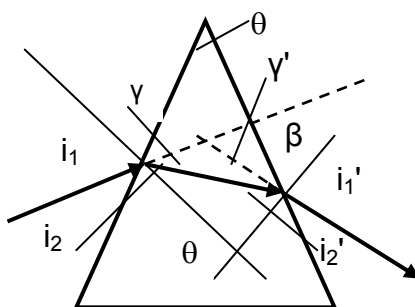


Рис.4.14. Ход луча в призме

1) из закона преломления $\sin i_1 / \sin i_2 = n$ имеем:

$$i_2 = \arcsin (\sin i_1 / n) = 18,7^\circ;$$

2) из рис.4.13 следует, что угол падения i_2' на вторую грань призмы равен:

$$i_2' = \theta - i_2 = 31,3^\circ.$$

Угол i_2' меньше предельного ($i_{2' \text{ гран}} = \arcsin 1/n = 39,9^\circ$), поэтому на второй грани луч преломится и выйдет из призмы;

3) так как $\sin i_2' / \sin i_1' = 1/n$, то $i_1' = \arcsin (n \sin i_2') = 54,1^\circ$.

Теперь найдем углы γ и γ' :

$$\gamma = i_1 - i_2 = 11,3^\circ; \quad \gamma' = i_1' - i_2' = 22,8^\circ.$$

Тогда $\beta = \gamma + \gamma' = 11,3^\circ + 22,8^\circ = 34,1^\circ$.

Ответ: $\beta = 34,1^\circ$.

9. Показатель преломления прозрачного вещества для небольшого интервала длин волн (волнового пакета) вдали от линий поглощения, связан с длиной волны соотношением $n = A + B/\lambda^2$. Определить: а) дисперсию вещества; б) фазовую скорость; в) групповую скорость.

Дано: $n = A + B/\lambda^2$.

Определить: D, v, u .

Решение. Дисперсия D показывает зависимость изменения показателя преломления n от изменения длины волны λ : $D = \frac{dn}{d\lambda}$.

Дифференцируя данную в условии зависимость $n(\lambda)$, получим:

$$D = -2B / \lambda^3.$$

Поскольку $D < 0$, дисперсия нормальная.

Фазовая скорость света в веществе: $v = c/n = c / A + B/\lambda^2$.

Групповая скорость: $u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$; $\frac{dv}{d\lambda} = \frac{2\lambda cB}{(A\lambda^2 + B)^2}$

Тогда

$$u = \frac{c\lambda^2(A\lambda^2 - B)}{(A\lambda^2 + B)^2}$$

Ответ: $D = -2B / \lambda^3$; $v = c / A + B/\lambda^2$; $u = \frac{c\lambda^2(A\lambda^2 - B)}{(A\lambda^2 + B)^2}$.

10. Определить показатель преломления среды, в которой наблюдается эффект Вавилова–Черенкова, если минимальный импульс электрона составляет $2,44 \times 10^{-22}$ кг м/с.

Дано: $m_0 = 9,11 \times 10^{-31}$ кг, $p_{\min} = 2,44 \times 10^{-22}$ кг м/с.

Определить: n .

Решение. Эффект Вавилова–Черенкова наблюдается при движении релятивистских заряженных частиц в бреде с постоянной скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде, т.е. при условии:

$$v > \frac{c}{n}. \quad (1)$$

Условие (1), учитывая, что $\beta = v/c$, запишется в виде:

$$\beta n > 1. \quad (2)$$

Импульс релятивистской частицы

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

(учли, что $v = \beta c$). Минимальному импульсу соответствует минимальное значение $\beta_{min} = 1/n$ (см. 2). Тогда

$$p_{min} = \frac{m_0 c}{\sqrt{n^2 - 1}},$$

откуда искомый показатель преломления среды:

$$n = \sqrt{\frac{m_0^2 c^2}{p_{min}^2} + 1}.$$

Вычисляя, получим $n = 1,5$.

Ответ: $n = 1,5$.

11. На стеклянную пластинку толщиной 10 см падает по нормали плоская световая волна интенсивностью 100 лм/м^2 . Показатель преломления пластинки для данной длины волны $n = 1,5$; коэффициент поглощения $1,00 \text{ м}^{-1}$. Найти интенсивность света, прошедшего через пластинку.

Дано: $d = 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}$; $I_0 = 100 \text{ лм/м}^2$; $n = 1,5$; $\alpha = 1,00 \text{ м}^{-1}$.

Определить: I .

Решение. На границе раздела двух прозрачных сред свет частично отражается. Отношение интенсивности отраженного света к интенсив-

ности падающего света называется коэффициентом отражения ρ . Соответствующий расчет дает, что

$$\rho = \left(\frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1} \right)^2, \quad (1)$$

где $n_{12} = n_2 / n_1$ – показатель преломления второй среды по отношению к первой.

Замена в формуле (1) n_{12} на обратную ему величину $n_{21} = n_1 / n_2$ не изменяет значения ρ . Следовательно, коэффициент отражения поверхности раздела двух данных сред для обоих направлений распространения света имеет одинаковое значение.

Показатель преломления стекол близок к 1,5. Подстановка в формулу (1) значения $n_{12} = 1,5$ дает $\rho = 0,04$. Таким образом, если пластинка находится в воздухе, то при входе в нее и при выходе из нее отражается около 4% светового потока.

На первой границе пластинки отражается волна интенсивности ρI_0 . Следовательно, интенсивность волны, проникшей в пластинку, равна:

$$I' = (1 - \rho) I_0.$$

Из-за поглощения в пластинке интенсивность волны, упавшей на вторую границу, окажется равной:

$$I'' = I' e^{-\alpha d} = (1 - \rho) I_0 e^{-\alpha d}.$$

Часть ρ этой интенсивности отражается в обратном направлении. Поэтому интенсивность волны, вышедшей из пластинки, будет равна:

$$(1 - \rho) I'' = (1 - \rho)^2 I_0 e^{-\alpha d}.$$

Подставив значение (1) для ρ и произведя преобразования, получим ответ:

$$I = I_0 \left[\frac{4n}{(n+1)^2} \right]^2 e^{-\alpha d} = 100 \left[\frac{4 \times 1,5}{(1,5+1)^2} \right]^2 e^{-1,00 \times 0,100} = 83 \text{ лм/м}^2$$

Ответ: $I = 83 \text{ лм/м}^2$.

4.7. Задачи для самостоятельного решения

4.7.1. Пучок света, идущий в воздухе, падает на поверхность жидкости под углом $i = 54^\circ$. Определить угол преломления пучка, если отраженный пучок полностью поляризован. $[36^\circ]$

4.7.2. Чему равен показатель преломления стекла, если при отражении от него света отраженный луч будет полностью поляризован при угле преломления 30° ? $[1,73]$

4.7.3. Пучок естественного света падает на систему из $N = 6$ николей, плоскость пропускания каждого из которых повернута на угол $\varphi = 30^\circ$ относительно плоскости пропускания предыдущего николя. Какая часть светового потока проходит через эту систему? $[0,12I_0]$

4.7.4. На какой угловой высоте φ над горизонтом должно находиться Солнце, чтобы солнечный свет, отраженный от поверхности воды, был полностью поляризован? $[37^\circ]$

4.7.5. Угол Брюстера i_B при падении света из воздуха на кристалл каменной соли равен 57° . Определить скорость света в этом кристалле. $[194 \text{ Мм/с}]$

4.7.6. Найти угол i_B полной поляризации при отражении света от стекла, показатель преломления которого $n = 1,57$. $[i_B = 57^\circ 30']$

4.7.7. Предельный угол полного внутреннего отражения для некоторого вещества $i = 45^\circ$. Найти для этого вещества угол i_B полной поляризации. $[i_B = 54^\circ 44']$

4.7.8. Под каким углом i_B к горизонту должно находиться Солнце, чтобы его лучи, отраженные от поверхности озера, были наиболее полно поляризованы? $[i_B = 37^\circ]$

4.7.9. Пучок естественного света, идущий в воде, отражается от грани алмаза, погруженного в воду. При каком угле падения i_B отраженный свет полностью поляризован? $[61^\circ 12']$

4.7.10. Предельный угол полного отражения для пучка света на границе кристалла каменной соли с воздухом равен $40,5^\circ$. Определить угол Брюстера при падении света из воздуха на поверхность этого кристалла. $[57^\circ]$

4.7.11. Найти показатель преломления n стекла, если при отражении от него света отраженный луч будет полностью поляризован при угле преломления $\beta = 30^\circ$. [$n = 1,73$]

4.7.12. Естественный свет падает на диэлектрик с показателем преломления 1,54. Найти угол полной поляризации и степень поляризации отраженного и преломленного света для этого угла падения.

4.7.13. Предельный угол i_1' полного отражения пучка света на границе жидкости с воздухом равен 43° . Определить угол Брюстера i_B для падения луча из воздуха на поверхность этой жидкости. [$55^\circ 45'$]

4.7.14. Пучок естественного света падает на стеклянный шар ($n = 1,54$). Найти угол γ между преломленным и падающим пучками в точке A (рис. 4.15 а). [156°]

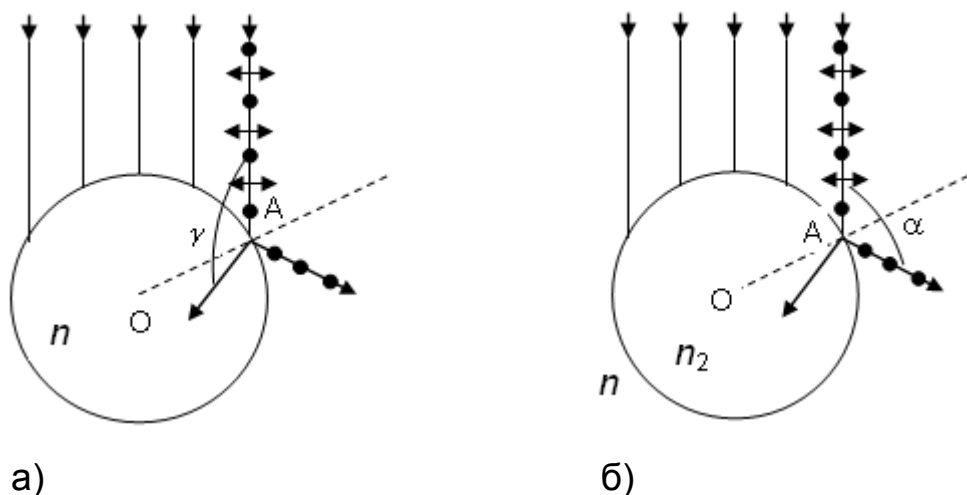


Рис. 4.15. К задачам 4.7.14 (а) и 4.7.15 (б)

4.7.15. Пучок естественного света падает на стеклянный шар, находящийся в воде. Найти угол φ между отраженным и падающим пучками в точке A (рис. 4.15 б). Показатель преломления n стекла принять равным 1,58. [100°]

4.7.16. На поверхность воды под углом Брюстера падает пучок плоскополяризованного света. Плоскость колебаний светового пучка составляет угол $\varphi = 45^\circ$ с плоскостью падения. Найти коэффициент отражения. [$1,5$]

4.7.17. Анализатор в $k = 2$ раза уменьшает интенсивность света, приходящего к нему от поляризатора. Определить угол α между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора. Потерями интенсивности света в анализаторе пренебречь. [45°]

4.7.18. Во сколько раз ослабляется интенсивность света, проходящего через два николя, плоскости пропускания которых образуют угол $\alpha = 30^\circ$, если в каждом из николей в отдельности теряется 10 % интенсивности падающего на него света? [в 3,3 раза]

4.7.19. Степень поляризации частично-поляризованного света $P = 0,25$. Найти отношение интенсивности поляризованной составляющей этого света к интенсивности естественной составляющей. [0,333]

4.7.20. Степень поляризации частично-поляризованного света составляет 0,75. Определить отношение максимальной интенсивности света, пропускаемого анализатором, к минимальной. [7]

4.7.21. В частично-поляризованном свете амплитуда светового вектора, соответствующая максимальной интенсивности света, в $n = 2$ раза больше амплитуды, соответствующей минимальной интенсивности. Определить степень поляризации P света. [0,33]

4.7.22. Степень поляризации P частично-поляризованного света равна 0,5. Во сколько раз отличается максимальная интенсивность света, пропускаемого через анализатор, от минимальной? [в 3 раза]

4.7.23. Лучи естественного света проходят сквозь плоскопараллельную стеклянную пластинку ($n = 1,54$), падая на нее под углом i_B полной поляризации. Найти степень поляризации P лучей, прошедших сквозь пластинку. [$P = 18,9\%$]

4.7.24. На пути частично-поляризованного света, степень поляризации P которого равна 0,6, поставили анализатор так, что интенсивность света, прошедшего через него, стала максимальной. Во сколько раз уменьшится интенсивность света, если плоскость пропускания анализатора повернуть на угол $\alpha = 30^\circ$? [в 1,23 раза]

4.7.25. На николь падает пучок частично-поляризованного света. При некотором положении николя интенсивность света, прошедшего через него, стала минимальной. Когда плоскость пропускания николя повернули на угол $\beta = 45^\circ$, интенсивность света возросла в $k = 1,5$ раза. Определить степень поляризации P света. [0,348]

4.7.26. Луч света проходит через жидкость, налитую в стеклянный ($n = 1,5$) сосуд, и отражается от дна. Отраженный луч полностью поляризован при падении его на дно сосуда под углом $i_B = 42^\circ 37'$. Найти показатель преломления n жидкости. Под каким углом i должен падать на дно сосуда луч света, идущий в этой жидкости, чтобы наступило полное внутреннее отражение? [$n = 1,63$; $i = 66^\circ 56'$]

4.7.27. Пучок плоско поляризованного света ($\lambda = 589$ нм) падает на пластинку исландского шпата перпендикулярно к его оптической оси. Найти длины волн λ_0 и λ_e обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле, если показатели преломления исландского шпата для обыкновенного и для необыкновенного лучей равны $n_o = 1,66$ и $n_e = 1,49$. [$\lambda_0 = 355$ нм, $\lambda_e = 395$ нм]

4.7.28. Найти угол φ между главными плоскостями поляризатора и анализатора, если интенсивность естественного света, проходящего через поляризатор и анализатор, уменьшается в 4 раза. [$\varphi = 45^\circ$]

4.7.29. Естественный свет проходит через поляризатор и анализатор, поставленные так, что угол между их главными плоскостями равен φ . Как поляризатор, так и анализатор поглощают и отражают 8 % падающего на них света. Оказалось, что интенсивность луча, вышедшего из анализатора, равна 9 % интенсивности естественного света, падающего на поляризатор. Найти угол φ . [$\varphi = 62^\circ 32'$]

4.7.30. На пути частично поляризованного пучка поместили николю. При повороте николя на угол $\varphi = 60^\circ$ из положения, соответствующего максимуму пропускания света, интенсивность прошедшего света уменьшилась в $\eta = 3,0$ раза. Найти степень поляризации падающего света. [0,8]

4.7.31. Найти коэффициент отражения ρ естественного света, падающего на стекло ($n = 1,54$) под углом i_B полной поляризации. Найти степень поляризации P лучей, прошедших в стекло. [$\rho = 0,083$; $P = 9,1$ %]

4.7.32. Найти коэффициент отражения ρ и степень поляризации P_1 отраженных лучей при падении естественного света на стекло ($n = 1,5$) под углом $i = 45^\circ$. Какова степень поляризации P_2 преломленных лучей? [$\rho = 5,06$ %; $P_1 = 83$ %; $P_2 = 4,42$ %]

4.7.33. Два николя расположены так, что угол между их плоскостями пропускания равен 60° . Определить: 1) во сколько раз уменьшится интенсивность света при прохождении через один николю; 2) во сколько раз уменьшится интенсивность света при прохождении через оба николя? При прохождении каждого из николей потери на отражение и поглощение света составляют 5 %. [в 9,88 раза]

4.7.34. Какой угол образуют плоскости поляризации двух николей, если свет, вышедший из второго николя был ослаблен в 10 раз? Как поляризатор, так и анализатор поглощают 10 % падающего на них света.

4.7.35. Интенсивность естественного света, прошедшего через два николя, уменьшилась в 8 раз. Пренебрегая поглощением света, определить угол между главными плоскостями николей. [60°]

4.7.36. Пучок естественного света падает на стеклянную призму с углом 30°. Определить показатель преломления стекла, если отраженный луч является плоскополяризованным. [1,73]

4.7.37. Параллельный пучок света падает нормально на пластинку из исландского шпата, толщиной 50 мкм, вырезанную параллельно оптической оси. Принимая показатели преломления исландского шпата для обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно $n_o = 1,66$ и $n_e = 1,49$, определить разность хода этих лучей, прошедших через пластинку. [8,5 мкм]

4.7.38. Кристаллическая пластинка из исландского шпата с наименьшей толщиной 0,86 мкм служит пластинкой в четверть волны для $\lambda = 0,59$ мкм. Определить разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. [0,171]

4.7.39. Определить толщину кварцевой пластинки, для которой угол поворота плоскости поляризации монохроматического света определенной длины волны 180°. Удельное вращение в кварце для данной длины волны 0,52 рад/мм. [6,04 мм]

4.7.40. Определить массовую концентрацию сахарного раствора, если при прохождении света через трубку длиной 20 см с этим раствором плоскость поляризации света поворачивается на угол 10°. Удельное вращение сахара равно $1,17 \cdot 10^{-2}$ рад м²/кг. [74,8 кг/м³]

4.7.41. Раствор глюкозы с массовой концентрацией 0,21 г/см³, находящийся в стеклянной трубке, поворачивает плоскость поляризации монохроматического света, проходящего через раствор, на угол 24°. Определить массовую концентрацию глюкозы в другом растворе в трубке такой же длины, если он поворачивает плоскость поляризации на угол 18°. [157 кг/м³]

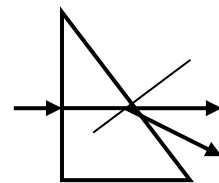
4.7.42. Пластинку кварца толщиной $d_1 = 2$ мм, вырезанную перпендикулярно оптической оси, поместили между параллельными николями, в результате чего плоскость поляризации света повернулась на угол $\varphi = 53^\circ$. Определить толщину d_2 пластинки, при которой данный монохроматический свет не проходит через анализатор. [3,4 мм]

4.7.43. Раствор глюкозы с массовой концентрацией $C_1 = 280$ кг/м³, содержащийся в стеклянной трубке, поворачивает плоскость поляриза-

ции монохроматического света, проходящего через этот раствор, на угол $\varphi_1 = 32^\circ$. Определить массовую концентрацию C_2 глюкозы в другом растворе, налитом в трубку такой же длины, если он поворачивает плоскость поляризации на угол $\varphi_2 = 24^\circ$. $[0,21 \text{ г/см}^3]$

4.7.44. Насыщенные пары бензола для света, длина волны которого $\lambda = 5893 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ (желтая линия натрия), при температуре 40° С и давлении $7,6 \text{ мм рт. ст.}$ имеют показатель преломления $n_1 = 1,001812$. Чему равен показатель преломления этого газа при температуре 400° С и давлении $60,6 \text{ мм рт.ст.}$?

4.7.45. Красный ($n_k = 1,640$) и фиолетовый ($n_\phi = 1,690$) лучи света падают в одну точку перпендикулярно грани треугольной стеклянной призмы. На какой угол разойдутся лучи при выходе из призмы? Преломляющий угол призмы 10° .



4.7.46. Дисперсия показателя преломления кварца представлена таблицей

$\lambda, \text{ нм}$	589,3	486,1	410,0
n	1,5442	1,5497	1,5565

Найти отношение фазовой и групповой скоростей света вблизи $\lambda = 486,1 \text{ нм}$.

4.7.47. Вычислить групповую скорость: 1) поперечных упругих волн в стержне, фазовая скорость которых $v = a/\lambda$ ($a = \text{const}$); 2) электромагнитных волн в разреженной плазме, фазовая скорость которых $v = c/\sqrt{1 + A/\omega^2}$ ($A = \text{const}$). $[u = 2a/\lambda; u = c\sqrt{1 + A/\omega^2}]$

4.7.48. Найти зависимость между групповой скоростью и фазовой скоростью для следующих законов дисперсии: а) $v = a/\sqrt{\lambda}$; б) $v = bk$; в) $v = c/\omega^2$. $[u = 3a/2\sqrt{\lambda} = \frac{3}{2}v]$.

4.7.49. Вычислить групповую скорость u для различных законов дисперсии (v – фазовая скорость): 1) $v = a$; 2) $v = a\sqrt{\lambda}$; 3) $v = \sqrt{c^2 + b^2\lambda^2}$. $[u = a = v; u = a\sqrt{\lambda}/2 = v/2; u = c^2/\sqrt{c^2 + b^2\lambda^2} = c^2/v]$

4.7.50. Показатели преломления сероуглерода для света с длиной волны $\lambda_1 = 0,509 \text{ мкм}$, $\lambda_2 = 0,534 \text{ мкм}$, $\lambda_3 = 0,574 \text{ мкм}$ соответственно равны: $n_1 = 1,647$; $n_2 = 1,640$; $n_3 = 1,630$. Найти фазовую скорость для λ_2 и групповую скорость вблизи нее. $[1,83 \times 10^8 \text{ м/с}; 1,7 \times 10^8 \text{ м/с}]$

4.7.51. Коэффициент преломления воды в интервале длин волн от 546 до 589 нм меняется от 1,33447 до 1,33300. Определить среднюю фазовую и среднюю групповую скорости света для этого интервала длин волн.

4.7.52. Измерение показателя преломления оптического стекла дало $n_1 = 1,528$ для $\lambda_1 = 0,434$ мкм и $n_2 = 1,523$ для $\lambda_2 = 0,486$ мкм. Вычислить отношение групповой скорости к фазовой для света с длиной волны 0,434 мкм. [0,973]

4.7.53. Найти концентрацию свободных электронов ионосферы, если для радиоволн с частотой 100 МГц ее показатель преломления 0,9.

4.7.54. Определить максимальную скорость вынужденных колебаний свободного электрона, если в точке его нахождения радиопередатчик, работающий на частоте 500 кГц, создает поле электромагнитного излучения 10 мВ/см.

4.7.55. Определить скорость электронов, при которой черенковское излучение происходит в среде с показателем преломления 1,54 под углом 30° к направлению их движения. Скорость выразить в долях скорости света.

4.7.56. В черенковском счетчике, заполненном водой, пучок релятивистских электронов излучает в фиолетовом участке спектра в конусе с раствором $82^\circ 20'$. Определить кинетическую энергию электронов.

4.7.57. При каких значениях кинетической энергии протона будет наблюдаться черенковское излучение, если протон движется с постоянной скоростью в среде с показателем преломления 1,6.

4.7.58. Определить коэффициент поглощения некоторого прозрачного вещества, если известно, что интенсивность света при прохождении через это вещество толщиной 4 мм убывает на 12 %.

4.7.59. При прохождении в некотором веществе пути x интенсивность света уменьшилась в 3 раза. Определить, во сколько раз уменьшится интенсивность света при прохождении пути $2x$.

4.7.60. Коэффициент поглощения некоторого вещества для монохроматического света определенной длины волны $0,1 \text{ см}^{-1}$. Определить толщину слоя вещества, которая необходима для ослабления света в 2 раза; в 5 раз. Потери на отражение света не учитывать.

4.7.61. Свет падает нормально поочередно на две пластинки, изготовленные из одного и того же вещества, имеющие соответственно толщины 5 мм и 10 мм. Определить коэффициент поглощения этого ве-

щества, если интенсивность прошедшего света через первую пластинку составляет 82 %, а через вторую – 67 %.

Контрольные вопросы

1. Что собой представляет естественный свет?
2. Чем отличается естественный свет от поляризованного?
3. При каком условии отраженный луч будет полностью поляризованным?
4. Как изменяется интенсивность света за поляризатором при его вращении вокруг пучка естественного света?
5. Объясните закон Малюса.
6. Опишите явление поляризации света при отражении.
7. Сформулируйте закон Брюстера.
8. Покажите, что при выполнении закона Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.
9. В чем заключается явление двойного лучепреломления? Какой луч называется обыкновенным и какой необыкновенным?
10. Что такое призма Николя? Каково ее устройство и принцип действия?
11. Объясните механизм вращения плоскости поляризации при прохождении плоскополяризованного луча света через оптически активное вещество.
12. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации света в оптически активных кристаллах?
13. Какое явление называется дисперсией света?
14. Чем отличается нормальная дисперсия от аномальной?
15. По каким признакам можно отличить спектры, полученные с помощью призмы и дифракционной решетки?
16. В чем заключаются основные положения и выводы электронной теории дисперсии света?
17. Что называется фазовой и групповой скоростью?
18. Каким соотношением связаны групповая и фазовая скорости?
19. Почему металлы сильно поглощают свет?
20. Каков смысл коэффициента поглощения? От чего он зависит?
21. Когда возникает излучение Вавилова-Черенкова?
22. Как объясняется голубой цвет неба?

Модуль 6. Элементы квантовой физики. Физика атома и атомного ядра

5. Квантовая природа излучения

5.1. Тепловое излучение

5.1.1. Методы спектрального анализа

Дисперсия света – зависимость показателя преломления вещества от длины волны света, открытая Ньютоном в 1666 году привела к созданию целой науки, которая называется спектральный анализ.

Разложение электромагнитного излучения по длинам волн с целью их изучения называется *спектроскопией*.

Под названием *спектральный анализ* мы понимаем физический метод анализа химического состава вещества, основанный на исследовании спектров испускания и поглощения атомов или молекул. Эти спектры определяются свойствами электронных оболочек атомов и молекул, колебаниями атомных ядер в молекулах и вращением молекул, а также воздействием массы и структуры атомных ядер на положение энергетических уровней; кроме того они зависят от взаимодействия атомов и молекул с окружающей средой. В соответствии с этим спектральный анализ использует широкий интервал длин волн – от рентгеновых до микрорадиоволн. В спектральный анализ не входят массспектроскопические методы анализа, как не относящиеся к области использования электромагнитных колебаний.

Задача ограничивается пределами оптических спектров. Однако и эта область достаточно широка, она охватывает вакуумную область ультрафиолетовых излучений, ультрафиолетовую, видимую и инфракрасную области спектра.

Различные типы спектрального анализа следует рассматривать с трех точек зрения.

1. По решаемым задачам:

1) *элементный*, когда устанавливается состав пробы по элементам;

2) *изотопный*, когда устанавливается состав пробы по изотопам;

3) *молекулярный*, когда устанавливается молекулярный состав пробы;

4) *структурный*, когда устанавливаются все или основные структурные составляющие молекулярного соединения.

2. По применяемым методам:

1) *эмиссионный* – использующий спектры излучения, главным образом атомов. Однако, возможен эмиссионный анализ и молекулярного состава, например, в случае определения состава радикалов в пламени и газовом разряде. Особым случаем эмиссионного анализа является люминесцентный анализ;

2) *абсорбционный* – использующий спектры поглощения, главным образом молекул и их структурных частей; возможен анализ по спектрам поглощения атомов;

3) *комбинационный* – использующий спектры комбинационного рассеяния твердых, жидких и газообразных проб, возбуждаемые монохроматическим излучением, обычно – светом отдельных линий ртутной лампы;

4) *люминесцентный* – использующий спектры люминесценции вещества, возбуждаемые главным образом ультрафиолетовым излучением или катодными лучами;

5) *рентгеновский* – использующий а) рентгеновские спектры атомов, получающиеся при переходах внутренних электронов в атомах, б) дифракцию рентгеновых лучей при прохождении их через исследуемый объект для изучения структуры вещества;

6) *радиоспектроскопический* – использующий спектры поглощения молекул в микроволновом участке спектра с длинами волн больше 1 мм.

3. По характеру получаемых результатов:

1) *качественный*, когда в результате анализа определяется состав без указания на количественное соотношение компонентов или дается оценка – много, мало, очень мало, следы;

2) *полуколичественный*, или грубоколичественный, или приближенный. В этом случае результат выдается в виде оценки содержания компонентов в некоторых более или менее узких интервалах концентраций в зависимости от применяемого метода приближенной количественной оценки. Этот метод благодаря его быстрой нашел широкое применение при решении задач, не требующих точного количественного опре-

деления, например при сортировке металла, при оценке содержания геологических проб при поисках полезных ископаемых;

3) *количественный*, при котором выдается точное количественное содержание определяемых элементов или соединений в пробе.

Все эти типы анализа, за исключением качественных, используют упрощенные или точные методы фотометрирования спектров.

По способу регистрации спектров различаются следующие методы:

1. *Визуальные* при наблюдении спектров в видимой области с помощью простых или специализированных спектроскопов (стилоскоп, стилометр). В ультрафиолетовой области возможно наблюдение сравнительно ярких спектров с помощью флуоресцирующих экранов, располагаемых вместо фотографической пластинки в кварцевых спектрографах. Применение электронно-оптических преобразователей позволяет визуально наблюдать спектры в ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях (до 1200 нм).

2. *Фотографические*, использующие фотографическую пластинку или пленку для регистрации спектров с последующей обработкой.

3. *Фотоэлектрические* для ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областей, использующие фотоэлементы разных типов: фотоумножители и фотосопротивления (инфракрасная область). Фотоэлектрические методы иногда называются методами прямого анализа, т. е. анализа без посредства фотографической пластинки.

4. *Термоэлектрические* для инфракрасной области, в том числе далекой, с использованием термоэлементов, болометров и других типов термоэлектрических приемников.

Рассмотренные выше типы спектрального анализа имеют ряд общих черт, поскольку все они используют спектры атомов или молекул как средство для проведения анализа. Действительно, во всех случаях необходимо в первую очередь получить спектр пробы, затем расшифровать этот спектр по таблицам или атласам спектров, т. е. найти в этом спектре линии или полосы, характерные для определяемых атомов, молекул или структурных элементов молекул. Этим ограничивается качественный анализ. Для получения количественной величины концентрации надо, кроме того, определить интенсивность этих характерных линий или полос (фотометрировать спектр), затем определить величину концентрации, используя зависимость между концентрацией и интен-

сивностью линий или полос. Зависимость эта должна быть получена либо на основании теоретических соображений, либо эмпирическим путем в виде аналитической кривой, построенной на основе набора проб с заданными концентрациями.

5.1.2. Виды спектров

Анализ спектров – основной метод изучения, например, астрономических объектов, применяемый в астрофизике. Наблюдаемые спектры делятся на три класса:

- линейчатый спектр излучения. Нагретый разреженный газ испускает яркие эмиссионные линии;

- непрерывный спектр. Такой спектр дают твердые тела, жидкости или плотный непрозрачный газ в нагретом состоянии. Длина волны, на которую приходится максимум излучения, зависит от температуры;

- линейчатый спектр поглощения. На фоне непрерывного спектра заметны темные линии поглощения. Линии поглощения образуются, когда излучение от более горячего тела, с непрерывным спектром, проходит через холодную разреженную среду.

В спектрах большинства астрономических объектов наблюдаются линии водорода, возникающие при переходе возбужденного атома в более стабильное состояние. Возбуждаются атомы водорода за счет поглощения внешнего излучения. Как правило, атом находится в возбужденном состоянии микросекунды, после чего он самопроизвольно переходит в состояние с меньшей энергией, излучая излишек энергии в виде кванта электромагнитного излучения. Так как энергетические уровни в атомах дискретны и имеют вполне определенное значение, то при переходе энергия может поглощаться и излучаться только определенными порциями, присущими только данному атому, т.е. поглощаются и излучаются кванты определенной частоты или длины волны. Это как бы индивидуальный штрих код, по которому можно однозначно определить химический элемент. Фотон, поглощенный встретившимся на его пути атомом, будет излучен им снова уже не в том направлении, в котором фотон двигался первоначально, а с равной вероятностью во все стороны. В результате наблюдатель заметит в спектре недостаток фотонов. Это выразится в появлении темных линий (недостаток квантов) на тех

частотах, которые были сначала поглощены, а затем испущены обратно атомами водорода.

Изучение спектров дает информацию о температуре, скорости, давлении, химическом составе, магнитных полях и о других важнейших свойствах объектов.

5.1.3. Тепловое излучение и его особенности и законы

Тепловое излучение – электромагнитное излучение, испускаемое веществом, возникающее за счет его внутренней энергии. В нагретых телах часть внутренней энергии вещества может превращаться в энергию излучения. Поэтому нагретые тела являются источниками электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Все другие виды свечения (излучения света), возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, кроме теплового, называются **люминесценцией**.

По определению С.И. Вавилова, люминесценция – излучение избыточное над тепловым, и имеющее длительность, значительно превышающую период световых колебаний. Три вида люминесценции:

1) окисления – **хемилюминесценция**.

2) Свечение при протекании тока в газе, жидкости или в твердых телах – **электролюминесценция**.

3) Свечение под действием света – **фотолюминесценция** и т.д. Светящееся вещество называется люминофором.

Опыт показывает, что единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающими телами, является тепловое излучение. Все виды люминесценции оказываются неравновесными. Например, электролюминесценция будет продолжаться до тех пор, пока есть рекомбинирующие частицы, т.е. происходит процесс ионизации. Обычные температуры практически не влияют на этот процесс, т.е. неважно, сколько энергии поглощает тело от окружающей среды.

Эксперименты показывают, что тепловое излучение имеет непрерывный спектр. Это означает, что нагретое тело испускает некоторое количество энергии излучения в любом диапазоне частот или длин волн. Распределение энергии излучения тела по спектру зависит от температуры тела. При этом для всех тел с увеличением температуры максимум энергии излучения смещается в коротковолновый участок спектра, а общая энергия излучения возрастает. Так, если излучение батареи цен-

трального отопления ($T \approx 350 \text{ K}$) имеет пик энергии в диапазоне невидимого инфракрасного излучения, то раскаленная поверхность Солнца ($T \approx 6 \cdot 10^3 \text{ K}$) излучает значительную часть энергии в диапазоне видимого света, а при ядерном взрыве ($T \approx 10^6 \text{ K}$) большая доля энергии взрыва уносится коротковолновыми рентгеновским и гамма- излучением.

Если несколько нагретых излучающих тел окружить идеально отражающей, непроницаемой для излучения оболочкой (рис. 5.1), то по истечении некоторого промежутка времени в системе "излучающие тела + излучение в полости" установится термодинамическое равновесие. Это означает, что температуры всех тел выровняются, а распределение энергии между телами и излучением не будет изменяться со временем. Такое равновесное состояние системы устойчиво, то есть после всякого нарушения его, состояние равновесия вновь восстанавливается. Термодинамическое равновесие установится и в полости, стенки которой выполнены из любого реального материала и поддерживаются при некоторой неизменной температуре.

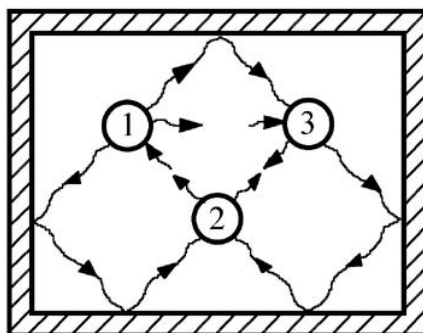


Рис. 5.1. К определению теплового равновесия

Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающим телом отличает тепловое излучение от других видов излучения тел. Поэтому, такое излучение, находящееся в равновесии с излучающим телом, будем называть равновесным.

Равновесному излучению можно приписать температуру тела, с которым оно находится в равновесии, распространив при этом законы равновесной термодинамики на тепловое излучение. Это означает, что для равновесного теплового излучения можно определить и рассчитать внутреннюю энергию, давление, энтропию и другие термодинамические характеристики, которые не будут изменяться со временем.

Равновесное тепловое излучение однородно, то есть его плотность энергии одинакова во всех точках внутри полости, где оно заключено. Такое излучение изотропно и неполяризовано – оно содержит все возможные направления распространения и направления колебаний векторов \vec{E} и \vec{H} .

Характеристики теплового излучения

Для описания спектрального состава теплового излучения рассмотрим энергию, излучаемую единицей поверхности нагретого тела в единицу времени в узком диапазоне частот от ω до $\omega+d\omega$. Этот поток лучистой энергии dR , испускаемый с единицы поверхности тела по всем направлениям, пропорционален ширине спектрального диапазона, то есть $dR = r d\omega$. Энергию r , приходящуюся на единичный диапазон частот, называют *спектральной испускательной способностью* тела или *спектральной плотностью энергетической светимости*. Опыт показывает, что для каждого тела испускательная способность является определенной функцией частоты, вид которой изменяется при изменении температуры тела T . В дальнейшем для такой функциональной зависимости $r = r(\omega, T)$, рассматриваемой при заданном значении температуры тела как некоторая функция частоты, будем использовать принятое в теории теплового излучения обозначение: $r(\omega, T) = r_{\omega, T}$.

Суммарный поток энергии излучения с единицы поверхности тела по всему диапазону частот

$$R = \int_0^{\infty} r_{\omega, T} d\omega \quad (5.1)$$

называется *интегральной испускательной способностью* тела или его *энергетической светимостью*. В системе СИ энергетическая светимость измеряется в $\text{Вт}/\text{м}^2$, а спектральная испускательная способность имеет размерность $\text{Дж}/\text{м}^2$.

Испускательную способность тела можно представить и как функцию длины волны излучения λ , которая связана с частотой ω через скорость света в вакууме c по формуле $\lambda = 2\pi c/\omega$. Действительно, выделяя потоки излучения, приходящиеся на интервал частот $d\omega$ и на соответ-

вующий ему интервал длин волн $d\lambda$, и приравнивая их друг другу, находим, что

$$r_{\omega,T} d\omega = r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (5.2)$$

Отсюда получаем формулу связи между испускательными способностями по шкале частот и шкале длин волн:

$$r_{\lambda,T} = r_{\omega,T} \frac{d\omega}{d\lambda} = r_{\omega,T} \frac{2\pi c}{\lambda^2}. \quad (5.3)$$

Знак "минус" у производной $d\omega/d\lambda$ в (5.3) формально опущен, так как он лишь показывает, что с возрастанием длины волны λ частота ω убывает.

Для описания процесса поглощения телами излучения введем *спектральную поглощательную способность* тела $\alpha_{\omega,T}$. Для этого, выделив узкий интервал частот от ω до $\omega+d\omega$, рассмотрим поток излучения $d\Phi_{\omega}$, который падает на поверхность тела. Если при этом часть этого потока $d\Phi'_{\omega}$ поглощается телом, то поглощательную способность тела на частоте ω определим как безразмерную величину:

$$\alpha_{\omega,T} = \frac{d\Phi'_{\omega}}{d\Phi_{\omega}}, \quad (5.4)$$

характеризующую долю падающего на тело излучения частоты ω , поглощенную телом.

Опыт показывает, что любое реальное тело поглощает излучение различных частот по-разному в зависимости от его температуры. Поэтому спектральная поглощательная способность тела $\alpha_{\omega,T}$ является функцией частоты ω , вид которой изменяется при изменении температуры тела T .

По своему определению поглощательная способность тела не может быть больше единицы. При этом тело, у которого поглощательная способность меньше единицы и одинакова по всему диапазону частот, называют *серым телом*.

Особое место в теории теплового излучения занимает *абсолютно черное тело*. Так Г. Кирхгоф назвал тело, у которого на всех частотах и

при любых температурах поглощательная способность равна единице. Реальное тело всегда отражает часть энергии падающего на него излучения (рис. 5.2).

Даже сажа приближается по свойствам к абсолютно черному телу лишь в оптическом диапазоне.

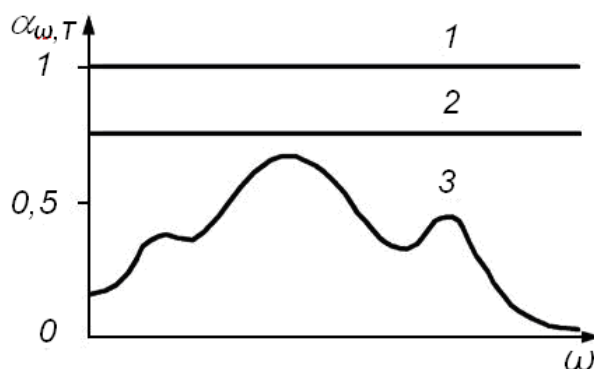


Рис. 5.2. Зависимости спектральной поглощательной способности тел: 1 - абсолютно черное тело; 2 - серое тело; 3 - реальное тело

Абсолютно черное тело является эталонным телом в теории теплового излучения. И, хотя в природе нет абсолютно черного тела, достаточно просто реализовать модель, для которой поглощательная способность на всех частотах будет пренебрежимо мало отличаться от единицы. Такую модель абсолютно черного тела можно изготовить в виде замкнутой полости (рис. 5.3), снабженной малым отверстием, диаметр которого значительно меньше поперечных размеров полости. При этом полость может иметь практически любую форму и быть изготовленной из любого материала.

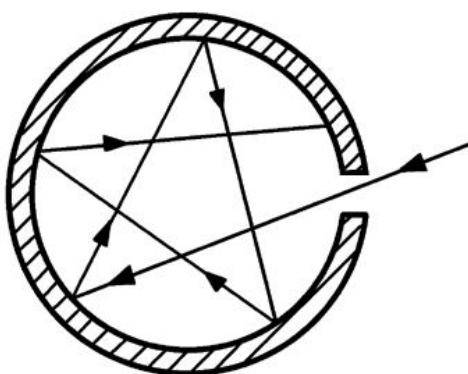


Рис. 5.3. Модель абсолютно черного тела в виде замкнутой полости

Малое отверстие обладает свойством почти полностью поглощать падающее на него излучение, причем с уменьшением размера отверстия его поглощательная способность стремится к единице. Действительно, излучение через отверстие попадает на стенки полости, частично поглощаясь ими. При малых размерах отверстия луч должен претерпеть множество отражений, прежде чем он сможет выйти из отверстия, то есть, формально, отразиться от него. При многократных повторных переотражениях на стенках полости излучение, попавшее в полость, практически полностью поглотится.

В рассмотренной модели можно считать, что излучение, падающее на отверстие, не отражается, а полностью поглощается. Поэтому именно малому отверстию и приписывается свойство абсолютно черного тела.

Отметим, что если стенки полости поддерживать при некоторой температуре T , то отверстие будет излучать, и это излучение с большой степенью точности можно считать излучением абсолютно черного тела, имеющего температуру T . Исследуя распределение энергии этого излучения по спектру, можно экспериментально определить испускательные способности абсолютно черного тела $r_{\omega,T}^*$ и $r_{\lambda,T}^*$. Результаты таких экспериментов при различных значениях температуры приведены на рис. 5.4.

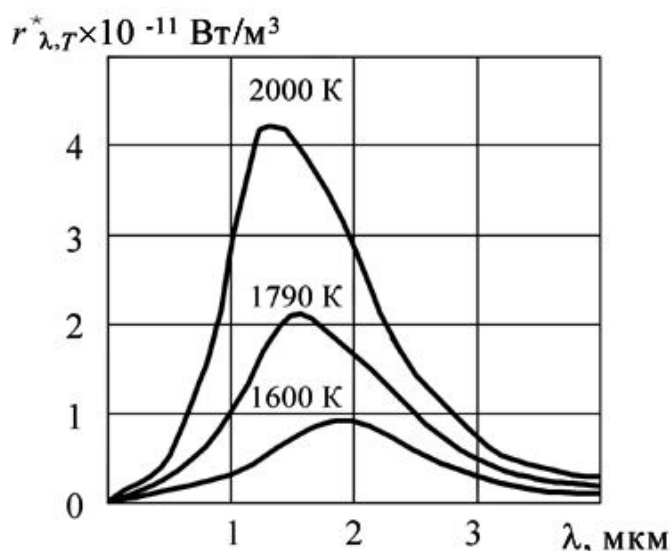


Рис. 5.4. Экспериментальные зависимости $r_{\lambda,T}^*(\lambda)$ при различных значениях температуры

Площадь, охватываемая кривой, дает энергетическую светимость абсолютно черного тела при соответствующей температуре.

Эти кривые одинаковы для всех тел.

Кривые похожи на функцию распределения молекул по скоростям. Но там площади, охватываемые кривыми, постоянны, а здесь с увеличением температуры площадь существенно увеличивается. Это говорит о том, что энергетическая совместимость сильно зависит от температуры. Максимум излучения (излучательной способности) с увеличением температуры смещается в сторону больших частот.

Закон Кирхгофа

Между испускательными и поглощательными свойствами любого тела должна существовать связь. Ведь в опыте с равновесным тепловым излучением (рис. 5.1) равновесие в системе может установиться только в том случае, если каждое тело будет излучать в единицу времени столько же энергии, сколько оно поглощает. Это означает, что тела, интенсивнее поглощающие излучение какой-либо частоты, будут это излучение интенсивнее и испускать.

Поэтому, в соответствии с таким принципом детального равновесия, отношение испускательной и поглощательной способностей одинаково для всех тел в природе, включая абсолютно черное тело, и при данной температуре является одной и той же универсальной функцией частоты (длины волны).

Этот закон теплового излучения, установленный в 1859 г. Г.Кирхгофом при рассмотрении термодинамических закономерностей равновесных систем с излучением, можно записать в виде соотношения

$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}} \right)_3 = \dots = \frac{r'_{\omega,T}}{1} = f(\omega, T) \quad (5.6)$$

или

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_3 = \dots = \frac{r'_{\lambda,T}}{1} = \varphi(\lambda, T), \quad (5.7)$$

где индексы 1, 2, 3... соответствуют различным реальным телам.

Из закона Кирхгофа следует, что универсальные функции $f(\omega, T)$ и $\varphi(\omega, T)$ есть спектральные испускательные способности $r_{\omega,T}^*$ и $r_{\lambda,T}^*$ абсо-

лотно черного тела по шкале частот или длин волн, соответственно. Поэтому связь между ними определяется формулой (5.3).

Излучение абсолютно черного тела имеет универсальный характер в теории теплового излучения. Реальное тело излучает при любой температуре всегда меньше энергии, чем абсолютно черное тело. Зная испускательную способность абсолютно черного тела (универсальную функцию Кирхгофа) и поглощательную способность реального тела, из закона Кирхгофа можно определить энергию, излучаемую этим телом в любом диапазоне частот или длин волн.

Закон Стефана-Больцмана

Теоретическое объяснение излучения абсолютно черного тела имело огромное значение в истории физики – оно привело к понятию квантования энергии. Австрийский физик И. Стефан в 1879 году, анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что *энергетическая светимость любого тела пропорциональна T^4* . Позднее (1884 г.) Л. Больцман, применив термодинамический метод к исследованию черного излучения, показал, что это справедливо только для абсолютно черного тела. Эти исследования позволили доказать важный закон теплового излучения абсолютно черного тела.

Этот закон утверждает, что *энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры* (площадь под кривой $r_{\lambda,T}^* = f(T)$ (рис. 5.4) равна энергетической светимости абсолютно черного тела), то есть

$$R^* = \sigma T^4 . \quad (5.8)$$

По современным измерениям постоянная Стефана-Больцмана $\sigma = 5,6686 \times 10^{-8} \text{ Вт} \times \text{м}^{-2} \times \text{К}^{-4}$.

Для реальных тел закон Стефана-Больцмана выполняется лишь качественно, то есть с ростом температуры энергетические светимости всех тел увеличиваются. Однако для реальных тел зависимость энергетической светимости от температуры уже не описывается простым соотношением (5.8), а имеет вид:

$$R = A_T R^* = A_T \sigma T^4 . \quad (5.9)$$

Коэффициент A_T в (5.9), всегда меньше единицы, можно назвать *интегральной поглощательной способностью* тела. Значения A_T , в общем случае зависящие от температуры, известны для многих технически важных материалов. Так, в достаточно широком диапазоне температур для металлов $A_T = 0,1 - 0,4$, а для угля и окислов металлов $A_T = 0,5 - 0,9$.

Для реальных нечерных тел можно ввести понятие *эффективной радиационной температуры* T_P , которая определяется как температура абсолютно черного тела, имеющего такую же энергетическую светимость, что и реальное тело.

Радиационная температура тела T_P всегда меньше истинной температуры тела T . Действительно, для реального тела $R = \sigma T_P^4 = A_T \sigma T^4$. Отсюда находим, что $T_P^4 = A_T \sigma T^4$, то есть $T_P < T$, так как у реальных тел $A_T < 1$.

Радиационную температуру сильно нагретых раскаленных тел можно определить с помощью радиационного пирометра (рис. 5.5), в котором изображение достаточно удаленного нагретого источника I проецируется с помощью объектива L на приемник Π так, чтобы изображение излучателя полностью перекрывало приемник.

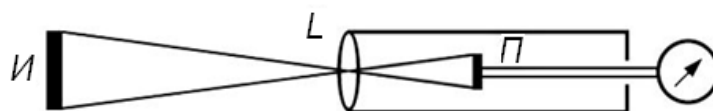


Рис. 5.5. Измерение радиационной температуры с помощью радиационного пирометра

Для оценки энергии излучения, попавшего на приемник, обычно используются металлические или полупроводниковые болометры или термоэлементы. Действие болометров основано на изменении электрического сопротивления металла или полупроводника при изменении температуры, вызванном поглощением падающего потока излучения. Изменение температуры поглощающей поверхности термоэлементов приводит к появлению в них термо-ЭДС.

Показание прибора, подсоединенного к болометру или термоэлементу, оказывается пропорциональным энергии излучения, попавшей на приемник пирометра. Проградуировав предварительно пирометр по из-

лучению эталона абсолютно черного тела при различных температурах, можно по шкале прибора измерять радиационные температуры различных нагретых тел.

Зная интегральную поглотительную способность материала излучателя, можно перевести измеренную радиационную температуру излучателя T_P в его истинную температуру T по формуле:

$$T = T_P / (A_T)^{1/4}. \quad (5.10)$$

В частности, если радиационный пирометр покажет температуру $T_P = 933$ К при наблюдении раскаленной поверхности вольфрамового излучателя ($A_T = 0,15$), то ее истинная температура $T = 1500$ К.

Закон смещения Вина

В 1893 г. немецкий физик В. Вин теоретически рассмотрел термодинамический процесс сжатия излучения, заключенного в полости с идеально зеркальными стенками. С учетом изменения частоты излучения за счет эффекта Допплера при отражении от движущегося зеркала Вин пришел к выводу, что испускательная способность абсолютно черного тела должна иметь вид:

$$r_{\omega,T}^* = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right). \quad (5.11)$$

Здесь f – некоторая функция, конкретный вид которой термодинамическими методами установить нельзя.

Переходя в этой формуле Вина от частоты к длине волны, в соответствии с правилом перехода, получим:

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{(2\pi c)^5}{\lambda^5} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right). \quad (5.12)$$

Как видно, в выражение для испускательной способности $r_{\lambda,T}^*$ температура входит лишь в виде произведения λT . Уже это обстоятельство позволяет предсказать некоторые особенности функции $r_{\lambda,T}^*$. В частно-

сти, эта функция достигает максимума на определенной длине волны λ_m , которая при изменении температуры тела изменяется так, чтобы выполнялось условие: $\lambda_m T = \text{const}$.

Таким образом, В. Вин сформулировал закон теплового излучения, согласно которому *длина волны λ_m , на которую приходится максимум испускательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре.*

Этот закон можно записать в виде:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}. \quad (5.13)$$

Значение константы в этом законе, полученное из экспериментов, оказалось равным $2,9 \times 10^{-3} \text{ м} \times \text{К}$.

Закон Вина называют законом смещения, подчеркивая тем самым, что при повышении температуры абсолютно черного тела положение максимума его испускательной способности смещается в область коротких длин волн. Результаты экспериментов, приведенные на рис. 5.4, подтверждают этот вывод не только качественно, но и количественно, строго в соответствии с формулой (5.13).

Для реальных тел закон Вина выполняется лишь качественно. С ростом температуры любого тела длина волны, вблизи которой тело излучает больше всего энергии, также смещается в сторону коротких длин волн. Это смещение, однако, уже не описывается простой формулой (5.13), которую для излучения реальных тел можно использовать только в качестве оценочной.

Ночное видение

Ночью при отсутствии солнечного света, т.е. в темноте, человек перестает видеть окружающие его предметы. Однако, все они, имея ненулевую температуру, испускают электромагнитное тепловое излучение и ночью.

С помощью закона Вина (5.13) можно оценить длину волны, на которую приходится максимум испускательной способности тела, если известна его температура. Из этой оценки следует, что при средней температуре тел порядка 300 К основная энергия их теплового излучения приходится на инфракрасное излучение с длиной волны порядка 10 мкм.

Излучение в видимой области спектра ($0,4 \text{ мкм} < \lambda < 0,7 \text{ мкм}$) при таких температурах имеет слишком малую энергию и не может быть обнаружено невооруженным глазом.

Так как в сторону неба система наземных тел не является замкнутой, то равновесия между телами у поверхности Земли и их излучением не устанавливается. Поэтому все тела, температура которых несколько больше, чем температура земной поверхности, могут быть зафиксированы в микроволновом диапазоне как излучающие объекты. Увидеть такие источники инфракрасного излучения можно только с помощью специальных приборов, в которых микроволновое невидимое глазом излучение регистрируется специальными датчиками инфракрасного излучения и преобразуется в модулированные электрические сигналы, которые управляют электронным пучком, дающим на экране кинескопа видимое изображение предметов.

В конце XX в. произошло качественное изменение техники ночного видения, связанное с созданием электронно-оптических преобразователей нового типа. С помощью современных биноклей и прицелов ночного видения наблюдатель может получить в темноте видимое изображение достаточно высокого качества человека на расстоянии нескольких сот метров или движущегося танка на расстоянии нескольких километров. А пилотажные очки ночного видения позволяют эксплуатировать вертолеты в условиях ограниченной видимости практически круглые сутки

Формула Рэля–Джинса

В 1900 году Рэлей подошёл к изучению спектральных закономерностей излучения черного тела с позиции статистической физики воспользовавшись **классическим законом** равномерного распределения энергии по степеням свободы. Он рассмотрел *равновесное излучение в замкнутой полости с зеркальными стенками как совокупность стоячих электромагнитных волн (осцилляторов)*.

К стоячим волнам, образующимся в промежутке между двумя стенками, Рэлей применил один из основных законов статистической физики – закон о равномерном распределении энергии между степенями свободы системы, находящейся в равновесии.

Каждой стоячей волне со своей собственной частотой соответствует своя колебательная степень свободы (на одну колебательную степень свободы приходится энергия $E = kT$, то есть сумма потенциальной

$1/2kT$ и кинетической $1/2kT$ энергии (в среднем). То есть *каждый осциллятор в среднем имеет энергию, равную kT* : $\langle \varepsilon \rangle = kT$.

В 1905 году Джинс уточнил расчеты Рэлея и окончательно получил:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (5.14)$$

Это и есть **формула Рэлея–Джинса**. Из формулы (5.14) видно, что: $r_{\nu,T}$ монотонно возрастает с ростом ν^2 в отличие от экспериментальной кривой, которая имеет максимум (рис. 5.6)



Рис. 5.6. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых $r_{\nu,T}(\nu)$

Формула (5.14) справедлива только в области *малых* частот и *не согласуется с законом Вина*. Попытка получить из формулы Рэлея–Джинса закон Стефана–Больцмана ($R \sim T^4$) приводит к абсурду.

Классическая теория теплового излучения приходит к выводу о том, что при конечных значениях энергии излучения равновесие между веществом и излучением невозможно. Этот вывод противоречит опыту.

Этот результат получил название «*ультрафиолетовой катастрофы*», так как с точки зрения классической физики вывод Рэлея–Джинса был сделан безупречно.

Итак, было получено две формулы, описывающие излучение абсолютно черного тела: одна для коротковолновой части спектра (формула Вина), другая – для длинноволновой (формула Рэлея–Джинса). Задача состояла в том, чтобы получить выражение, описывающее тепловое излучение во всем диапазоне частот.

5.2. Квантовая теория излучения. Гипотеза о квантах. Формула Планка

"Ультрафиолетовая катастрофа" показала, что классическая физика содержит ряд принципиальных внутренних противоречий, которые проявились в теории теплового излучения и разрешить которые можно только с помощью принципиально новых физических идей.

Такая физическая идея была сформулирована в 1900 г. М.Планком в виде гипотезы о квантах. Согласно этой гипотезе, *излучение испускается и поглощается веществом не непрерывно, а конечными порциями энергии*, которые Планк назвал *квантами энергии*. Величина кванта энергии зависит от частоты излучения и определяется формулой:

$$E = h\nu \quad \text{или} \quad E = \hbar\omega. \quad (5.15)$$

Здесь $h = 2\pi\hbar$ – новая фундаментальная физическая константа, которую называют постоянной Планка. Определенное из опытов с большой точностью значение этой константы по современным данным $h = (6.62618 \pm 0.00004) 10^{-34}$ Дж·с.

Так как размерность этой постоянной "энергияхвремя" совпадает с размерностью величины, которую в механике называют действием, то постоянную Планка называют также квантом действия.

Гипотеза Планка о квантах нарушила "незыблемое" правило классической физики о том, что любая физическая величина, в том числе и энергия, изменяется непрерывным образом, и за бесконечно малый промежуток времени ее изменение всегда бесконечно мало. Эта гипотеза оказала огромное влияние на последующее развитие физики. Именно развитие гипотезы Планка о квантах, высказанной в начале XX столетия, привело к появлению квантовой механики – современной физической теории, в которой идея квантования или дискретности распространяется на различные физические величины, характеризующие состояние системы. В этом смысле 1900 г. можно назвать годом рождения квантовой физики, которая за последующие сто лет бурно развивалась и позволила физикам создать законченную и непротиворечивую картину микромира на уровне атомных явлений.

На первом этапе с помощью гипотезы о квантовании энергии излучения Планку удалось дать исчерпывающее теоретическое описание

равновесного теплового излучения, сняв все противоречия классической теории.

Основное отличие квантовой теории излучения от классической обнаруживается уже при расчете средней энергии излучения частоты ω . С учетом гипотезы Планка средняя энергия излучения определяется по формуле:

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \varepsilon_n . \quad (5.16)$$

Здесь $\varepsilon_n = n\hbar\omega$ – возможные значения энергии излучения, а P_n – вероятность того, что в состоянии термодинамического равновесия при температуре T излучение будет иметь энергию ε_n . Эту вероятность можно оценить с помощью распределения Больцмана, записав ее с точностью до некоторой константы в виде

$$P_n = A e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}} . \quad (5.17)$$

Если учесть, что $\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1$, то для константы A получаем значение:

$$A = \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}} \right)^{-1} .$$

Таким образом, в квантовой теории излучения среднее значение энергии излучения частоты ω определяется следующим выражением:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\hbar\omega e^{-\frac{n\hbar\omega}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\hbar\omega}{kT}}} = \hbar\omega \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n\xi}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\xi}}, \quad \xi = \frac{\hbar\omega}{kT} . \quad (5.18)$$

Сумму, стоящую в знаменателе этой формулы, определим по формуле геометрической прогрессии

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\xi} = \frac{1}{1 - e^{-\xi}}. \quad (5.19)$$

Формально дифференцируя это соотношение по ξ , находим сумму ряда, стоящего в числителе формулы (5.18):

$$\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n\xi} = -\frac{dS}{d\xi} = \frac{e^{-\xi}}{(1 - e^{-\xi})^2}. \quad (5.20)$$

Подставляя найденные значения сумм в (5.18), получаем окончательно выражение для средней энергии излучения частоты ω в квантовой теории:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (5.21)$$

Заметим, что на малых частотах, когда $\hbar\omega/kT \ll 1$, из (5.21) приходим к формуле классической теории: $\langle \varepsilon \rangle = kT$. Однако, в области больших частот отличие средней энергии излучения, рассчитанной по формулам $\langle \varepsilon \rangle = kT$ и (5.21), становится существенным. Но именно в этой области частот классическая теория излучения приводит к "ультрафиолетовой катастрофе". Квантовая теория излучения разрешает это противоречие теории и эксперимента. Действительно, подставляя (5.21) в выражение для спектральной объемной плотности энергии равновесного теплового излучения $u_{\omega,T}$

$$u_{\omega,T} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle \varepsilon \rangle \quad (5.22)$$

получаем известную *формулу Планка* для спектральной плотности энергии равновесного теплового излучения (спектральная испускательная способность абсолютно черного тела $r_{\omega,T}^*$ и $u_{\omega,T}$ связаны соотношением $r_{\omega,T}^* = c \cdot u_{\omega,T} / 4$):

$$u_{\omega,T} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (5.23)$$

Формула связи $r_{\omega,T}^* = c \cdot u_{\omega,T} / 4$ позволяет также записать функцию Планка:

$$r_{\omega,T}^* \equiv f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (5.24)$$

описывающую испускательную способность абсолютно черного тела во всем диапазоне частот.

Функция Планка находится в соответствии с результатами экспериментальных исследований излучения абсолютно черного тела на всех частотах и при всех температурах. При низких частотах формула (5.24) квантовой теории излучения переходит в формулу Рэлея-Джинса для испускательной способности абсолютно черного тела:

$$r_{\omega,T}^* = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (5.25)$$

При высоких частотах, когда $\hbar\omega \gg kT$, формула (5.24) переходит в соотношение

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}, \quad (5.26)$$

структуру которого предсказал еще в 1893 г. В.Вин.

Из формулы Планка, зная универсальные постоянные h , k и c , можно вычислить постоянную Стефана–Больцмана σ и Вина b . С другой стороны, зная экспериментальные значения σ и b , можно вычислить h и k (именно так было впервые найдено числовое значение постоянной Планка).

Таким образом, формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения. Следовательно, формула Планка является полным решением основной задачи теплового излучения, поставленной

Кирхгофом. Ее решение стало возможным лишь благодаря революционной квантовой гипотезе Планка.

5.3. Примеры решения задач

1. Исследование спектра излучения Солнца показывает, что максимум спектральной плотности энергетической светимости (излучательности) соответствует длине волны $\lambda = 500$ нм. Принимая Солнце за абсолютно черное тело, определить: 1) излучательность R_e Солнца; 2) поток энергии Φ , излучаемый Солнцем; 3) массу m электромагнитных волн (всех длин), излучаемых Солнцем за 1 с.

Дано: $\lambda = 500$ нм = 5×10^{-7} м.

Определить: R_e ; Φ ; m .

Решение. 1. Излучательность R_e абсолютно черного тела выражается формулой Стефана–Больцмана:

$$R_e = \sigma T^4. \quad (1)$$

Температура излучающей поверхности может быть определена из закона смещения Вина: $\lambda_m = b/T$. Выразив отсюда температуру T и подставив ее в формулу (1), получим:

$$R_e = \sigma (b/\lambda_m). \quad (2)$$

Произведя вычисления по формуле (2), найдем $R_e = 64$ Вт/м².

Поток энергии Φ , излучаемый Солнцем, равен произведению излучательности Солнца на площадь S его поверхности: $\Phi = R_e S$, или

$$\Phi = 4\pi r^2 R_e, \quad (3)$$

где r – радиус Солнца.

Подставив в формулу (3) числовые значения и произведя вычисления, получим: $\Phi = 3,9 \times 10^{26}$ Вт.

3. Массу электромагнитных волн (всех длин), излучаемых Солнцем за время $t = 1$ с, определим, применив закон пропорциональности массы и энергии $E = mc^2$. Энергия электромагнитных волн, излучаемых за вре-

мя t , равна произведению потока энергии Φ (мощности излучения) на время: $E = \Phi t$. Следовательно, $\Phi t = mc^2$, откуда $m = \Phi t / c^2$.

Произведя вычисления по этой формуле, найдем $m = 4$ Тг.

Ответ: $R_e = 64$ Вт/м²; $\Phi = 3,9 \times 10^{26}$ Вт; $m = 4$ Тг.

2. Длина волны λ_m , на которую приходится максимум энергии в спектре излучения абсолютно черного тела, равна 0,58 мкм, Определить максимальную спектральную плотность излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$, рассчитанную на интервал длин волн $\Delta\lambda = 1$ нм, вблизи λ_m .

Дано:

Определить:

Решение. Максимальная спектральная плотность излучательности пропорциональна пятой степени температуры Кельвина и выражается формулой

$$(r_{\lambda,T})_{max} = CT^5. \quad (1)$$

Температуру T выразим из закона смещения Вина $\lambda_m = b/T$, откуда $T = b/\lambda_m$. Подставив полученное выражение температуры в формулу (1), найдем

$$(r_{\lambda,T})_{max} = C(b/\lambda_m)^5. \quad (2)$$

В таблице «Основные физические постоянные» значение C дано в единицах СИ, в которых единичный интервал длин волн $\Delta\lambda = 1$ м. По условию же задачи требуется вычислить спектральную плотность излучательности, рассчитанную на интервал длин волн 1 нм, поэтому выпишем значение C в единицах СИ и пересчитаем его на заданный интервал длин волн:

$$\begin{aligned} C &= 1,30 \times 10^{-5} \text{ Вт/ (м}^3 \times \text{К}^5) = 1,30 \times 10^{-5} \text{ Вт/(м}^2 \times \text{м} \times \text{К}^5) = \\ &= 1,30 \times 10^{-14} \text{ Вт/ (м}^2 \times \text{нм} \times \text{К}^5). \end{aligned}$$

Вычисление по формуле (2) дает:

$$(r_{\lambda,T})_{max} = 40.6 \text{ кВт/(м} \times \text{нм)}$$

Ответ: $(r_{\lambda,T})_{max} = 40.6$ кВт/(м×нм)

3. Определить количество теплоты, теряемой 50 см² поверхности расплавленной платины за 1 мин, если поглощательная способность платины $A_T = 0,8$. Температура t плавления платины равна 1770 °С.

Дано: $S = 50 \text{ см}^2 = 5 \times 10^{-3} \text{ м}^2$, $t = 1 \text{ мин} = 60 \text{ с}$, $T = 2043 \text{ К}$, $A_T = 0,8$.

Определить: Q .

Решение. Количество теплоты, теряемое платиной, равно энергии, излучаемой ее раскаленной поверхностью:

$$Q = W = A_T R_e S t, \quad (1)$$

где R_e – *энергетическая* светимость черного тела; S – поверхность излучения; t – время.

Согласно закону Стефана–Больцмана,

$$R_e = \sigma T^4 \quad (2)$$

где $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \times \text{К}^4)$ – постоянная Стефана – Больцмана.

Подставив (2) в (1), найдем искомое количество теплоты, теряемое раскаленной платиной:

$$Q = W = A_T \sigma T^4 S t.$$

Вычисляя, получим $Q = 237 \text{ кДж}$.

Ответ: $Q = 237 \text{ кДж}$.

5.4. Задачи для самостоятельного решения

5.4.1. Определить температуру T , при которой энергетическая светимость R_e абсолютно черного тела равна $10 \text{ кВт}/\text{м}^2$. [648 К]

5.4.2. Поток энергии Φ , излучаемый из смотрового окошка плавильной печи, равен 34 Вт . Определить температуру T печи, если площадь отверстия $S = 6 \text{ см}^2$. [1 кК]

5.4.3. Определить энергию W , излучаемую за время $t = 1 \text{ мин}$ из смотрового окошка площадью $S = 8 \text{ см}^2$ плавильной печи, если ее температура $T = 1,2 \text{ кК}$. [5,65 кДж]

5.4.4. Определить, во сколько раз необходимо уменьшить термодинамическую температуру черного тела, чтобы его энергетическая светимость R_e ослабилась в 16 раз. [В 2 раза]

5.4.5. Температура внутренней поверхности муфельной печи при открытом отверстии площадью 30 см^2 равна $1,3 \text{ кК}$. Принимая, что отверстие печи излучает как черное тело, определить, какая часть мощности рассеивается стенками, если потребляемая печью мощность составляет $1,5 \text{ кВт}$. [0,676]

5.4.6. Какую энергетическую светимость R_e имеет затвердевающий свинец? Отношение энергетических светимостей свинца и абсолютно черного тела для данной температуры $k = 0,6$. $4,6 \text{ кВт/м}^2$

5.4.7. Мощность излучения абсолютно черного тела $P = 34 \text{ кВт}$. Найти температуру T этого тела, если известно, что его поверхность $S = 0,6 \text{ м}^2$. [1000 К]

5.4.8. Мощность излучения раскаленной металлической поверхности $N = 0,67 \text{ кВт}$. Температура поверхности $T = 2500 \text{ К}$, ее площадь $S = 10 \text{ см}^2$. Какую мощность излучения P имела бы эта поверхность, если бы она была абсолютно черной? Найти отношение k энергетических светимостей этой поверхности и абсолютно черного тела при данной температуре. [2,22 кВт; 0,3]

5.4.9. Диаметр вольфрамовой спирали в электрической лампочке $d = 0,3 \text{ мм}$, длина спирали $l = 5 \text{ см}$. При включении лампочки в сеть напряжением $U = 127 \text{ В}$ через лампочку течет ток $I = 0,31 \text{ А}$. Найти температуру T спирали. Считать, что по установлению равновесия все выделяющееся в нити тепло теряется в результате излучения. Отношение энергетических светимостей вольфрама и абсолютно черного тела для данной температуры $k = 0,31$. [2500 К]

5.4.10. Температура вольфрамовой спирали в 25-ваттной электрической лампочке $T = 2450 \text{ К}$. Отношение ее энергетической светимости к энергетической светимости абсолютно черного тела при данной температуре $k = 0,3$. Найти площадь S излучающей поверхности спирали. [0,4 см^2]

5.4.11. Найти солнечную постоянную K , т. е. количество лучистой энергии, посылаемой Солнцем в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к солнечным лучам и находящуюся на таком же расстоянии от него, как и Земля. Температура поверхности Солнца $T = 5800 \text{ К}$. Излучение Солнца считать близким к излучению абсолютно черного тела. [1,37 кВт/м^2]

5.4.12. Температура T верхних слоев звезды Сириус равна 10 кК. Определить поток энергии Φ , излучаемый в поверхности площадью $S = 1 \text{ км}^2$ этой звезды. [56,7 ГВт]

5.4.13. Определить относительное увеличение излучательности абсолютно черного тела при увеличении его температуры на 1 %. [4 %]

5.4.14. Во сколько раз надо увеличить термодинамическую температуру абсолютно черного тела, чтобы его энергетическая светимость R_e возросла в два раза? [в 1,19 раза]

5.4.15. Принимая, что Солнце излучает как абсолютно черное тело, вычислить его излучательность R_e и температуру T его поверхности. Солнечный диск виден с Земли под углом $\theta = 32'$. Солнечная постоянная $C = 1,4 \text{ кДж}/(\text{м}^2 \times \text{с})$. [64,7 МВт/м²; 5,8 кК]

5.4.16. Определить установившуюся температуру T зачерненной металлической пластинки, расположенной перпендикулярно солнечным лучам вне земной атмосферы на среднем расстоянии от Земли до Солнца. Значение солнечной постоянной приведено в предыдущей задаче. [396 К]

5.4.17. Принимая коэффициент черноты A_T угля при температуре $T = 600 \text{ К}$ равным 0,8, определить: 1) излучательность R_e угля; 2) энергию W , излучаемую с поверхности угля площадью $S = 5 \text{ см}^2$ за время $t = 10 \text{ мин}$. [5,88 кДж/(м² × с); 1,76 кДж]

5.4.18. С поверхности сажи площадью $S = 2 \text{ см}^2$ при температуре $T = 400 \text{ К}$ за время $t = 5 \text{ мин}$ излучается энергия $W = 83 \text{ Дж}$. Определить коэффициент черноты A_m сажи. [0,953]

5.4.19. Муфельная печь потребляет мощность $P = 1 \text{ кВт}$. Температура T ее внутренней поверхности при открытом отверстии площадью $S = 25 \text{ см}^2$ равна 1,2 кК. Считая, что отверстие печи излучает как абсолютно черное тело, определить, какая часть η мощности рассеивается стенками. [0,71]

5.4.20. Можно условно принять, что Земля излучает как серое тело, находящееся при температуре $T = 280 \text{ К}$. Определить коэффициент черноты A_T Земли, если излучательность R_e ее поверхности равна $325 \text{ кДж}/(\text{м}^2 \times \text{ч})$. [0,26]

¹ Солнечной постоянной называется величина, равная поверхностной плотности потока энергии излучения Солнца вне земной атмосферы на среднем расстоянии от Земли до Солнца.

5.4.21. Мощность P излучения шара радиусом $R = 10$ см при некоторой постоянной температуре T равна 1 кВт. Найти эту температуру, считая шар серым телом с коэффициентом черноты $A_m = 0,25$. [866 К]

5.4.22. Энергетическая светимость черного тела $R_e = 10$ кВт/м². Определить длину волны, соответствующую максимуму спектральной плотности энергетической светимости этого тела. [4,47 мкм]

5.4.23. Определить, как и во сколько раз изменится мощность излучения черного тела, если длина волны, соответствующая максимуму его спектральной плотности энергетической светимости, сместилась с $\lambda_1 = 720$ нм до $\lambda_2 = 400$ нм. [Увеличится в 10,5 раза]

5.4.24. Какую энергетическую светимость R_e имеет абсолютно черное тело, если максимум спектральной плотности его энергетической светимости приходится на длину волны $\lambda = 484$ нм? [73,5 МВт/м²]

5.4.25. Мощность излучения абсолютно черного тела $P = 10$ кВт. Найти площадь S излучающей поверхности тела, если максимум спектральной плотности его энергетической светимости приходится на длину волны $\lambda = 700$ нм. [6 см²]

5.4.26. В каких областях спектра лежат длины волн, соответствующие максимуму спектральной плотности энергетической светимости, если источником света служит: а) спираль электрической лампочки ($T = 3000$ К); б) поверхность **Солнца** ($T = 6000$ К); в) атомная бомба, в которой в момент взрыва развивается температура $T \approx 10^7$ К?

Излучение считать близким к излучению абсолютно черного тела.
[а) 1 мкм; б) 500 нм; в) 300 пм]

5.4.27. При нагревании абсолютно черного тела длина волны λ , **на** которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, изменилась от 690 до 500 нм. Во сколько раз увеличилась при этом энергетическая светимость тела? [в 3,6 раза]

5.4.28. На какую длину волны λ приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела, имеющего температуру, равную температуре $t = 37^\circ\text{C}$ человеческого тела, т. е. $T = 310$ К? [9,3 мкм]

5.4.29. Температура T абсолютно черного тела изменилась при нагревании от 1000 до 3000 К. Во сколько раз увеличилась при этом его энергетическая светимость R_e ? На сколько изменилась длина волны λ ,

на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости? Во сколько раз увеличилась его максимальная спектральная плотность энергетической светимости r_λ ? [в 81 раз; от 2,9 мкм до 0,97 мкм; в 243 раза]

5.4.30. Абсолютно черное тело имеет температуру $T_1 = 2900$ К. В результате остывания тела длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, изменилась на $\Delta\lambda = 9$ мкм. До какой температуры T_2 охладилось тело? [290 К]

5.4.31. Поверхность тела нагрета до температуры $T = 1000$ К. Затем одна половина этой поверхности нагревается на $\Delta T = 100$ К, а другая охлаждается на $\Delta T = 100$ К. Во сколько раз изменится энергетическая светимость R_e поверхности этого тела. [увеличится в 1,06 раза]

5.4.32. На какую длину волны λ_m приходится максимум спектральной плотности излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$ абсолютно черного тела при температуре $t = 0^\circ\text{C}$? [10,6 мкм]

5.4.33. Температура T верхних слоев Солнца равна 5,3 кК. Считая Солнце абсолютно черным телом, определить длину волны λ_m , которой соответствует максимальная спектральная плотность излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$ Солнца. [547 нм]

5.4.34. Определить температуру T абсолютно черного тела, при которой максимум спектральной плотности излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$ приходится на красную границу видимого спектра ($\lambda_1 = 750$ нм); на фиолетовую ($\lambda_2 = 380$ нм). [3,8 кК; 7,6 кК]

5.4.35. Максимум спектральной плотности излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$ яркой звезды Арктур приходится на длину волны $\lambda_m = 580$ нм. Принимая, что звезда излучает как абсолютно черное тело, определить температуру T поверхности звезды. [4,98 кК]

5.4.36. Вследствие изменения температуры абсолютно черного тела максимум спектральной плотности излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$ сместился с $\lambda_1 = 2,4$ мкм на $\lambda_2 = 0,8$ мкм. Как и во сколько раз изменились излучательность R_e тела и максимальная спектральная плотность излучательности? [увеличились в 81 и в 243 раза]

5.4.37. При увеличении термодинамической температуры T абсолютно черного тела в два раза длина волны λ_m , на которую приходится максимум спектральной плотности излучательности $(r_{\lambda,T})_{max}$ уменьшилась на $\Delta\lambda = 400$ нм.

Определить начальную и конечную температуры T_1 и T_2 . [3,62 кК; 7,24 кК]

5.4.38. Эталон единицы силы света – кандела – представляет собой полный (излучающий волны всех длин) излучатель, поверхность которого площадью $S = 0,5305 \text{ мм}^2$ имеет температуру затвердевания платины $t = 1063^\circ\text{C}$. Определить мощность P излучателя. [95,8 мВт]

5.4.39. Максимальная спектральная плотность излучательности $(r_{\lambda,T})_{\max}$ абсолютно черного тела равна $4,16 \times 10^{11} \text{ (Вт/м}^2\text{)/м}$. На какую длину волны λ_m оно приходится? [1,45 мкм]

5.4.40. Температура T абсолютно черного тела равна 2 кК.

Определить: 1) спектральную плотность излучательности $r_{\lambda,T}$ для длины волны $\lambda = 600 \text{ нм}$; 2) излучательность R_e в интервале длин волн от $\lambda_1 = 590 \text{ нм}$ до $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$. Принять, что средняя спектральная плотность излучательности тела в этом интервале равна значению, найденному для длины волны $\lambda = 600 \text{ нм}$. [30 МВт/($\text{м}^2 \times \text{мм}$); 600 Вт/ м^2]

5.4.41. Черное тело находится при температуре $T_1 = 3 \text{ кК}$. При остывании тела длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности энергетической светимости, изменилась на $\Delta\lambda = 8 \text{ мкм}$.

Определить температуру T_2 , до которой тело охладилось. [323 К]

5.4.42. Черное тело нагрели от температуры $T_1 = 600 \text{ К}$ до $T_2 = 2400 \text{ К}$. Определить:

1) во сколько раз увеличилась его энергетическая светимость;
2) как изменилась длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности энергетической светимости. [1) в 256 раз; 2) уменьшилась на 3,62 мкм]

5.4.43. В результате нагревания черного тела длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности энергетической светимости, сместилась с $\lambda_1 = 2,7 \text{ мкм}$ до $\lambda_2 = 0,9 \text{ мкм}$.

Определить, во сколько раз увеличилась:

1) энергетическая светимость тела;
2) максимальная спектральная плотность энергетической светимости тела. Максимальная спектральная плотность энергетической светимости черного тела возрастает согласно закону $r_{\lambda,T} = CT^5$, где $C = 1,3 \times 10^{-5} \text{ Вт/(м}^3 \times \text{К}^5\text{)}$. [1) в 81 раз; 2) в 243 раза]

5.4.44. Определить, какая длина волны соответствует максимальной спектральной плотности энергетической светимости $(r_{\lambda,T})_{\max}$, равной $1,3 \times 10^{11}$ (Вт/м²)/м. [1,83 мкм]

5.4.45. Считая никель черным телом, определить мощность, необходимую для поддержания температуры расплавленного никеля 1453°C неизменной, если площадь его поверхности равна 0,5 см². Потерями энергии пренебречь. [25,2 Вт]

5.4.46. Металлическая поверхность площадью $S = 15$ см², нагретая до температуры $T = 3$ кК, излучает в одну минуту 100 кДж.

Определить:

- 1) энергию, излучаемую этой поверхностью, считая ее черной;
- 2) отношение энергетических светимостей этой поверхности и черного тела при данной температуре. [1)413кДж; 2) 0,242]

5.4.47. Считая, что тепловые потери обусловлены только излучением, определить, какую мощность необходимо подводить к свинцовому шариком диаметром $d = 2$ см, чтобы при температуре окружающей среды $t_0 = -13$ °С поддерживать его температуру равной $t = 17$ °С. Принять поглощательную способность меди $A_T = 0,6$. [0,107 Вт]

5.4.48. Определить силу тока, протекающего по вольфрамовой проволоке диаметром $d = 0,8$ мм, температура которой в вакууме поддерживается постоянной и равной $t = 2800$ °С.

Поверхность проволоки принять в качестве серой с поглощательной способностью $A_T = 0,343$. Удельное сопротивление проволоки при данной температуре $\rho = 0,92 \times 10^{-4}$ Ом × см. Температура окружающей проволоку среды $t_0 = 17$ °С. [48,8 А]

5.4.49. Преобразовать формулу Планка для спектральной плотности энергетической светимости черного тела от переменной ν к переменной λ .

5.4.50. Используя формулу Планка, определить спектральную плотность потока излучения единицы поверхности черного тела, приходящегося на узкий интервал длин волн $\Delta\lambda = 5$ нм около максимума спектральной плотности энергетической светимости, если температура черного тела $T = 2500$ К. [$r_{\lambda,T} \Delta\lambda = 6,26$ кВт/м²]

5.4.51. Объяснить:

- 1) происхождение радиационной, цветовой и яркостной температур;

2) может ли радиационная температура быть больше истинной.

5.4.52. Для вольфрамовой нити при температуре $T = 3500$ К поглощательная способность $A_T = 0,35$.

Определить радиационную температуру нити. [2,69 кК]

5.4.53. Отношение энергетической светимости R_T^c серого тела к энергетической светимости R_e черного тела равно A_T .

Вывести связь между истинной и радиационной температурами.

$$[T = T_p / \sqrt[4]{A_T}]$$

Контрольные вопросы

1. Что называется спектроскопией?
2. Назовите и поясните различные типы спектрального анализа.
3. По способу регистрации спектров различаются следующие методы: назовите и поясните их.
4. Виды спектров. Назовите и поясните.
5. Что называется тепловым излучением?
6. Кратко поясните что называется люминесценцией.
7. Три вида люминесценции – назовите и поясните.
8. Кратко поясните следующее понятие: равновесное тепловое излучение.
9. Какая величина называется интегральной испускательной способностью тела или его энергетической светимостью?
10. Приведите и поясните формулу связи между испускательными способностями по шкале частот и шкале длин волн.
11. Кратко поясните что называют серым телом, абсолютно черное тело?
12. Сформулируйте закон теплового излучения, установленный в 1859 году Г.Кирхгофом.
13. В чем заключается физический смысл универсальной функции Кирхгофа?
14. Сформулируйте и поясните закон Стефана-Больцмана.
15. Какую величину называют интегральной поглощательной способностью тела?
16. Как и во сколько раз изменится энергетическая светимость черного тела, если его термодинамическая температура уменьшится вдвое?

17. Сформулируйте и поясните закон смещения Вина.
18. Как сместится максимум спектральной плотности энергетической светимости черного тела с повышением температуры?
19. Приведите и поясните формулу Рэлея–Джинса.
20. Сформулируйте и поясните понятие «ультрафиолетовой катастрофы».
21. Величина кванта энергии зависит от частоты излучения и определяется формулой: приведите и поясните.
22. Приведите и поясните формулу Планка для спектральной плотности энергии равновесного теплового излучения.
23. Приведите и поясните формулу для функции Планка.
24. Используя формулу Планка, найдите постоянную Стефана–Больцмана.
25. При каких условиях из формулы Планка получаются закон смещения Вина и формула Рэлея – Джинса?

6. Основы квантовой оптики

6.1. Фотонная теория излучения

Развивая гипотезу М.Планка о квантах, А. Эйнштейн в 1905 г. предположил, что квантовые свойства излучения (света) проявляются не только при испускании и поглощении его веществом, но и при распространении излучения в пространстве. Возрождая корпускулярную теорию света, предложенную Ньютоном еще в начале 18 столетия, Эйнштейн выдвинул гипотезу, согласно которой *излучение можно представить состоящим из большого числа частиц, каждая из которых, обладая квантом энергии, движется в пространстве со скоростью света в вакууме $c = 3 \times 10^8$ м/с.* Рассмотрим свойства таких частиц.

Частица излучения, которую назвали *фотоном*, представляет собой ультрарелятивистскую незаряженную частицу. Свойства фотона могут быть описаны только с использованием основных соотношений специальной теории относительности. В частности, из этой теории следует, что фотон является уникальной элементарной частицей, имеющей нулевую массу покоя. Это означает, что фотон всегда движется со скоростью c и не может находиться в состоянии покоя. Если при неупругом столкновении с другой элементарной частицей фотон "останавливается", то он исчезает, передавая всю свою энергию этой частице.

Энергия фотона

$$\varepsilon_{\phi} = h\nu = hc/\lambda \quad (6.1)$$

лежит в широком диапазоне от нескольких электронвольт для видимого света ($\lambda \sim 500$ нм), до миллионов электронвольт для жесткого гамма-излучения ($\lambda \sim 10^{-3}$ нм).

Как и любая материальная частица, фотон имеет массу m_{ϕ} , которая связана с его энергией релятивистской формулой: $m_{\phi} c^2 = \varepsilon_{\phi}$. С учетом (6.1) находим:

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \quad (6.2)$$

Движущийся со скоростью c фотон обладает импульсом, величина которого связана с его энергией релятивистским соотношением $p_{\phi} c = \varepsilon_{\phi}$, учитывающим, что *масса покоя фотона равна нулю*. Отсюда, с учетом (6.2), следует, что

$$p_{\phi} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (6.3)$$

Для фотона излучения, направление распространения которого задается волновым вектором \vec{k} , модуль которого $k = 2\pi/\lambda$, формулу (6.3) можно записать в векторном виде

$$\vec{p}_{\phi} = \hbar\vec{k}. \quad (6.4)$$

Опыт Боте

Можно ли экспериментально обнаружить отдельный фотон излучения? Очевидно, что сделать это будет легче, если фотон будет иметь достаточно большую массу и энергию. Как следует из (6.2) и (6.3), таким фотоном будет фотон коротковолнового электромагнитного излучения, например, рентгеновского излучения. Эксперимент по обнаружению фотонов рентгеновского излучения был проведен В. Боте в 1925 г. В этом опыте тонкая металлическая фольга Φ (рис. 6.1 а) облучалась рентгеновским излучением.

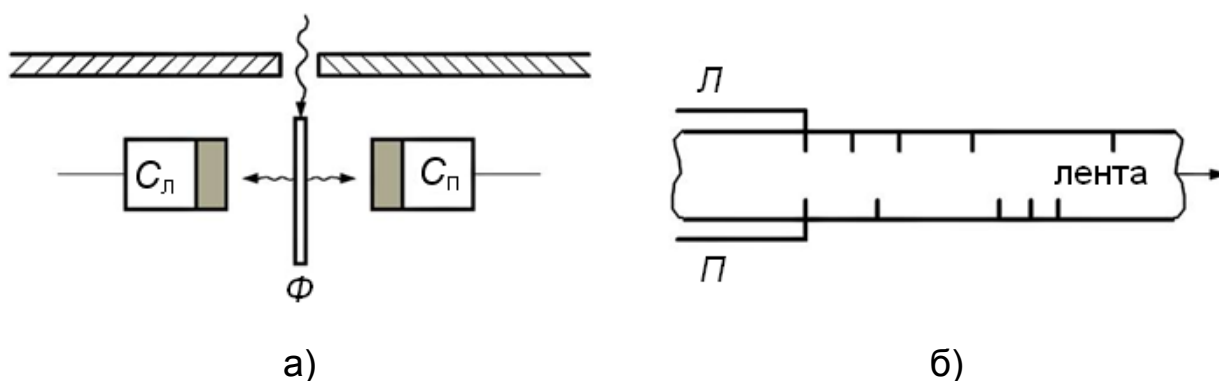


Рис. 6.1. Схема опыта В. Боте

При этом фольга становилась сама источником слабого вторичного излучения. Согласно волновым представлениям энергия даже столь

слабого излучения должна распределяться в пространстве равномерно влево и вправо. В этом случае левый и правый счетчики должны были срабатывать практически одновременно, а самописцы L и P , связанные со счетчиками C_l и C_p , оставлять метки на движущейся ленте друг напротив друга.

С точки зрения корпускулярной фотонной теории излучения, при малой энергии вторичного излучения, сравнимой с энергией одного фотона, фотоны должны излучаться фольгой либо только вправо, либо только влево. Поэтому метки на ленте от самописцев L и P не должны совпадать.

Опыт (рис. 6.1 б) подтвердил вывод фотонной теории излучения, и, тем самым, явился первым экспериментальным доказательством существования фотонов.

В опытах, проведенных под руководством С. И. Вавилова, было установлено, что человеческий глаз может реагировать на свет при попадании всего лишь нескольких сотен фотонов в секунду. Поэтому в слабых световых потоках флуктуации, связанные с изменением числа излучаемых фотонов, могут быть обнаружены даже визуально.

В области инфракрасного излучения с энергией фотона порядка 0,1 эВ созданы детекторы на основе сверхпроводящего нитрида ниобия, способные регистрировать единичные фотоны излучения.

Уравнение состояния фотонного газа

С точки зрения фотонной теории, равновесное тепловое излучение можно представить в виде фотонного газа, заполняющего полость, частицы которого движутся хаотически, то есть равновероятно по всем направлениям.

Очевидно, что газ фотонов не может быть описан как классический идеальный газ. Частицы фотонного газа не имеют распределения по скоростям, а их распределение по энергиям не описывается классическим распределением Максвелла-Больцмана. Это распределение фотонов по энергиям выведено в квантовой статистике. Мы ограничимся обсуждением некоторых свойств фотонного газа, вытекающих из общих термодинамических законов и соотношений, примененных к равновесному тепловому излучению.

Прежде всего, рассмотрим методику получения уравнение состояния фотонного газа, связывающего для такого газа термодинамические

параметры – давление, объем и температуру. Для этого, как и в молекулярно-кинетической теории газов, формулу для давления фотонного газа получим, рассмотрев процесс передачи импульса стенке сосуда падающими на нее фотонами.

Из всей совокупности фотонов выделим сначала фотоны, соответствующие излучению частоты ω , вводя их объемную концентрацию n_ω . Рассматривая три взаимно перпендикулярных направления, в силу их равноправия будем считать, что в направлении, перпендикулярном поверхности стенки сосуда с фотонным газом, движется одна треть всех фотонов. Из них лишь половина движется к стенке, а другая половина движется от стенки. Так как фотоны движутся со скоростью света c , то число фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени, запишется как $N = n_\omega c / 6$.

Если поглощательную способность вещества стенки обозначить через $\alpha_{\omega,T}$, то из N падающих фотонов $N_1 = \alpha_{\omega,T} N$ поглотится стенкой, а $N_2 = (1 - \alpha_{\omega,T}) N$ – отразится. Очевидно, что $N_1 + N_2 = N$.

Условие термодинамического равновесия в системе "вещество-излучение" требует, чтобы число фотонов N_3 , испускаемых с единицы поверхности в единицу времени, было равно числу поглощенных фотонов N_1 . Только при $N_3 = N_1$ внутренняя энергия тела не будет изменяться со временем и не будет изменяться со временем энергия излучения.

Любой поглощенный и излученный фотон передают стенке импульс p_ϕ , величина которого определяется формулой (6.3). Отраженный фотон, изменяя направление своего движения на противоположное, передает стенке удвоенный импульс $2p_\phi$. Следовательно, за единицу времени единице поверхности стенки сообщается импульс, равный

$$N_1 p_\phi + N_2 2p_\phi + N_3 p_\phi = 2(N_1 + N_2) p_\phi = 2N p_\phi.$$

По второму закону Ньютона этот переданный стенке импульс определяет давление P_ω , которое оказывает на стенку сосуда излучение с частотой ω . Следовательно

$$P_\omega = 2N p_\phi = \frac{1}{3} n_\omega \varepsilon_\phi = \frac{1}{3} u_\omega. \quad (6.5)$$

Здесь u_ω – плотность энергии излучения с частотой ω .

Суммируя воздействие на стенку фотонов излучения различных частот, получаем формулу для результирующего давления фотонного газа, находящегося в равновесии при температуре T , в виде:

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} u_{\omega, T} d\omega = \frac{1}{3} u(T). \quad (6.6)$$

Здесь $u(T)$ - интегральная плотность энергии излучения всех возможных частот. С учетом $R^* = \sigma T^4$ и $u(T) = 4R^* / c$ получим:

$$u(T) = \frac{4R^*}{c} = \frac{4\sigma}{c} T^4, \quad (6.7)$$

и для давления фотонного газа получим формулу:

$$P = \frac{4\sigma}{3c} T^4. \quad (6.8)$$

Здесь σ – постоянная Стефана-Больцмана, а c – скорость света в вакууме. Таким образом, давление, которое оказывает фотонный газ, пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры и не зависит от объема полости, в которой заключен фотонный газ, моделирующий в корпускулярной теории тепловое излучение, заполняющее полость. В частности, подставляя в (6.8) $T = 10^3\text{К}$, получаем $P = 2,5 \times 10^4$ Па. С повышением температуры давление фотонного газа резко возрастает и при температуре $T = 10^8\text{К}$ достигает значения $P = 2,5 \times 10^{16}$ Па = $2,5 \times 10^{11}$ атм.

Термодинамические характеристики фотонного газа

Определим теперь внутреннюю энергию фотонного газа, заполняющего при температуре T полость объемом V . С учетом формулы (6.7) находим:

$$U = u(T)V = \frac{4\sigma}{c} T^4 V. \quad (6.9)$$

Поэтому для теплоемкости фотонного газа при постоянном объеме V получаем выражение

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V=const} = \frac{16\sigma}{c} T^3 V. \quad (6.10)$$

Отметим, что в отличие от классического идеального газа, теплоемкость которого не зависит от температуры, теплоемкость фотонного газа пропорциональна кубу его абсолютной температуры.

Применяя к фотонному газу известное термодинамическое соотношение $dQ = TdS = dU + PdV$, с учетом (6.8) и (6.9) получаем:

$$dS = \frac{dU + PdV}{T} = d\left(\frac{16\sigma T^3 V}{3c}\right).$$

Отсюда, считая что $S \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$, находим энтропию фотонного газа:

$$S = \frac{16\sigma}{3c} T^3 V. \quad (6.11)$$

Полученные термодинамические соотношения позволяют рассмотреть различные процессы, в которых может участвовать фотонный газ. В частности, из (6.8) следует, что для фотонного газа изотермический процесс ($T = const$) является одновременно и изобарическим процессом ($P = const$).

Если при сжатии или расширении фотонного газа его энтропия не изменяется ($S = const$), то в таком процессе газ не обменивается теплотой с окружающими телами ($dQ = 0$), и такой процесс является адиабатическим. Из (6.11) следует, что уравнение адиабатического процесса для фотонного газа имеет вид

$$T^3 V = const. \quad (6.12)$$

С учетом (6.8) это соотношение преобразуется к виду:

$$PV^{4/3} = const. \quad (6.13)$$

Тепловое излучение Вселенной

Из приведенных выше оценок следует, что энергия излучения дает существенный вклад во внутреннюю энергию системы при больших температурах. Одной из таких систем является высокотемпературная плазма. В таком состоянии вещества фотонный газ (излучение) наряду с газом частиц (электронов, ионов и др.) должен быть включен в рассмотрение как равноправный элемент системы. Многие свойства высокотемпературной плазмы можно объяснить, изучая взаимодействие фотонного газа с газом частиц.

Интересный пример такого взаимодействия можно найти в современной космологической теории, описывающей ранние стадии эволюции Вселенной. Эта теория утверждает, что вся наша Вселенная возникла приблизительно 10 – 20 миллиардов лет назад в результате Большого взрыва. Взрыв образовал в очень малом объеме пространства горячий "котел", в котором при фантастически больших плотностях и температурах находилось все вещество нашей Вселенной. По оценкам Г. Гамова через 100 секунд после взрыва плотность вещества была в тысячи раз больше плотности воды, а температура ($T \sim 10^9$ К) значительно превышала температуру в центре термоядерного взрыва.

В горячем огненном шаре материя существовала в виде высокотемпературной плазмы, состоящей из протонов, нейтронов, электронов, фотонов, нейтрино и их античастиц. Вещество в таком состоянии было непрозрачно для излучения, и излучение находилось в "плёну" вещества. Согласно теории А. А. Фридмана, высказанной еще в 1922 году, после взрыва Вселенная начала расширяться. В результате расширения Вселенной температура вещества и излучения уменьшалась, достигнув через тысячу лет после взрыва значения $T = 3000$ К. Плотность вещества во Вселенной к этому времени приняла значение порядка $\rho = 10^{-17}$ кг/м³. В этих условиях электроны, протоны и нейтроны объединяются, образуя атомы водорода, гелия и других легких элементов. Среда, состоящая из таких нейтральных атомов, становится прозрачной для излучения, и оно "отрывается" от вещества. Начиная с этого момента времени фотонный газ занимает весь объем Вселенной и расширяется вместе с ней. Это расширение фотонного газа можно считать адиабатическим.

Из соотношения (6.12) следует, что по мере роста объема расширяющейся Вселенной температура фотонного газа, заполняющего ее, будет уменьшаться. Простой расчет показывает, что в результате такого

процесса вся Вселенная к настоящему времени должна быть заполнена равновесным излучением с температурой порядка 3 К. Так как это тепловое космическое излучение представляет собой первичное излучение, зародившееся на ранней стадии эволюции Вселенной, то известный астрофизик И.С.Шкловский назвал его *реликтовым* (от лат. *relictus* - оставленный). Оценки показывают, что сейчас в каждом кубическом сантиметре Вселенной находится порядка 700 фотонов реликтового излучения. В 1965 г. американские инженеры А. Пензиас и Р. Уилсон при отладке приемника радиотелескопа обнаружили слабый фоновый радиосум, приходящий из космоса в виде равномерно распределенного по небесной сфере излучения с максимумом энергии на длине волны $\lambda = 0,96\text{мм}$. Закон Вина позволяет определить, что на такой длине волны находится максимум энергии равновесного теплового излучения при температуре 3К. Так, в какой-то мере случайно, было обнаружено реликтовое тепловое излучение, как след процессов, происходивших во Вселенной в далеком прошлом.

Открытие реликтового излучения, удостоенное в 1978 г. Нобелевской премии по физике, является важным достижением науки. Оно подтверждает правильность теории "горячей" расширяющейся Вселенной, описывающей эволюцию Вселенной в течение десятков миллиардов лет. Из этой теории следует, что на ранней стадии эволюции Вселенная существенно отличалась от современной и представляла собой сгусток сверхплотной плазмы и излучения с очень высокой температурой, рожденных в момент Большого взрыва. Мы видим, что физические законы, открытые в земных условиях, справедливы и для явлений в космических масштабах. Значимость такого вывода очень велика.

6.2. Квантовая оптика

В соответствии с основными положениями квантовой теории Планка и Эйнштейна, излучение, и, в частности, видимый свет обладает корпускулярными свойствами. Очевидно, что при определенных условиях эти свойства должны проявляться в оптических экспериментах.

Класс оптических явлений, для объяснения которых следует привлечь представления о квантах энергии излучения и их носителях - фотонах, получил название явлений квантовой оптики. Такие явления связаны, прежде всего, с взаимодействием излучения с веществом, ко-

торое удастся описать как взаимодействие частиц излучения (фотонов) с частицами вещества. Рассмотрим несколько таких явления квантовой оптики.

6.2.1. Фотоэффект

Гипотеза Планка, решившая задачу теплового излучения черного тела, получила подтверждение и дальнейшее развитие при объяснении фотоэффекта – явления, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории. В 1887 г. Г. Герц обнаружил, что при освещении отрицательного электрода ультрафиолетовыми лучами разряд между электродами происходит при меньшем напряжении. Это явление, как показали опыты В. Гальвакса (1888 г.) и А. Г. Столетова (1888–1890 гг.), обусловлено выбиванием под действием света отрицательных зарядов из электрода. Электрон еще не был открыт. Лишь в 1898 г. Дж. Дж. Томпсон и Ф. Леонард, измерив удельный заряд испускаемых телом частиц, установили, что это электроны.

Различают фотоэффект внешний, внутренний, вентильный и многофотонный фотоэффект.

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. *Внешний фотоэффект* наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Внутренний фотоэффект – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению фотопроводимости (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению электродвижущей силы (ЭДС).

Вентильный фотоэффект является разновидностью внутреннего фотоэффекта, – это возникновение ЭДС (фото ЭДС) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффект открывает пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

Многофотонный фотоэффект возможен, если интенсивность света очень большая (например, при использовании лазерных пучков). При этом электрон, испускаемый металлом, может одновременно получить энергию не от одного, а от нескольких фотонов.

Остановимся далее подробнее на рассмотрении **внешнего фотоэффекта**.

Хотя эмиссия электронов под действием излучения наблюдается практически для всех веществ, наиболее часто фотоэффект связывают с металлами, в которых существуют оторванные от атомов "свободные" электроны, удерживаемые внутри металла некоторым энергетическим барьером вблизи его поверхности. Преодолевая этот барьер при вылете из металла, электрон совершает работу выхода, затрачивая на это часть своей кинетической энергии. Работа выхода A электронов из металлов составляет порядка нескольких электрон-вольт.

Детальное экспериментальное исследование закономерностей внешнего фотоэффекта для металлов было выполнено в 1888 г. А. Г. Столетовым на установке с фотоэлементом, схема которой приведена на рис. 6. 2.

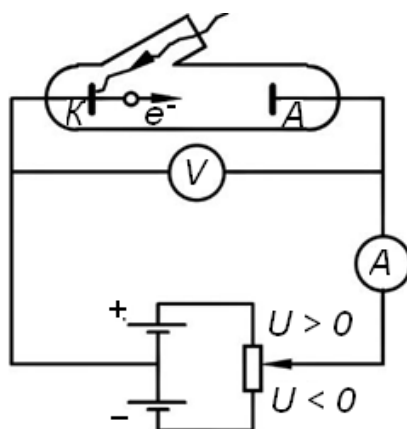


Рис. 6.2. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта

Фотоэлемент в виде вакуумной двухэлектродной лампы имеет металлический катод K , который при освещении его через кварцевое окошко видимым светом или ультрафиолетовым излучением испускает электроны. Вылетевшие из катода фотоэлектроны, достигая анода A , обеспечивают протекание в цепи электрического тока, который фиксируется гальванометром или миллиамперметром. Специальная схема подклю-

чения источника позволяет изменять полярность напряжения, подаваемого на фотоэлемент.

Качественный вид вольт-амперной характеристики такого фотоэлемента, то есть зависимости фототока J от напряжения U между катодом и анодом для случая неизменного светового потока, падающего на катод, представлена на рис. 6.3.

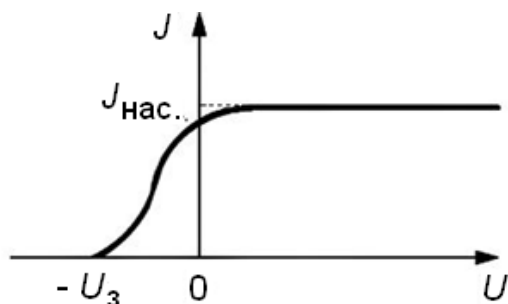


Рис. 6. 3. Качественный вид вольт-амперной характеристики фотоэлемента

Положительное напряжение соответствует ускоряющему электрическому полю, в которое попадают вылетающие из катода электроны. Поэтому, в области положительных напряжений все испускаемые катодом электроны достигают анода, обуславливая фототок насыщения $J_{\text{нас.}}$.

Небольшой спад фототока при малых положительных напряжениях, который наблюдается в опытах, связан с контактной разностью потенциалов между катодом и анодом. Ниже, при обсуждении закономерностей фотоэффекта мы будем пренебрегать влиянием контактной разности потенциалов.

При отрицательном напряжении $U < 0$ испущенный катодом электрон попадает в тормозящее электрическое поле, преодолеть которое он может, лишь имея определенный запас кинетической энергии. Электрон с малой кинетической энергией, вылетев из катода, не может преодолеть тормозящее поле и попасть на анод. Такой электрон возвращается на катод, не давая вклада в фототок. Поэтому, плавный спад фототока в области отрицательных напряжений указывает на то, что вылетающие из катода фотоэлектроны имеют разные значения кинетической энергии. При некотором отрицательном напряжении, величину которого U_3 называют задерживающим напряжением (потенциалом), фототок становится равным нулю. Соответствующее тормозящее электрическое по-

ле при этом задерживает все вылетающие из катода электроны, включая электроны с максимальной кинетической энергией E_m .

Измерив задерживающее напряжение, можно определить эту максимальную энергию или максимальную скорость v_m фотоэлектронов из соотношения:

$$E_m = \frac{1}{2} m_0 v_m^2 = eU. \quad (6.14)$$

Экспериментально были установлены следующие основные закономерности фотоэффекта:

- 1) Для монохроматического света определенной длины волны фототок насыщения пропорционален световому потоку, падающему на катод.
- 2) Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от величины светового потока, а определяется лишь частотой излучения.
- 3) Для каждого вещества катода существует своя граничная частота ν_k такая, что излучение с частотой $\nu < \nu_k$ фотоэффекта не вызывает. Эту граничную частоту называют частотой красной границы фотоэффекта. По шкале длин волн ей соответствует длина волны красной границы λ_k , такая, что фотоэффект из данного металла вызывает излучение лишь с меньшей длиной волны $\lambda < \lambda_k$.

Попытки объяснить закономерности фотоэффекта с использованием классической волновой теории, в которой излучение рассматривалось как электромагнитные волны, приводили к выводам, противоположным наблюдаемым в эксперименте. Наличие красной границы у фотоэффекта также противоречило выводам волновой теории.

Именно для объяснения экспериментов по фотоэффекту в 1905 г. А. Эйнштейн предложил концепцию фотонов как частиц излучения, несущих квант энергии. Рассмотрев в такой теории процесс взаимодействия излучения с металлом как процесс неупругого соударения фотона со свободным электроном металла, Эйнштейн легко объяснил закономерности фотоэффекта. Действительно, в таком процессе электрон приобретает всю энергию от фотона, которая пропорциональна частоте излучения. Число же вырванных из металла электронов и, тем самым, фототок насыщения, пропорционально числу падающих на металл фотонов, которое определяется величиной потока энергии излучения.

Если в такой модели процесса пренебречь потерями энергии электрона при его движении внутри металла по направлению к поверхности, то закон сохранения энергии приводит к соотношению:

$$h\nu = A + E_m, \quad (6.15)$$

которое называют *уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*. Здесь $E_m = m_0 v_m^2 / 2$ - максимальная энергия фотоэлектронов.

Как следует из уравнения Эйнштейна, тангенс угла наклона прямой, выражающей зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν , равен отношению постоянной Планка h к заряду электрона e : $\operatorname{tg}\alpha = h/e$. Это позволяет экспериментально определить значение постоянной Планка. Такие измерения были выполнены в 1914 г. Р. Милликеном и дали хорошее согласие со значением, найденным Планком. Эти измерения позволили также определить работу выхода A :

$$A = h\nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}},$$

где c – скорость света, $\lambda_{\text{кр}}$ – длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта. У большинства металлов работа выхода A составляет несколько электрон-вольт ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). В квантовой физике электрон-вольт часто используется в качестве энергетической единицы измерения. Значение постоянной Планка, выраженное в электрон-вольтах в секунду, равно $h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ эВ}\cdot\text{с}$.

Среди металлов наименьшей работой выхода обладают щелочные элементы. Например, у натрия $A = 1,9 \text{ эВ}$, что соответствует красной границе фотоэффекта $\lambda_{\text{кр}} \approx 680 \text{ нм}$. Поэтому соединения щелочных металлов используют для создания катодов в **фотоэлементах**, предназначенных для регистрации видимого света.

Итак, законы фотоэффекта свидетельствуют, что свет при испускании и поглощении ведет себя подобно потоку частиц, получивших название **фотонов** или **световых квантов**.

Энергия фотонов равна $E = h \nu$.

Фотон движется в вакууме со *скоростью* c .

Фотон не имеет массы, $m = 0$.

Из общего соотношения специальной теории относительности, связывающего энергию, импульс и массу любой частицы, $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$, следует, что фотон обладает импульсом $p = E/c = h\nu/c$.

Прямым следствием этого уравнения являются второй и третий законы фотоэффекта. Действительно, из (6.15) следует, что максимальная энергия фотоэлектронов зависит от частоты падающего на металл излучения. Кроме того, если $h\nu < A$, то фотоэффект не должен наблюдаться. Тогда, для частоты и длины волны красной границы фотоэффекта получаем простые формулы:

$$\nu_k = \frac{A}{h}, \quad \lambda_k = \frac{hc}{A}, \quad (6.16)$$

из которых следует, что эти характеристики полностью определяются значением работы выхода электрона из металла.

Таким образом квантовая теория излучения, в отличие от волновой теории, достигает успеха в объяснении фотоэффекта. Единственным возражением к квантовому объяснению фотоэффекта мог бы выступить известный вывод теории о том, что свободный электрон не может поглотить фотон, так как такой процесс запрещен законами сохранения энергии и импульса. Это возражение, однако, снимается, если учесть, что в металле электрон взаимодействует с атомами кристаллической решетки. Поэтому при поглощении электроном фотона часть импульса фотона может быть передана кристаллической решетке металла.

В пользу квантовой природы фотоэффекта указывают также и выводы опытов Э. Майера и В. Герлаха, которые в 1914 г. исследовали фотоэлектрический эффект на мельчайших частицах металлической пыли. В этих опытах удалось оценить время, за которое частица приобретает энергию от излучения, достаточную для эмиссии электрона. Это время оказалось значительно меньше времени порядка нескольких секунд, которое должно было пройти для накопления энергии пылинкой, если считать, что энергия накапливается за счет поглощения электромагнитной волны.

Очень важной количественной характеристикой фотоэффекта является квантовый выход Y , определяющий число вылетевших электро-

нов, приходящихся на один падающий на металл фотон. Вблизи красной границы для большинства металлов квантовый выход составляет порядка 10^{-4} электрон/фотон. Малая величина квантового выхода обусловлена тем, что энергию, достаточную для выхода из металла сохраняют только те электроны, которые получили энергию от фотонов на глубине от поверхности, не превышающей 0,1 мкм. Кроме того, поверхность металлов сильно отражает излучение. С увеличением энергии фотонов (с уменьшением длины волны излучения) квантовый выход увеличивается, составляя 0,01 – 0,05 электрон/фотон для энергии фотонов порядка 1 эВ. Для рентгеновского излучения с энергией фотонов 10^3 эВ уже практически на каждые десять падающих на поверхность фотонов приходится один вылетевший из металла электрон.

Фотоэффект нашел широкое применение в науке и технике. Так, записав уравнение Эйнштейна (6.15) в виде:

$$eU_3 = h\nu - A, \quad (6.17)$$

можно заметить, что график зависимости задерживающего напряжения от частоты излучения должен иметь вид прямой линии, наклон которой определяется значением постоянной Планка. Измерив этот наклон экспериментально для натрия, магния, меди и алюминия, Р. Милликен в 1914 г. с хорошей точностью вычислил значение постоянной Планка.

Приборы, в основе устройства которых лежит фотоэффект, называют *фотоэлементами*. Обычный вакуумный фотоэлемент представляет собой вакуумированную колбу, внутреннюю поверхность которой, за исключением небольшого окошечка для доступа света, покрывает тонкая пленка из металла с малой работой выхода (цезий, калий, натрий). Анод представляет собой проволочное кольцо в центре колбы. Между катодом и анодом прикладывается ускоряющее напряжение порядка 80 – 100 В. Фотоэлементы находят широкое применение в технике (фотореле, люксметры, системы звукозаписи на пленку и др.). В последнее время конкурентом вакуумных фотоэлементов стали фоторезисторы, в основе работы которых лежит внутренний фотоэффект в полупроводниках. Внешний фотоэффект используется также в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ) - современных электронных приборах для регистрации и преобразования слабых световых сигналов. Такие приборы широко применяются в астрономии, прикладной оптике, ядерной физике. В

ФЭУ фотоэлектронная эмиссия сочетается с системой умножения количества электронов, действие которой основано на явлении вторичной электронной эмиссии.

6.2.2. Эффект Комптона

При большой энергии фотонов, в частности, для рентгеновского излучения ($E_{\nu} \sim 0,1$ МэВ) процесс поглощения фотонов электронами вещества становится маловероятным. В этом случае при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом наблюдается его рассеяние с изменением направления распространения.

В 1923 г. А. Комптон, изучая рассеяние рентгеновского излучения на парафине, обнаружил, что *длина волны рассеянного излучения λ' больше, чем длина волны падающего излучения λ* . Такой эффект увеличения длины волны излучения вследствие рассеяния его веществом получил название эффекта Комптона. Открытие и объяснение этого эффекта квантовой оптики в 1927 г. было удостоено Нобелевской премии по физике. Схематически экспериментальная установка Комптона изображена на рис. 6. 4. Рентгеновская трубка РТ была смонтирована на вращающейся платформе, что позволяло при ее повороте изменять угол рассеяния θ рентгеновского излучения, попадающего после мишени-рассеивателя M в измерительный блок установки.

Длина волны рассеянного излучения определялась с помощью дифракции его на кристалле. Согласно дифракционной теории при выполнении условия Вульфа-Брегга $2d \sin \varphi = k\lambda'$, $k = 1, 2, \dots$, где d - расстояние между атомными плоскостями кристалла, а φ - угол скольжения падающего излучения, наблюдается интенсивное отражение от кристалла рассеянного рентгеновского излучения. Поэтому, зная параметры кристаллической решетки d и измерив угол φ для максимума отражения k -ого порядка, можно рассчитывать длину волны λ' рентгеновского излучения, рассеянного мишенью M . Соответствие угла φ и длины волны λ' , вытекающее из условия Вульфа-Брегга, позволяло нанести на фотопленке Φ шкалу длин волн и по положению на фотопленке засвеченной полоски определять длину волны рассеянного рентгеновского излучения. В первых опытах Комптона вместо фотопленки использова-

лась подвижная ионизационная камера, позволяющая по току в приборе фиксировать отраженное от кристалла рентгеновское излучение.

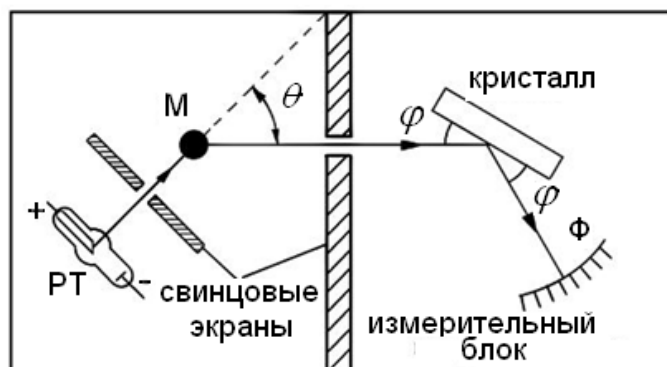


Рис. 6.4. Экспериментальная установка Комптона

Как установил экспериментально Комpton, длина волны рассеянного излучения оказалась больше длины волны падающего излучения, причем изменение длины волны не зависело от материала рассеивателя, а определялось только величиной угла рассеяния θ . Опытным путем Комpton показал, что:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda_k(1 - \cos\theta). \quad (6.8)$$

Это соотношение называют *формулой Комптона*. Значение постоянной $\Lambda_k = 2,426 \times 10^{-12}$ м Комpton определил экспериментально.

Увеличение длины волны излучения при его рассеянии необъяснимо с точки зрения волновой теории электромагнитного излучения. Как показал Дж. Томсон, в классической теории рассеяние можно рассматривать как процесс, в котором электрон совершает вынужденные колебания под действием электрического поля падающей волны. При этом, электрон сам как антенна начинает излучать вторичные (рассеянные) сферические электромагнитные волны на частоте падающего излучения.

Таким образом, эффект Комптона относится к явлениям квантовой оптики, и фотонная теория излучения объясняет этот эффект как следствие упругого рассеяния фотона на свободном электроны вещества (рис. 6. 5). Формула Комптона (6.8) при этом оказывается следствием

законов сохранения энергии и импульса в упругом соударении фотона и электрона.

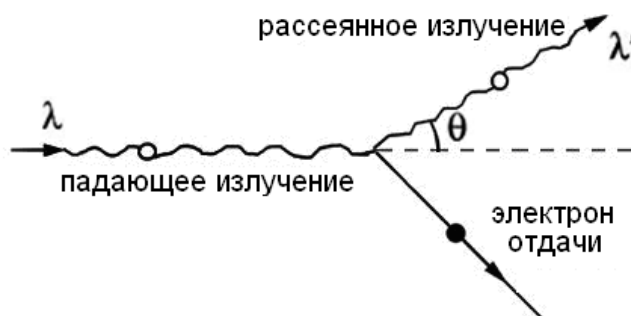


Рис. 6.5. Рассеяние фотона на свободном электроне вещества

Можно показать, что в системе отсчета, в которой свободный электрон первоначально покоился, закон сохранения энергии с учетом возможных релятивистских скоростей электрона после удара может быть записан в виде:

$$\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + m_0c^2. \quad (6.9)$$

Здесь m_0 - масса покоя электрона, $m = \gamma m_0$ - масса движущегося электрона, который называют электроном отдачи, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ - релятивистский множитель, а v - скорость электрона после столкновения с фотоном.

Заметим, что уже закон сохранения энергии (6.9) объясняет эффект Комптона качественно. Действительно, так как $m > m_0$, то из (6.9) следует, что $\lambda' > \lambda$.

В упругом столкновении фотона с электроном выполняется также закон сохранения импульса, который можно записать в виде:

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' + m\vec{v}. \quad (6.10)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$, $k' = 2\pi/\lambda'$, а $\theta = (\vec{k}, \vec{k}')$ - угол рассеяния.

Следствием законов сохранения энергии и импульса в рассматриваемом процессе упругого столкновения фотона излучения со свободным электроном вещества является соотношение:

$$2m_0ch\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) = \frac{2h^2}{\lambda\lambda'}(1 - \cos\theta). \quad (6.11)$$

Из (6.11) получаем формулу Комптона:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \Lambda_k(1 - \cos\theta). \quad (6.12)$$

Величину $\Lambda_k = h/m_0c$ называют комптоновской длиной волны частицы, масса покоя которой равна m_0 . В нашем случае $\Lambda_k = 2,426 \times 10^{-12}$ м – комптоновская длина волны электрона.

Из сравнения (6.9) с (6.12) следует прекрасное совпадение выводов квантовой теории излучения и эксперимента. Из этих формул следует, что максимальное изменение длины волны излучения наблюдается для угла рассеяния $\theta = 180^\circ$, и оно равно $\Delta\lambda_m = 2\Lambda_k$. В силу малости значения Λ_k практически изменение длины волны при рассеянии на свободных электронах можно обнаружить лишь в экспериментах с коротковолновыми рентгеновским или гамма излучениями.

Отметим, что значительная часть электронов вещества не является свободными, а связаны с атомами. Если энергия кванта излучения велика по сравнению с энергией связи электрона, то рассеяние на таком электроном происходит как на свободном электроном. В противном случае, рассеиваясь на связанном электроном, фотон обменивается энергией и импульсом фактически со всем атомом в целом.

Для расчета изменения длины волны излучения при таком рассеянии также можно применить формулу (6.12), где, однако, под m_0 следует понимать уже массу всего атома. Это изменение оказывается очень малым и его нельзя практически обнаружить экспериментально.

В опытах по рассеянию излучения веществом некоторая часть электронов ведет себя как свободные, а часть – как связанные. Поэтому в рассеянном излучении наблюдается как смещенная (комптоновская) линия, так и несмещенная (томсоновская) линия. С увеличением атомного номера рассеивателя относительная доля связанных электронов

увеличивается, что приводит к падению интенсивности комптоновской компоненты в спектре рассеянного излучения и к росту интенсивности томсоновской компоненты.

Для энергий квантов из диапазона 0,1 – 10 МэВ комптон-эффект является основным физическим механизмом энергетических потерь гамма-излучения при его распространении в веществе. Поэтому комптоновское рассеяние широко используется в исследованиях гамма-излучения атомных ядер. Оно лежит в основе принципа действия некоторых гамма-спектрометров.

6.3. Действия света

6.3.1. Электрооптические эффекты

Электрооптический эффект – это изменение коэффициента преломления некоторых материалов под действием электрического поля. Материалы, обладающие таким свойством, называют электрооптическими материалами.

Электрооптические эффекты бывают двух видов:

1) коэффициент преломления линейно зависит от силы поля, приложенного к кристаллу, не имеющему внутренней симметрии (напр., пьезокристаллу);

2) коэффициент пропорционален квадрату силы поля в веществах с внутренней симметрией. Первый называют эффектом Поккельса, а второй – эффектом Керра. Эффект Поккельса проявляется на кристаллах $KDP(KH_2PO_4)$, $DKDP(KD_2PO_4)$, $ODP(NH_4H_2PO_4)$, $LiNbO_3$ и подобных им, эффект Керра можно наблюдать в нитроглицерине, сероуглероде и подобных им жидкостях.

Зависимость интенсивности излучения от напряжения, приложенного кристаллу, нелинейна, но можно придать ей линейность, поместив между кристаллом и анализатором четвертьволновую пластинку.

Электрооптический эффект применяют не только для модуляции света, но и для изготовления быстродействующих оптических затворов (время срабатывания порядка наносекунд), известных как затворы Керра, для изготовления оптических отклоняющих систем, в оптической памяти, в трехмерных модуляторах, в оптических бистабильных элементах.

6.3.2. Акустооптический эффект

Акустооптический эффект – это явления дифракции, преломления, отражения или рассеяния света на периодических неоднородностях среды (зонах с разным показателем преломления), вызванных упругими деформациями при прохождении ультразвука. Периодическое чередование неоднородностей среды «работает» как дифракционная решетка, изменяющая направление светового луча.

Акустооптические эффекты бывают двух видов (рис. 6.6). При низкой частоте ультразвука и малой ширине фронта (длине взаимодействия) ультразвуковой волны возникает дифракция Рамана – Ната. А если частота ультразвука высока и длина взаимодействия велика, то происходит дифракция Брэгга.

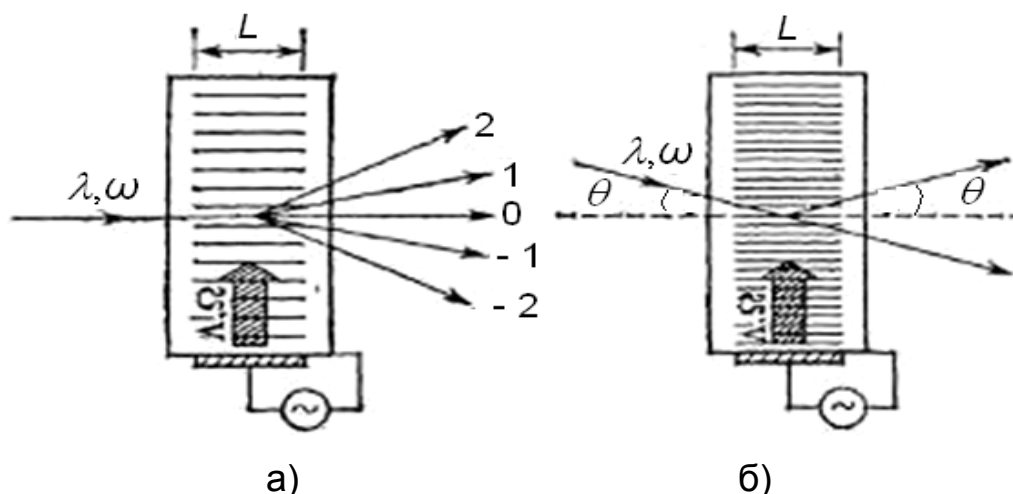


Рис. 6.6. Дифракция Рамана–Ната (а) и Брэгга (б) при акустооптическом эффекте (1, 2, 0, - 1, - 2 – порядок дифракции)

6.3.3. Магнитооптический эффект

Магнитооптический эффект - это изменение оптических свойств вещества в зависимости от его намагниченности или от силы приложенного к нему магнитного поля. Под оптическими свойствами следует понимать отражение, пропускание, поляризацию света и другие явления. Среди магнитооптических эффектов с изменением отражения или пропускания света различают эффект Фарадея и эффект Керра.

Вещества, в которых наблюдается магнитооптический эффект, называют магнитооптическими материалами. Среди них ферромагнетики,

имеющие в структуре магнитные атомы, – $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), $CdFe_3O_{12}$, а также ортоферриты, образующие цилиндрические магнитные домены, – $MnBi$, EuO , $CdTFe$.

В магнитооптических материалах, помещенных в магнитное поле, возникает циклотронное левостороннее (если смотреть по направлению вектора поля) вращение электронов в плоскости, перпендикулярной вектору поля.

Из магнитооптического вещества может возникнуть разность фаз между составляющими, что приводит к повороту плоскости поляризации. Угол поворота θ пропорционален напряженности магнитного поля H и пути l , пройденному светом в веществе. Зависимость имеет вид $\theta = VHl$. Коэффициент пропорциональности V называют постоянной Верде. В приборах на основе магнитооптического эффекта используют материалы с высокими значениями постоянной Верде. На рис. 6.7. показано прохождение света через прозрачный магнитооптический материал.

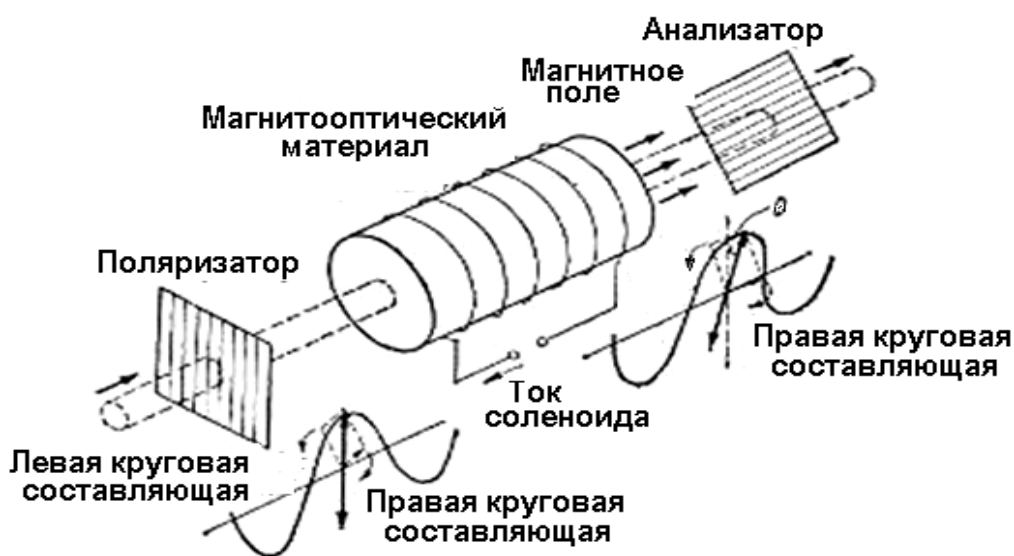


Рис. 6.7. Оптический модулятор на основе эффекта Фарадея

Если поляризатор на входе и анализатор на выходе показанного прибора расположены взаимно перпендикулярно, то проходящий свет можно модулировать, изменяя угол Фарадея, зависящий от напряженности магнитного поля. Однако так как быстрое изменение магнитного поля затруднено, то для модуляции света больше подходит электрооптический и акустооптический эффект.

Магнитооптический эффект Керра с успехом применяют для считывания информации из памяти на оптических дисках, позволяющих перезапись, и памяти на цилиндрических магнитных доменах, имеющей высокую плотность.

6.3.4. Нелинейный оптический эффект

Когда свет (электромагнитные волны) входит в какое-либо вещество, электроны атомов и молекул вещества сдвигаются полем волн, образуя диполи, колеблющиеся в такт колебаниям этого поля. В свою очередь, колебания диполей создают электромагнитные колебания с такой же частотой, длиной волны и скоростью распространения, как и у возбуждающего излучения. Коэффициентом пропорциональности между поляризуемостью вещества и напряженностью электрического поля служит показатель преломления, зависящий от вещества. Но появились лазеры - источники когерентного излучения с высокой интенсивностью, т. е. с большой амплитудой колебаний, а в результате - нелинейные отклики на облучение, искажающие линейные зависимости в наблюдаемых явлениях. Такие случаи назвали нелинейными оптическими эффектами. Помимо поляризации вещества, пропорциональной силе приложенного поля, возникла нелинейная поляризация второго порядка пропорциональная квадрату силы поля и вызывающая такие явления, как удвоение частоты излучения, сложение частот двух излучений, параметрическое излучение и др. Кроме поляризации второго порядка может возникнуть нелинейная поляризация третьего порядка, вызывающая утроение частоты, искажение коэффициента преломления, вынужденное рамановское рассеяние и другие явления.

Генерация второй гармоники - получение излучения с удвоенной частотой при облучении нелинейного оптического кристалла лазером. Например, для практических нужд излучение неодимового лазера в ближней инфракрасной области (1,06 мкм) преобразуют в видимое излучение (0,53 мкм).

В кристалле, не имеющем зеркальной симметрии, поляризация зависит от знака вектора поля. Если к кристаллу приложить синусоидальное поле (свет), то возникнет частично нелинейная поляризация. В результате этого в излучении диполей помимо основной частоты наблюдаются колебания с удвоенной частотой. Это и есть гармоники второго

порядка. Для получения хорошего коэффициента удвоения необходимо согласование фаз и совпадение фазовых скоростей в излучении основной частоты и высших гармоник, чего можно добиться, используя кристаллы с двойным лучепреломлением. Аналогичным способом осуществляют генерацию третьей гармоники.

Если нелинейный оптический кристалл поместить в оптический резонатор и производить накачку лазерным излучением с частотой ω , то на выходе резонатора будет излучение с двумя частотами ω_1 , ω_2 , удовлетворяющими соотношению $\omega = \omega_1 + \omega_2$. Это явление параметрического излучения. Оптическое смешение - это явление с эффектом, обратным предыдущему. Здесь при облучении с двумя частотами ω_1 , ω_2 на выходе из кристалла получится излучение с частотой $\omega = \omega_1 + \omega_2$. Это происходит благодаря многофотонному поглощению, когда вместо нескольких поглощенных квантов испускается один с более высокой энергией. Показатель преломления вещества обычно не зависит от амплитуды световых волн, но большие амплитуды вызывают его изменение. В результате световой луч в веществе начинает «сходиться». Это явление нелинейной оптики называют автофокусировкой.

6.3.5. Эффект Рамана

Эффектом Рамана называют рассеяние монохроматического излучения в веществе, при котором в спектре рассеянного света появляются новые, характерные для данного вещества линии, отличающиеся от спектральной линии источника.

Это явление впервые в 1928 г. обнаружил индийский физик Раман.

Если направлять на вещество сильный когерентный свет, например свет лазера, то наблюдается сильное рамановское рассеяние с выраженной направленностью. Это явление, названное вынужденным рамановским рассеянием, впервые обнаружил Вудбьюри (Woodbury) в 1962 г. Явление, открытое Раманом, в отличие от вынужденного рамановского рассеяния стали называть естественным рамановским рассеянием.

Эффект Рамана (рис. 6.8.) отражает обмен энергией между светом и веществом. Фотон с энергией ω_0 либо отдает часть энергии ω_r веществу, либо на столько же повышает свою энергию за счет вещества.

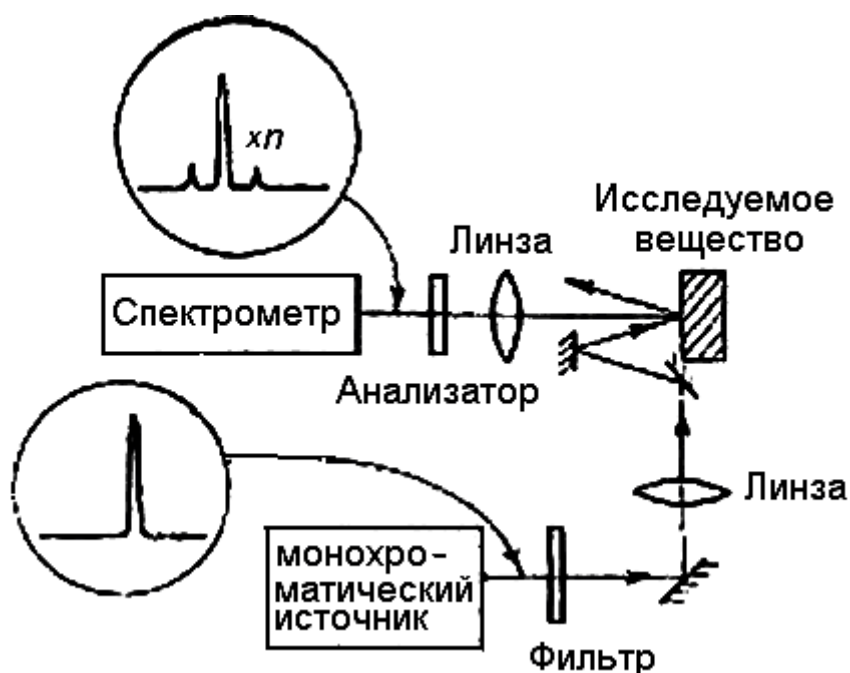


Рис. 6.8. Схема для наблюдения эффекта Рамана

Энергия рассеянных фотонов становится равной $\omega_0 - \omega_r$ либо $\omega_0 + \omega_r$. Первый случай называют стоксовым, а второй – антистоксовым излучением. Обычно интенсивность стоксового излучения выше, чем антистоксового. Энергия света в твердом теле изменяется вследствие взаимодействия кванта с фононом или плазмоном (рис. 6.9). При прохождении света через газ или жидкость рамановское рассеяние есть результат взаимодействия квантов с колеблющимися молекулами.



Рис. 6.9. Эффект Рамана (рассеяние фотона на фононе)

Эффект Рамана – сложное явление, зависящее от различных причин, стал эффективным методом получения различной информации о веществе. В последнее время его используют для оценки структуры полупроводников. Например, наблюдая рамановское рассеяние в кристалле GaAs, имеющем структуру цинковой обманки, в соответствии с пра-

вилами отбора видим, что спектры рассеяния от плоскости (100) и от других плоскостей имеют различную поляризацию из-за взаимодействия света с LO-фононами.

Используя это свойство, можно определять ориентацию кристаллической решетки тонких пленок, выращенных эпитаксиально. При наблюдении рамановского рассеяния в смешанных кристаллах, например в кристаллах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, можно, разделив составляющие рассеяния с фононами, характерными для AlAs и для GaAs, определить постоянную x . Кроме этого, эффект Рамана позволяет оценить механические напряжения в поверхностном слое полупроводников и концентрацию носителей в них.

Вынужденное рамановское рассеяние использовали для создания рамановского лазера. Если мощным лазером с энергией квантов ω_0 облучать такие вещества, как, например, водород, кремний или бензол, и вызывать в них вынужденное рамановское рассеяние, то в спектре рассеяния присутствует стоксова составляющая.

6.3.6. Давление света

Давлением света называется механическое действие, производимое электромагнитными волнами при падении на какую-либо поверхность.

Согласно электромагнитной теории света давление света объясняется возникновением механических сил, действующих на электроны, находящиеся на поверхности освещаемого тела, со стороны электрической и магнитной компонент поля световой волны. Электрическое поле световой волны вызывает колебания зарядов в поверхностном слое тела. Магнитное поле действует на эти заряды с лоренцевой силой, направление которой совпадает с направлением вектора Пойнтинга световой волны. Величина давления света, оказываемого на некоторую поверхность нормально падающим на нее параллельным пучком света, определяется абсолютной величиной вектора Пойнтинга.

Если мощность электромагнитной волны, падающей на 1 см^2 поверхности тела, равна $S \text{ Вт/м}^2$, коэффициент отражения электромагнитной энергии от поверхности тела равен R , то вблизи поверхности плотность энергии $u = S(1+R)/c$ (c — скорость света). Этой величине и равно давление света на поверхность тела: $p = S(1+R)/c$ (эрг/см³ или Дж/м³).

Например, мощность солнечного излучения, приходящего на Землю, равна $1,4 \times 10^3 \text{ Вт/м}^2$, следовательно, для абсолютной поглощающей поверхности (когда $R = 0$) $p = 4,3 \times 10^{-6} \text{ н/м}^2$. Общее давление солнечного излучения на Землю равно $6 \times 10^{13} \text{ дин}$ ($6 \times 10^8 \text{ н}$), что в 10^{13} раз меньше силы притяжения Солнца.

Изотропное равновесное излучение также оказывает давление на систему (тело), с которой оно находится в термодинамическом равновесии: $p = u/3 = 1/3sT^4$, где s – постоянная Стефана – Больцмана, T – температура излучения. Существование давления света показывает, что поток излучения обладает не только энергией, но и импульсом, а, следовательно, и массой.

С точки зрения квантовой теории, давление света – результат передачи телам импульса фотонов (квантов энергии электромагнитного поля) в процессах поглощения или отражения света. Квантовая теория даёт для давления света те же формулы.

6.3.7. Химические действия света

Отметим кратко основные понятия:

1) действие света на поглощающие его вещества может вызвать химические превращения веществ, называемые фотохимическими реакциями.

2) Разложение под действием света сложных молекул на более простые или на отдельные составляющие их атомы называется фотохимической диссоциацией молекул (фотодиссоциация, фотолиз, фотораспад).

Фотодиссоциация становится возможной при частоте света ν_1 , удовлетворяющей условию $\nu_1 \geq \nu_0 = D/h$, где ν_0 – граничная частота фотодиссоциации, D – энергия фотодиссоциации, которая обычно меньше энергии диссоциации основного состояния системы.

3) Для фотохимических реакций имеет место закон эквивалентности Эйнштейна: для каждого акта фотохимического превращения требуется один квант поглощенного света. Количество прореагировавших молекул связывается с энергией поглощенных квантов. Число N молекул вещества, претерпевших фотохимическое превращение при поглощении единицы энергии света: $N \approx 1/h\nu = \lambda/hc$. Масса прореагировавшего вещества $M = Nm$, где m – масса молекулы.

6.4. Корпускулярно-волновой дуализм света

Какова физическая природа света? Ответ на этот вопрос является принципиально важным как для понимания свойств окружающей природы, так и для развития физики в целом.

В конце XIX столетия казалось, что ответ на вопрос о природе света найден и доказан экспериментально - свет есть распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны. Волновая теория света, исходя из такого представления о природе света, на основе общих свойств волновых процессов объяснила такие оптические явления как интерференция света, дифракция света, поляризация света и др.

Но, уже в начале XX века при исследовании взаимодействия света с веществом были обнаружены такие оптические явления как фотоэффект, эффект Комптона, фотохимические реакции и др.

При объяснении этих явлений представления о том, что свет есть распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны, оказались несостоятельными. Предсказания волновой теории света пришли в противоречие с наблюдаемыми в экспериментах закономерностями явлений квантовой оптики. Объясняя эти явления, в 1905 г. Эйнштейн выдвинул корпускулярную теорию света, которая, развивая идеи Ньютона о световых корпускулах, рассматривала свет как поток большого числа частиц, названных фотонами. Фотонная теория света легко объяснила все качественные и количественные закономерности явлений квантовой оптики.

Итак, на первый взгляд, казалось, что теперь, объединив электромагнитные волны и фотоны в одном объекте, мы и ответим на вопрос о природе света. Свет есть волны и частицы. Однако критическое изучение такого ответа показало несостоятельность простого механического объединения волн и частиц. Оказалось, что представления об электромагнитной волне и представления о потоке частиц исключают друг друга.

Световая волна представляет собой нелокализованное электромагнитное поле, распределенное по пространству. Объемная плотность энергии электромагнитного поля волны, пропорциональная квадрату ее амплитуды, может изменяться на сколь угодно малую величину, то есть непрерывно.

В отличие от волны, фотон, как световая частица, в данный момент времени локализован вблизи некоторой точки пространства и со

временем перемещается в пространстве. Световая энергия в такой модели изменяется не непрерывно, а только дискретно, оставаясь всегда кратной минимальной порции (кванту) энергии, которую несет одиночный фотон.

Как же непротиворечивым образом в одном материальном объекте объединить противоположности, казалось бы, исключаящие друг друга? Ответ на этот вопрос содержался еще в работах крупнейших философов, которые пришли к выводу о том, что материальные объекты природы могут обладать внутренними противоречиями, объединяя в себе противоположные качества.

Именно так, диалектически, современная физика отвечает на вопрос о природе света. Свет есть материальный объект, обладающий как волновыми, так и корпускулярными свойствами.

В различных физических процессах эти свойства могут проявляться в различной степени. При определенных условиях, то есть в ряде оптических явлений свет проявляет свои *волновые свойства*. В этих случаях мы должны рассматривать свет как электромагнитные волны. В других оптических явлениях свет проявляет свои *корпускулярные свойства*, и тогда его следует представлять как поток фотонов.

Иногда, оптический эксперимент можно организовать так, что свет будет проявлять в нем как волновые, так и корпускулярные свойства. Действительно, в опыте Комптона на первом этапе рассеяния излучения на мишени оно ведет себя как поток фотонов, но в измерительном блоке это же излучение как электромагнитная волна испытывает дифракцию на кристаллической решетке.

Существуют оптические явления, которые могут быть объяснены качественно и количественно как волновой, так и корпускулярной теориями света. Так, например, обе эти теории приводят к одинаковым соотношениям для давления, оказываемого светом при падении его на вещество. Это объясняется тем, что любая модель, и волновая, и корпускулярная учитывает наличие у света таких материальных характеристик как энергия, масса, импульс.

Таким образом, в результате углубления представлений о природе света, выяснилось, что *свет обладает двойственной природой, получившей название корпускулярно-волнового дуализма света*. С некоторыми объектами свет взаимодействует как волна, с другими - подобно потоку частиц. Однако, "ни одна из этих картин (корпускулярная или

волновая) не может сказать нам всей правды о природе света" - писал Д. Джинс. И хотя эти картины даже противоположны друг другу, одна картина дополняет другую. "Противоположности не противоречия, а дополнения" - гласит девиз Н. Бора.

Спор волновой и корпускулярной теорий света не привел ни к окончательной победе, ни к поражению какой-либо одной из них. В этом споре родилось качественно новое понимание природы света, объединяющее эти теории и отвечающее на вопрос "что такое свет?" диалектически.

В заключение укажем, что еще более тесно волны и частицы света можно связать, если предположить, что движение фотона подчиняется статистическим вероятностным законам, которые определяются волновым электромагнитным полем.

Такой способ объединения корпускулярных и волновых свойств материальных объектов, когда с помощью волн мы описываем движение частиц, лежит в основе квантовой механики.

Отметим, что корпускулярно-волновой дуализм света является далеко не тривиальным свойством этого физического объекта. При первом знакомстве с проблемой дуализма свойств света возникает естественный вопрос. Как представить себе объект, обладающий взаимоисключающими свойствами? Как такие свойства могут объединяться и дополнять друг друга?

6.5. Примеры решения задач

1. Определить максимальную скорость v_{\max} фотоэлектронов, вырванных с поверхности серебра:

1) ультрафиолетовым излучением с длиной волны $\lambda_1 = 0.155$ мкм:

2) γ -излучением с длиной волны $\lambda_2 = 2,47$ пм.

Дано: $\lambda_1 = 0,155$ мкм = $0,155 \times 10^{-6}$ м; $\lambda_2 = 2,47$ пм = $2,47 \times 10^{-12}$ м.

Определить: v_{\max}

Решение. Максимальную скорость фотоэлектронов определим из уравнения Эйнштейна для фотоэффекта:

$$\varepsilon = A + T_{\max}, \quad (1)$$

Энергия фотона вычисляется по формуле $\varepsilon = hc/\lambda$ работа выхода для серебра $A = 4,7$ эВ. Кинетическая энергия фотоэлектрона в зависимости от того какая скорость ему сообщается, может быть выражена или по классической формуле:

$$T = \frac{1}{2} m_0 v_{\max}^2 \quad (2)$$

или по релятивистской:

$$T = (m - m_0)c^2 \quad (3)$$

Скорость фотоэлектрона зависит от энергии фотона, вызывающего фотоэффект если энергия фотона ε много меньше энергии покоя электрона E_0 , то может быть применена формула (2); если же ε сравнима по размеру E_0 , то вычисление по формуле (2) приводит к грубой ошибке, в этом случае кинетическую энергию фотоэлектрона необходимо выражать по формуле (3).

1. В формулу энергии фотона $\varepsilon = hc/\lambda$ подставим значения величин h , c и λ и, произведя вычисления, для ультрафиолетового излучения получим:

$$\varepsilon_1 = 1,28 \text{ аДж} = 8 \text{ эВ.}$$

Это значение энергии фотона много меньше энергии покоя электрона (0,51 МэВ). Следовательно, для данного случая максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона в формуле (1) может быть выражена по классической формуле (2) $\varepsilon_1 = A + \frac{1}{2} m_0 v_{\max}^2$, откуда:

$$v_{\max} = \sqrt{2(\varepsilon_1 - A)/m_0} \quad (4)$$

Подставив числовые значения в формулу (4), найдем максимальную скорость:

$$v_{\max} = 1,08 \text{ Мм/с.}$$

2. Вычислим теперь энергию фотона γ -излучения:

$$\varepsilon_2 = hc/\lambda_2 = 8,04 \text{ фДж} = 0,502 \text{ МэВ}$$

Работа выхода электрона ($A = 4,7$ эВ) пренебрежимо мала по сравнению с энергией γ -фотона, поэтому можно принять, что максимальная кинетическая энергия электрона равна энергии фотона:

$$T_{max} = \varepsilon_2 = 0.502 \text{ МэВ.}$$

Так как в данном случае кинетическая энергия электрона сравнима в его энергией покоя, то для вычисления скорости электрона следует взять релятивистскую формулу кинетической энергии или формулу

$$T_{max} = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \text{ где } E_0 = m_0 c^2. \text{ Выполнив преобразования, найдем:}$$

$$\beta = \sqrt{(2E_0 + T) / T} / (E_0 + T)$$

Сделав вычисления, получим $\beta = 0,755$.

Следовательно, максимальная скорость фотоэлектронов, вырванных γ -излучением:

$$v_{max} = c\beta = 226 \text{ Мм/с.}$$

Ответ. 1) $v_{max} = 1,08 \text{ Мм/с}$; 2) $v_{max} = 226 \text{ Мм/с}$.

2. Натрий освещается монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 40 \text{ нм}$. Определить наименьшее задерживающее напряжение, при котором фототок прекратится. Красная граница фотоэффекта для натрия $\lambda_0 = 584 \text{ нм}$.

Дано: $\lambda = 40 \text{ нм} = 0,4 \times 10^{-7} \text{ м}$, $\lambda_0 = 584 \text{ нм} = 5,84 \times 10^{-7} \text{ м}$.

Определить: U_3 .

Решение. Задерживающее напряжение можно определить из выражения

$$e U_3 = m v_{MAX}^2 / 2 \quad (1)$$

где $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд электрона.

Кинетическую энергию электрона – из уравнения Эйнштейна:

$$h\nu = hc / \lambda = A + m v_{MAX}^2 / 2 \quad (2)$$

Здесь учли, что энергия фотона, вызывающего фотоэффект, $\varepsilon = hc / \lambda < 5 \text{кэВ}$. Работа выхода

$$A = h\nu_0 = hc / \lambda_0 \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), получим:

$$\frac{m_0 v_{\max}^2}{2} = hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) = \frac{hc(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_0 \lambda}. \quad (4)$$

Подставив (4) в (1), найдем искомое задерживающее напряжение:

$$U_3 = \frac{hc(\lambda_0 - \lambda)}{e\lambda_0 \lambda}.$$

Вычисляя, получим $U_3 = 28,9 \text{ В}$.

Ответ. $U_3 = 28,9 \text{ В}$.

3. Пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 663 \text{ нм}$ падает нормально на зеркальную плоскую поверхность. Поток энергии $\Phi = 0,6 \text{ Вт}$.

Определить силу F давления, испытываемую этой поверхностью, а также число N фотонов, падающих на нее за время $t = 5 \text{ с}$.

Дано: $\lambda = 663 \text{ нм} = 663 \times 10^{-9} \text{ м}$; $\Phi = 0,6 \text{ Вт}$; $t = 5 \text{ с}$.

Определить: F ; N .

Решение. Сила светового давления на поверхность равна произведению светового давления p на площадь S поверхности:

$$F = pS. \quad (1)$$

Световое давление может быть найдено по формуле:

$$p = E_e(\rho + 1)/c \quad (2)$$

Подставляя выражение (2) давления света в формулу (1), получим:

$$F = \frac{E_e S}{c} (\rho + 1). \quad (3)$$

Так как произведение облученности E_e на площадь S поверхности равно потоку Φ энергии излучения, падающего на поверхность, то соотношение (3) можно записать в виде:

$$F = \frac{\Phi}{c}(\rho + 1).$$

После подстановки числовых значений Φ и c с учетом, что $\rho = 1$ (поверхность зеркальная), получим $F = 4$ нТ.

Число N фотонов, падающих за время Δt на поверхность, определяется по формуле:

$$N = \Delta W / \varepsilon = \Phi \Delta t / \varepsilon,$$

где ΔW – энергия излучения, получаемая поверхностью за время Δt .

Выразив в этой формуле энергию фотона через длину волны ($\varepsilon = pc / \lambda$) получим:

$$N = \Phi \lambda \Delta t / (hc).$$

Подставив в этой формуле числовые значения величин, найдем:

$$N = 10^{19} \text{ фотонов.}$$

Ответ. $N = 10^{19}$ фотонов.

4. Давление монохроматического света с длиной волны $\lambda = 500$ нм на поверхность с коэффициентом отражения $\rho = 0,3$, расположенную перпендикулярно падающему свету, равно $0,2$ мкПа.

Определить число фотонов, падающих каждую секунду на единицу площади этой поверхности.

Дано: $\lambda = 500$ нм = 5×10^{-7} м, $\rho = 0,3$, $p = 0,2$ мкПа = 2×10^{-7} Па.

Определить: N .

Решение. Давление, производимое светом при нормальном падении на поверхность,

$$p = \frac{E_e}{c}(1 + \rho),$$

где E_e – облученность поверхности, т. е. энергия всех фотонов, падающих в единицу времени на единицу поверхности; $E_e = Nh\nu$. Так как $\nu = c/\lambda$, то:

$$p = \frac{Nh}{\lambda}(1 + \rho),$$

откуда искомое число фотонов, падающих каждую секунду на единицу площади поверхности,

$$N = \frac{p\lambda}{(1 + \rho)h}.$$

Вычисляя, получаем $N = 1,16 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Ответ. $N = 1,16 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$.

5. Фотон с энергией $\varepsilon = 0,75 \text{ МэВ}$ рассеялся на свободном электро-не под углом $\theta = 60^\circ$. Принимая, что кинетическая энергия и импульс электрона до соударения с фотоном были пренебрежимо малы, определить:

- 1) энергию ε' рассеянного фотона;
- 2) кинетическую энергию T электрона отдачи;
- 3) направление его движения.

Дано: $\varepsilon = 0,75 \text{ МэВ} = 1,2 \times 10^{-13} \text{ Дж}$; $\theta = 60^\circ$.

Определить: 1) ε' ; 2) T ; 3) направление движения.

Решение. 1. Энергию рассеянного фотона найдем, воспользовавшись формулой Комптона:

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos\theta)..$$

Выразив длины волн λ' и λ через энергии ε' и ε соответствующих фотонов, получим:

$$\frac{2\pi\hbar c}{\varepsilon'} - \frac{2\pi\hbar c}{\varepsilon} = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos\theta).$$

Разделим обе части этого равенства на $2\pi\hbar c$:

$$\frac{1}{\varepsilon'} - \frac{1}{\varepsilon} = \frac{(1 - \cos \theta)}{mc^2}.$$

Отсюда, обозначив для краткости энергию покоя электрона mc^2 через E_0 , найдем:

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{(\varepsilon/E_0)(1 - \cos \theta) + 1} \quad (1)$$

Подставив числовые значения величин, получим $\varepsilon' = 0,43$ МэВ.

2. Кинетическая энергия электрона отдачи, как это следует из закона сохранения энергии, равна разности между энергией ε падающего фотона и энергией ε' рассеянного фотона:

$$T = \varepsilon - \varepsilon' = 0,32 \text{ МэВ.}$$

3. Направление движения электрона отдачи найдем, применив закон сохранения импульса, согласно которому импульс падающего фотона p равен векторной сумме импульсов рассеянного фотона p' и электрона отдачи mv :

$$p = p' + mv.$$

Векторная диаграмма импульсов изображена на рис. 6.10. Все векторы проведены из точки O , где находился электрон в момент соударения с фотоном. Угол φ определяет направление движения электрона отдачи.

Из треугольника OCD находим:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{|CD|}{|OD|} = \frac{|CA| \sin \theta}{|OA| - |CA| \cos \theta},$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{p' \sin \theta}{p - p' \cos \theta} = \frac{\sin \theta}{p/p' - \cos \theta}.$$

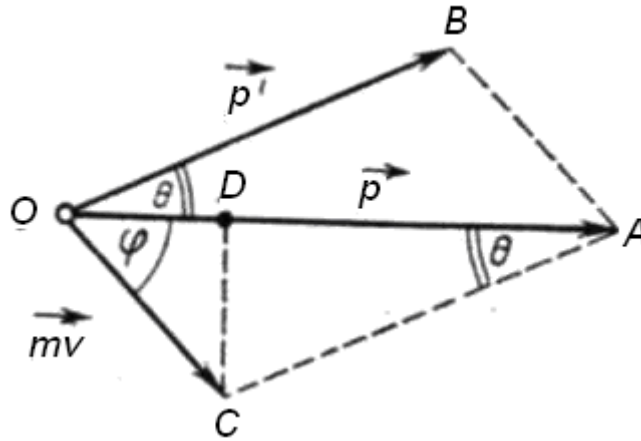


Рис. 6.10. Векторная диаграмма импульсов

Так как $p = \varepsilon / c$ и $p' = \varepsilon' / c$, то

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \theta}{\varepsilon / \varepsilon' - \cos \theta}. \quad (2)$$

Преобразуем формулу (2) так, чтобы угол φ выражался непосредственно через величины ε и θ , заданные в условии задачи. Из формулы (1) следует:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} = \frac{\varepsilon}{E_0} (1 - \cos \theta) + 1. \quad (3)$$

Заменим в формуле (2) соотношение ε и ε' по формуле (3):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \theta}{(1 + \varepsilon / E_0)(1 - \cos \theta)}.$$

Учитывая, что $\sin \theta = 2 \sin (\theta / 2) \cos (\theta / 2)$ и $1 - \cos \theta = 2 \sin^2 (\theta / 2)$, после соответствующих преобразований получим:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{ctg} \theta / 2}{1 - \varepsilon / E_0}. \quad (4)$$

После вычисления по формуле (4) найдем $\operatorname{tg} \varphi = 0,701$, откуда $\varphi = 35^\circ$.

Ответ. 1) $\varepsilon' = 0,43$ МэВ; 2) $T = 0,32$ МэВ; 3) $\varphi = 35^\circ$.

6. Определить энергию электрона отдачи при эффекте Комптона, если фотон ($\lambda = 100$ пм) был рассеян на угол $\theta = 180^\circ$.

Дано: $\lambda = 100$ пм = 10^{-10} м, $\theta = 180^\circ$.

Определить: W .

Решение. Энергия электрона отдачи равна разности энергий падающего и рассеянного фотонов:

$$W = \varepsilon - \varepsilon' = h\nu - h\nu' = hc/\lambda - hc/\lambda' = \frac{hc\Delta\lambda}{\lambda\lambda'}, \quad (1)$$

где $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ – изменение длины волны фотона в результате рассеяния на свободном электроны:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

где $m_0 = 9,11 \times 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона;

$h = 6,63 \times 10^{-34}$ Дж×с – постоянная Планка.

Подставив (2) в (1) и учитывая, что $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, найдем искомую энергию электрона отдачи:

$$W = \frac{2h^2 \sin^2(\theta/2)}{m_0\lambda \left(\lambda + \frac{2h}{m_0c} \sin^2(\theta/2) \right)}.$$

Вычисляя, получим $W = 9,2 \times 10^{-17}$ Дж = 575 эВ.

Ответ. $W = 9,2 \times 10^{-17}$ Дж = 575 эВ.

6.6. Задачи для самостоятельного решения

6.6.1. Найти массу τ фотона: а) красных лучей света ($\lambda = 700$ нм); б) рентгеновских лучей ($\lambda = 25$ пм); в) гамма лучей ($\lambda = 1,24$ пм). [а) $3,2 \times 10^{-36}$ кг; б) $8,8 \times 10^{-32}$ кг; в) $1,8 \times 10^{-30}$ кг]

6.6.2. Найти энергию ε , массу τ и импульс p фотона, если соответствующая ему длина волны $\lambda = 1,6$ пм. [$1,15 \times 10^{-13}$ Дж; $1,38 \times 10^{-30}$ кг; $4,1 \times 10^{-22}$ кг \times м/с]

6.6.3. С какой скоростью v должен двигаться электрон, чтобы его кинетическая энергия была равна энергии фотона с длиной волны $\lambda = 520$ нм? [$9,2 \times 10^5$ м/с]

6.6.4. С какой скоростью v должен двигаться электрон, чтобы его импульс был равен импульсу фотона с длиной волны $\lambda = 520$ нм? [1,4 км/с]

6.6.5. Какую энергию ε должен иметь фотон, чтобы его масса была равна массе покоя электрона? [0,51 МэВ]

6.6.6. Импульс, переносимый монохроматическим пучком фотонов через площадку $S = 2$ см² за время $t = 0,5$ мин, равен $p = 3 \times 10^{-9}$ кг \cdot м/с. Найти для этого пучка энергию E , падающую на единицу площади за единицу времени. [150 Дж/(с \times м²)]

6.6.7. При какой температуре T кинетическая энергия молекулы двухатомного газа будет равна энергии фотона с длиной волны $\lambda = 589$ нм? [9800 К]

6.6.8. Определить энергию ε , массу m и импульс p фотона, которому соответствует длина волны $\lambda = 380$ нм (фиолетовая граница видимого спектра). [3,27 эВ; $5,8 \times 10^{-36}$ кг; $1,74 \times 10^{-27}$ кг \times м/с]

6.6.9. Определить длину волны λ , массу m и импульс p фотона с энергией $\varepsilon = 1$ МэВ. Сравнить массу этого фотона с массой покоящегося электрона. [1,24 пм; $1,8 \times 10^{-30}$ кг; $5,3 \times 10^{-22}$ кг \times м/с; $m_\phi \approx 2 m_e$]

6.6.10. Определить длину волны λ фотона, импульс которого равен импульсу электрона, обладающего скоростью $v = 10$ Мм/с. [73 пм]

6.6.11. Определить длину волны λ фотона, масса которого равна массе покоя: 1) электрона; 2) протона. [2,42 пм; 1,32 фм]

6.6.12. Определить для фотона с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм 1) его энергию; 2) импульс; 3) массу. [1) 2,48 эВ; 2) $1,33 \times 10^{-27}$ кг \times м/с; 3) $4,43 \times 10^{-36}$ кг]

6.6.13. Определить энергию фотона, при которой его масса равна массе покоя электрона.

Ответ выразить в электрон-вольтах. [0,512 МэВ]

6.6.14. Определить, с какой скоростью должен двигаться электрон, чтобы его импульс был равен импульсу фотона, длина волны которого $\lambda = 0,5$ мкм. [1,45 км/с]

6.6.15. Определить длину волны фотона, импульс которого равен импульсу электрона, прошедшего разность потенциалов $U = 9,8$ В. [392 пм]

6.6.16. Определить температуру, при которой средняя энергия молекул трехатомного газа равна энергии фотонов, соответствующих излучению $\lambda = 600$ нм. [8кК]

6.6.17. Определить, с какой скоростью должен двигаться электрон, чтобы его кинетическая энергия была равна энергии фотона, длина волны которого $\lambda = 0,5$ мкм. [934 км/с]

6.6.18. Определить работу выхода A электронов из натрия, если красная граница фотоэффекта $\lambda_0 = 500$ нм. [2,49 эВ]

6.6.19. Будет ли наблюдаться фотоэффект, если на поверхность серебра направить ультрафиолетовое излучение с длиной волны $\lambda = 300$ нм? [Не будет, т.к. энергия фотона (4,1 эВ) меньше работы выхода (4,7 эВ)]

6.6.20. Какая доля энергии фотона израсходована на работу вырывания фотоэлектрона, если красная граница фотоэффекта $\lambda_0 = 307$ нм и максимальная кинетическая энергия T_{max} фотоэлектрона равна 1 эВ? [0,8]

6.6.21. На поверхность лития падает монохроматический свет ($\lambda = 310$ нм). Чтобы прекратить эмиссию электронов, нужно приложить задерживающую разность потенциалов U_3 не менее 1,7 В. Определить работу выхода A . [2,3 эВ]

6.6.22. Для прекращения фотоэффекта, вызванного облучением ультрафиолетовым светом платиновой пластинки, нужно приложить задерживающую разность потенциалов $U_{31} = 3,7$ В. Если платиновую пластинку заменить другой пластинкой, то задерживающую разность потенциалов придется увеличить до 6 В. Определить работу A выхода электронов с поверхности этой пластинки. [4 эВ]

6.6.23. На цинковую пластинку падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 220$ нм. Определить максимальную скорость v_{max} фотоэлектронов. [760 км/с]

6.6.24. Определить длину волны λ ультрафиолетового излучения, падающего на поверхность некоторого металла, при максимальной скорости фотоэлектронов, равной 10 Мм/с. Работой выхода электронов из металла пренебречь. [4,36 нм]

6.6.25. Определить максимальную скорость v_{\max} фотоэлектронов, вылетающих из металла под действием γ -излучения с длиной волны $\lambda = 0,3$ нм. [Электрон релятивистский; $\beta = 0,83$; $v = \beta c = 249$ Мм/с]

6.6.26. Определить максимальную скорость v_{\max} фотоэлектронов, вылетающих из металла при облучении γ -фотонами с энергией $\varepsilon = 1,53$ МэВ. [291 Мм/с]

6.6.27. Максимальная скорость v_{\max} фотоэлектронов, вылетающих из металла при облучении его γ -фотонами, равна 291 Мм/с.

Определить энергию ε γ -фотонов. [1,59 МэВ]

6.6.28. Длина волны света, соответствующая красной границе фотоэффекта, для некоторого металла $\lambda_0 = 275$ нм. Найти минимальную энергию ε фотона, вызывающего фотоэффект. [4,5 эВ]

6.6.29. Длина волны света, соответствующая красной границе фотоэффекта для некоторого металла $\lambda_0 = 275$ нм. Найти работу выхода A электрона из металла, максимальную скорость v_{\max} электронов, вырываемых из металла светом с длиной волны $\lambda = 180$ нм, и максимальную кинетическую энергию W_{\max} электронов.

[4,5 эВ; $9,1 \times 10^5$ м/с; $3,8 \times 10^{-19}$ Дж]

6.6.30. Найти частоту ν света, вырывающего из металла электроны, которые полностью задерживаются разностью потенциалов $U = 3$ В. Фотоэффект начинается при частоте света $\nu_0 = 6 \times 10^{14}$ Гц.

Найти работу выхода A электрона из металла. [$13,2 \times 10^{14}$ Гц; 2,48 эВ]

6.6.31. Найти задерживающую разность потенциалов U электронов, вырываемых при освещении калия светом с длиной волны $\lambda = 330$ нм. [1,75 В]

6.6.32. При фотоэффекте с платиновой поверхности электроны полностью задерживаются разностью потенциалов $U = 0,8$ В. Найти длину волны λ применяемого облучения и предельную длину волны λ_0 , при которой еще возможен фотоэффект. [204 нм; 234 нм]

6.6.33. Фотоны с энергией $\varepsilon = 4,9$ эВ вырывают электроны из металла с работой выхода $A = 4,5$ эВ. Найти максимальный импульс p_{\max} ,

передаваемый поверхности металла при вылете каждого электрона.
[$3,45 \times 10^{-25}$ кг·м/с]

6.6.34. Определить максимальную скорость фотоэлектронов, вырываемых с поверхности металла, если фототок прекращается при приложении задерживающего напряжения $U_3 = 3,7$ В. [1,14 Мм/с]

6.6.35. Красная граница фотоэффекта для некоторого металла равна 500 нм. Определить минимальное значение энергии фотона, вызывающего фотоэффект. [2,48 эВ]

6.6.36. Фотоэлектроны, вырываемые с поверхности металла, полностью задерживаются при приложении обратного напряжения $U_3 = 3$ В. Фотоэффект для этого металла начинается при частоте падающего монохроматического света $\nu_0 = 6 \times 10^{14}$ с⁻¹.

Определить:

- 1) работу выхода электронов из этого металла;
- 2) частоту применяемого облучения. [1) 2,48эВ; 2) $1,32 \times 10^{15}$ с⁻¹]

6.6.37. Определить работу выхода A электронов из вольфрама, если «красная граница» фотоэффекта для него $\lambda_0 = 275$ нм. [4,52 эВ]

6.6.38. Калий освещается монохроматическим светом с длиной волны 400 нм. Определить наименьшее задерживающее напряжение, при котором фототок прекратится. Работа выхода электронов из калия равна 2,2 эВ. [0,91 В]

6.6.39. Красная граница фотоэффекта для некоторого металла равна 500 нм. Определить: 1) работу выхода электронов из этого металла; 2) максимальную скорость электронов, вырываемых из этого металла светом с длиной волны 400 нм. [1) 2,48 эВ; 2) 468 км/с]

6.6.40. Выбиваемые светом при фотоэффекте электроны при облучении фотокатода видимым светом полностью задерживаются обратным напряжением $U_3 = 1,2$ В. Специальные измерения показали, что длина волны падающего света $\lambda = 400$ нм. Определить красную границу фотоэффекта. [652 нм]

6.6.41. Задерживающее напряжение для платиновой пластинки (работа выхода 6,3 эВ) составляет 3,7 В. При тех же условиях для другой пластинки задерживающее напряжение равно 5,3 В. Определить работу выхода электронов из этой пластинки. [4,7 эВ]

6.6.42. Определить, до какого потенциала зарядится уединенный серебряный шарик при облучении его ультрафиолетовым светом дли-

ной волны $\lambda = 280$ нм. Работа выхода электронов из серебра $A = 4,7$ эВ. [1,27В]

6.6.43. При освещении вакуумного фотоэлемента монохроматическим светом с длиной волны $\lambda_1 = 0,4$ мкм он заряжается до разности потенциалов $\varphi_1 = 2$ В. Определить, до какой разности потенциалов зарядится фотоэлемент при освещении его монохроматическим светом с длиной волны $\lambda_2 = 0,3$ мкм. [3,04 В]

6.6.44. Плоский серебряный электрод освещается монохроматическим излучением с длиной волны $\lambda = 83$ нм. Определить, на какое максимальное расстояние от поверхности электрода может удалиться фотоэлектрон, если вне электрода имеется задерживающее электрическое поле напряженностью $E = 10$ В/см. «Красная граница» фотоэффекта для серебра $\lambda_k = 264$ нм. [1,03 см]

6.6.45. Фотоны с энергией $\varepsilon = 5$ эВ вырывают фотоэлектроны из металла с работой выхода $A = 4,7$ эВ. Определить максимальный импульс, передаваемый поверхности этого металла при вылете электрона. [$2,96 \times 10^{-25}$ кг \times м/с]

6.6.46. При освещении катода вакуумного фотоэлемента монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 310$ нм фототок прекращается при некотором задерживающем напряжении. При увеличении длины волны на 25 % задерживающее напряжение оказывается меньше на 0,8 В.

Определить по этим экспериментальным данным постоянную Планка. [$6,61 \times 10^{-34}$ Дж \times с]

6.6.47. Определить максимальную скорость v_{\max} фотоэлектронов, вырываемых с поверхности цинка (работа выхода $A = 4$ эВ), при облучении γ -излучением с длиной волны $\lambda = 2,47$ пм. [259 Мм/с]

6.6.48. Давление монохроматического света с длиной волны $\lambda = 500$ нм на зачерненную поверхность, расположенную перпендикулярно падающим лучам, равно 0,12 мкПа. Определить число фотонов, падающих каждую секунду на 1 м² поверхности. [$9,05 \times 10^{19}$]

6.6.49. На идеально отражающую поверхность площадью $S = 5$ см² за время $t = 3$ мин нормально падает монохроматический свет, энергия которого $W = 9$ Дж. Определить: 1) облученность поверхности; 2) световое давление, оказываемое на поверхность. [1) 100 Вт/м²; 2) 667 нПа]

6.6.50. Определить давление света на стенки электрической 150-ваттной лампочки, принимая, что вся потребляемая мощность идет на излучение и стенки лампочки отражают 15 % падающего на них света. Считать лампочку сферическим сосудом радиуса 4 см. [28,6 мкПа]

6.6.51. Давление монохроматического света с длиной волны $\lambda = 500$ нм на зачерненную поверхность, расположенную перпендикулярно падающему излучению, равно 0,15 мкПа. Определить число фотонов, падающих на поверхность площадью 40 см^2 за одну секунду. [$4,52 \times 10^{17}$]

6.6.52. Давление p монохроматического света с длиной волны $\lambda = 600$ нм на зачерненную поверхность, расположенную перпендикулярно падающему излучению, составляет 0,1 мкПа. Определить: 1) концентрацию n фотонов в световом пучке; 2) число N фотонов, падающих каждую секунду на 1 м^2 поверхности. [1) $3,02 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, 2) $9,06 \times 10^{19}$]

6.6.53. На идеально отражающую плоскую поверхность нормально падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0,55$ мкм. Поток излучения Φ_e составляет 0,45 Вт. Определить: 1) число фотонов N , падающих на поверхность за время $t = 3$ с; 2) силу давления, испытываемую этой поверхностью. [1) $4,15 \times 10^{18}$; 2) 3 нН]

6.6.54. Плоская световая волна интенсивностью $I = 0,1 \text{ Вт/см}^2$ падает под углом $\alpha = 30^\circ$ на плоскую отражающую поверхность с коэффициентом отражения $\rho = 0,7$. Используя квантовые представления, определить нормальное давление, оказываемое светом на эту поверхность. [4,25 мкПа]

6.6.55. Определить давление p солнечного излучения на зачерненную пластинку, расположенную перпендикулярно солнечным лучам и находящуюся вне земной атмосферы на среднем расстоянии от Земли до Солнца (см. сноску к задаче 34-7). [4,6 мкПа]

6.6.56. Определить поверхностную плотность потока энергии излучения, падающего на зеркальную поверхность, если световое давление p при перпендикулярном падении лучей равно 10 мкПа. [$1,5 \text{ кВт/м}^2$]

6.6.57. Поток энергии Φ_e , излучаемый электрической лампой, равен 600 Вт. На расстоянии $r = 1$ м от лампы перпендикулярно падающим лучам расположено круглое плоское зеркальце диаметром $d = 2$ см. Принимая, что излучение лампы одинаково во всех направлениях и что зеркальце полностью отражает падающий на него свет, определить силу F светового давления на зеркальце. [0,1 нН]

6.6.58. На зеркальце с идеально отражающей поверхностью площадью $S = 1,5 \text{ см}^2$ падает нормально свет от электрической дуги. Определить импульс p , полученный зеркальцем, если поверхностная плотность потока излучения, падающего на зеркальце, равна $0,1 \text{ МВт/м}^2$. Продолжительность облучения $t = 1 \text{ с}$. [$10^{-7} \text{ кг}\cdot\text{м/с}$]

6.6.59. Спутник в форме шара движется вокруг Земли на такой высоте, что поглощением солнечного света в атмосфере можно пренебречь. Диаметр спутника $d = 40 \text{ м}$. Зная солнечную постоянную (см. задачу 34-7) и принимая, что поверхность спутника полностью отражает свет, определить силу давления F солнечного света на спутник. [$11,2 \text{ мН}$]

6.6.60. Давление p монохроматического света ($\lambda = 600 \text{ нм}$) на черную поверхность, расположенную перпендикулярно падающим лучам, равно $0,1 \text{ мкПа}$. Определить число N фотонов, падающих за время $t = 1 \text{ с}$ на поверхность площадью $S = 1 \text{ см}^2$. [9×10^{15}]

6.6.61. Монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 500 \text{ нм}$ падает нормально на плоскую зеркальную поверхность и давит на нее с силой $F = 10 \text{ нН}$. Определить число n_1 фотонов, ежесекундно падающих на эту поверхность. [$3,77 \times 10^{18}$]

6.6.62. Найти световое давление p на стенки электрической 100-ваттной лампы. Колба лампы представляет собой сферический сосуд радиусом $r = 5 \text{ см}$. Стенки лампы отражают 4% и пропускают 6% падающего на них света. Считать, что вся потребляемая мощность идет на излучение. [$10,4 \text{ мкПа}$]

6.6.63. На поверхность площадью $S = 0,01 \text{ м}^2$ в единицу времени падает световая энергия $E = 1,05 \text{ Дж/с}$. Найти световое давление p в случаях, когда поверхность полностью отражает и полностью поглощает падающие на нее лучи. [$0,7 \text{ мкПа}$; $0,35 \text{ мкПа}$]

6.6.64. Монохроматический пучок света ($\lambda = 490 \text{ нм}$), падая по нормали к поверхности, производит световое давление $p = 4,9 \text{ мкПа}$. Какое число фотонов / падает в единицу времени на единицу площади этой поверхности? Коэффициент отражения света $\rho = 0,25$. [$2,9 \times 10^{21} \text{ с}^{-1} \times \text{м}^{-2}$]

6.6.65. Параллельный пучок монохроматического света ($\lambda = 662 \text{ нм}$) падает на зачерненную поверхность и производит на нее давление $p = 0,3 \text{ мкПа}$. Определить концентрацию n фотонов в световом пучке. [10^{12} м^{-3}]

6.6.66. Определить длину волны рентгеновского излучения, если при комптоновском рассеянии этого излучения под углом $\theta = 60^\circ$ длина волны рассеянного излучения оказалась равной 57 пм. [56,9 пм]

6.6.67. Рентгеновское излучение длиной волны $\lambda = 55,8$ пм рассеивается плиткой графита (Комптон-эффект).

Определить длину волны λ' света, рассеянного под углом $\theta = 60^\circ$ к направлению падающего пучка света. [57 пм]

6.6.68. Определить максимальное изменение длины волны при комптоновском рассеянии: 1) на свободных электронах; 2) на свободных протонах. [4,84 пм; 2,64 фм]

6.6.69. Определить угол θ рассеяния фотона, испытавшего соударение со свободным электроном, если изменение длины волны $\Delta\lambda$ при рассеянии равно 3,62 пм. [120° или 240°]

6.6.70. Фотон с энергией $\varepsilon = 0,4$ МэВ рассеялся под углом $\theta = 90^\circ$ на свободном электроне. Определить энергию ε' рассеянного фотона и кинетическую энергию T электрона отдачи. [0,224 МэВ; 0,176 МэВ]

6.6.71. Определить импульс p электрона отдачи при эффекте Комптона, если фотон с энергией, равной энергии покоя электрона, был рассеян на угол $\theta = 180^\circ$. [$3,6 \times 10^{-22}$ кг·м/с]

6.6.72. Какая доля энергии фотона при эффекте Комптона приходится на электрон отдачи, если фотон претерпел рассеяние на угол $\theta = 180^\circ$? Энергия ε фотона до рассеяния равна 0,255 МэВ. [0,5]

6.6.73. Фотон с энергией $\varepsilon = 0,25$ МэВ рассеялся на свободном электроне. Энергия ε' рассеянного фотона равна 0,2 МэВ. Определить угол рассеяния θ . [$60^\circ 40'$ или $229^\circ 20'$]

6.6.74. Угол рассеяния θ фотона равен 90° . Угол отдачи φ электрона равен 30° . Определить энергию ε падающего фотона. [0,37 МэВ]

6.6.75. Фотон ($\lambda = 1$ пм) рассеялся на свободном электроне под углом $\theta = 90^\circ$. Какую долю своей энергии фотон передал электрону? [70%]

6.6.76. Длина волны λ фотона равна комптоновской длине λ_c электрона.

Определить энергию ε и импульс p фотона. [0,511 МэВ; $2,7 \times 10^{-22}$ кг·м/с]

Энергия ε падающего фотона равна энергии покоя электрона.

Определить долю w_1 энергии падающего фотона, которую сохранит рассеянный фотон, и долю w_2 этой энергии, полученную электроном отдачи, если угол рассеяния θ равен:

- 1) 600;
- 2) 900;
- 3) 1800.

1) $w_1 = 0,67$, $w_2 = 0,33$; 2) $w_1 = w_2 = 0,5$; 3) $w_1 = 0,33$, $w_2 = 0,67$

6.6.77. Рентгеновские лучи с длиной волны $\lambda_0 = 70,8$ пм испытывают комптоновское рассеяние на парафине. Найти длину волны λ рентгеновских лучей, рассеянных в направлениях: а) $\varphi = \pi/2$; б) $\varphi = \pi$. [а) 2,42 пм; 73,22 пм; б) 4,8 пм; 75,6 пм]

6.6.78. Какова была длина волны λ_0 рентгеновского излучения, если при комптоновском рассеянии этого излучения графитом под углом $\varphi = 60^\circ$ длина волны рассеянного излучения оказалась равной $\lambda = 25,4$ нм? [24,2 пм]

6.6.79. Рентгеновские лучи с длиной волны $\lambda_0 = 20$ пм испытывают комптоновское рассеяние под углом $\varphi = 90^\circ$.

Найти изменение $\Delta\lambda$ длины волны рентгеновских лучей при рассеянии, а также энергию W_e и импульс электрона отдачи. [2,42 пм; 6,6 кэВ; $4,4 \times 10^{-23}$ кг \times м/с]

6.6.80. При комптоновском рассеянии энергия падающего фотона распределяется поровну между рассеянным фотоном и электроном отдачи. Угол рассеяния $\varphi = \pi/2$.

Найти энергию W и импульс p рассеянного фотона. [0,26 МэВ; $9,3 \times 10^{-12}$ кг \times м/с]

6.6.81. Энергия рентгеновских лучей $\varepsilon = 0,6$ МэВ.

Найти энергию W_e электрона отдачи, если длина волны рентгеновских лучей после комптоновского рассеяния изменилась на 20 %. [0,1 МэВ]

Контрольные вопросы

1. Поясните понятие фотона и его историю.
2. Какой формулой определяется энергия фотона? Поясните.
3. Какой формулой определяется масса фотона? Поясните.
4. Что такое масса покоя фотона?
5. Какой формулой определяется импульс фотона? Поясните.
6. Запишите и поясните формулу для результирующего давления фотонного газа, находящегося в равновесии при температуре T .
7. Определите энтропию фотонного газа.

8. Запишите и поясните уравнение адиабатического процесса для фотонного газа.
9. Тепловое излучение Вселенной. Охарактеризуйте понятие.
10. Что такое фотоэффект?
11. Назовите и кратко поясните основные виды фотоэффекта.
12. Приведите и поясните качественный вид вольт-амперной характеристики фотоэлемента.
13. Назовите и поясните экспериментально установленные основные закономерности фотоэффекта.
14. Запишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
15. Каким соотношением определяется работа выхода A ?
16. Важной количественной характеристикой фотоэффекта является квантовый выход γ . Поясните это понятие.
17. Почему фотоэлектрические измерения весьма чувствительны к природе и состоянию поверхности фотокатода?
18. Кратко поясните как из опытов определяется постоянная Планка?
19. Какие устройства называют фотоэлементами и почему?
20. Кратко поясните в чем заключается суть эффекта Комптона?
21. Какое соотношение называют формулой Комптона?
22. В чем отличие характера взаимодействия фотона и электрона при фотоэффекте и эффекте Комптона?
23. Поясните кратко основные действия света.
24. Поясните суть Эффекта Рамана.
25. Поясните понятие – давление света.
26. Чему равно отношение давления света на зеркальную и зачерненную поверхности?
27. Поясните понятие: корпускулярно-волновой дуализм света.

7. Лабораторные работы

Лабораторная работа №1

Определение длины волны света в опыте Юнга

Цель работы – изучение явления интерференции света с помощью щелей Юнга и определение длины световой волны.

Общие положения

Свет, с точки зрения классической электродинамики, представляет собой поперечные электромагнитные волны, распространяющиеся в вакууме со скоростью $c \approx 3 \times 10^8$ м/с.

Источники, излучающие волны одинаковой частоты с постоянной разностью фаз, и совпадающими плоскостями колебаний вектора \vec{E} , называются когерентными. Волны, излучаемые такими источниками, также являются когерентными.

Интерференция волн – это явление усиления световой интенсивности в одних точках пространства и ее ослабление в других точках, которое происходит в результате сложения двух или нескольких когерентных волн.

Интерференцию можно наблюдать не только световых волн, но и звуковых, радиоволн и т.д.

Из повседневного опыта известно, что при наложении света от двух независимых источников (например, двух электрических ламп накаливания) никогда не удастся наблюдать явление интерференции. Причина этого заключается в том, что источниками световых колебаний являются отдельные атомы тела, и в определенный момент в данной точке сходятся колебания, созданные всей совокупностью атомов, излучающих свет. Каждый атом излучает свет независимо от других атомов с различными фазами и частотами. Эти процессы происходят хаотически. Совокупность атомов излучает некогерентные волны.

Для получения когерентных волн необходимо волну, излучаемую отдельным атомом, разделить на две части. Это может быть осуществлено с помощью щелей Юнга, зеркал и бипризмы Френеля и другими способами.

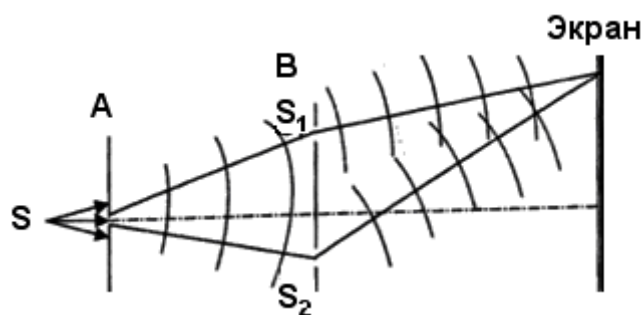


Рис. 7.1. Схема опыта Юнга

В опыте Юнга пучок света падал на пластинку А с малым отверстием (рис.7.1). Вследствие дифракции пучок света становился расходящимся и падал на вторую пластинку В с двумя щелями S_1 и S_2 . Световые лучи, выходящие из щелей, были когерентными. На экране, расположенном напротив щелей, наблюдалась интерференционная картина.

Произведем расчет интерференционной картины. В данной точке Р экрана (рис. 7.2) будет наблюдаться минимум, если разность хода лучей S_1P и S_2P равна нечетному числу полуволн:

$$\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.1)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

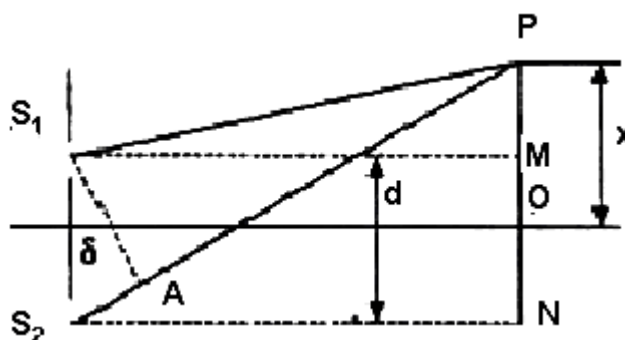


Рис. 7.2. Схема опыта Юнга с обозначениями для расчета

Расстояние l от щелей до экрана значительно больше расстояния между щелями d ($l > d$).

На рис. 7.2 $S_2A = \delta$ – разность хода лучей от точек S_2 и S_1 до точки Р на экране. Из треугольников S_1PM и S_2PN (они прямоугольные) имеем:

$$(S_1P)^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad (7.2)$$

$$(S_2P)^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \quad (7.3)$$

где x – расстояние от центра экрана до рассматриваемой точки P .
Из формул (7.2) и (7.3)

$$(S_2P)^2 - (S_1P)^2 = (S_2P + S_1P)(S_2P - S_1P) = 2xd. \quad (7.4)$$

Так как $S_2P + S_1P \approx 2l$, а $S_2P - S_1P \approx \delta$, то

$$2l\delta = 2xd, \quad (7.5)$$

откуда

$$\delta = \frac{xd}{l}. \quad (7.6)$$

Из (7.6) условие минимума освещенности экрана в точке P имеет вид

$$\delta = \frac{xd}{l} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (7.7)$$

Максимум освещенности в точке P будет при равенстве разности хода лучей S_2P и S_1P четному числу полуволен, т.е.

$$\delta = \frac{2k\lambda}{2} = k\lambda, \quad (7.8)$$

или

$$\frac{xd}{l} = k\lambda, \quad (7.9)$$

т.е.

$$x = k\left(\frac{\lambda l}{d}\right). \quad (7.10)$$

Определим расстояние Δx между двумя соседними светлыми полосами (максимумами) на экране.

$$\Delta x = x_2 - x_1 = (k + 1) \frac{\lambda l}{d} - k \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda l}{d}. \quad (7.11)$$

Если известны величины l и d , то, измерив расстояние между двумя соседними светлыми полосами Δx на экране, можно из (7.11) определить λ :

$$\lambda = \Delta x \frac{d}{l}. \quad (7.12)$$

Описание лабораторной установки

Схема установки приведена на рис. 7.3. На пути лазерного луча установлены пластинка 2-9 с отверстием и 2-1 с двумя щелями, а также отражающий экран.

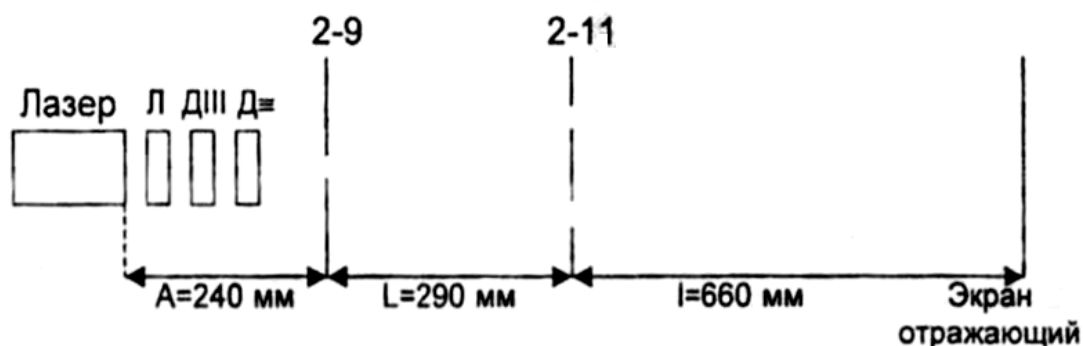


Рис 7.3. Схема установки

Экран и пластинки 2-9, 2-1 установлены перпендикулярно оси лазерного луча.

Порядок выполнения работы

1. Изучить назначение приборов лабораторной установки.
2. Установить приборы и детали, как показано на рис. 7.3.
3. Включить в сеть 220 вольт вилку сетевого шнура лазера и нажать кнопку включения сети.

4. Линейкой измерить расстояние x_1 между несколькими интерференционными максимума в центре интерференционной картины и найти среднее расстояние $\overline{\Delta x}$ между двумя соседними максимумами $\overline{\Delta x} = \frac{x_1}{n}$.

5. По формуле (7.12) определить значение длины волны лазерного излучения.

6. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Какие волны называются когерентными?
2. В чем заключается явление интерференции?
3. Что такое интенсивность света, какой величине она пропорциональна?
4. Что такое оптический ход луча, оптическая разность хода?
5. Запишите условия интерференционного максимума и минимума для двух когерентных волн.
6. Что представляет собой интерференционная картина для двух щелей?
7. Приведите формулу для определения длины световой волны из опыта Юнга.
8. Выведите формулы для максимума и минимума освещенности экрана в опыте Юнга.
9. Почему щели Юнга можно рассматривать как когерентные источники?
10. Какие еще есть способы получения когерентных источников?

Лабораторная работа №2

Определение периода дифракционной решетки

Цель работы – изучение дифракции света и определение периода дифракционной решетки.

Общие положения

Дифракция света – это совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в

среде с резко выраженной оптической неоднородностью (например, при прохождении через отверстия в экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т.п.). В более узком смысле под дифракцией света понимают сгибание светом встречных препятствий, т.е. отклонение от законов геометрической оптики. Например, при некоторых условиях в центре тени от малого круглого экрана образуется белая точка. Дифракция света обусловлена взаимодействием световых волн с краями препятствий. Решение задачи дифракции заключается в нахождении распределения освещенности на экране в зависимости от размеров и формы препятствий. Дифракция всегда сопровождается интерференцией лучей, отклоненных от прямолинейного распространения.

В теории дифракции различают: дифракцию Френеля – дифракцию в расходящихся лучах; дифракцию Фраунгофера – когда дифракционная картина образована системами параллельных лучей.

Строгое математическое решение задачи дифракции на основании электромагнитной теории Максвелла является сложным. Однако природа и основные качественные закономерности дифракции света могут быть установлены с помощью принципа Гюйгенса-Френеля. Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку фронта волны можно рассматривать как самостоятельный источник вторичных колебаний, а поверхность, огибающая вторичные волны, определяет положение фронта волны.

Френель предложил разделять фронт волны на кольцевые зоны, а затем рассматривать интерференцию волн, идущих в каждую данную точку пространства от всех зон.

Рассмотрим дифракцию света, обусловленную действием дифракционной решетки. Этот случай дифракции наиболее важен, так как широко используется во многих экспериментальных методах спектрального анализа света.

Простейшая дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа одинаковых по ширине a и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками b .

Величину $d = a + b$ называют периодом дифракционной решетки.

Если на дифракционную решетку P (рис. 7.4) нормально к ее плоскости направить пучок параллельных лучей, которые за дифракционной решеткой собрать с помощью линзы, то в главной фокальной плоскости получится дифракционная картина, состоящая из ярких тонких линий,

разделенных темными промежутками. Эта картина является результатом интерференции (наложения) лучей, дифрагировавших на щелях решетки и собранных в фокальной плоскости линзы.

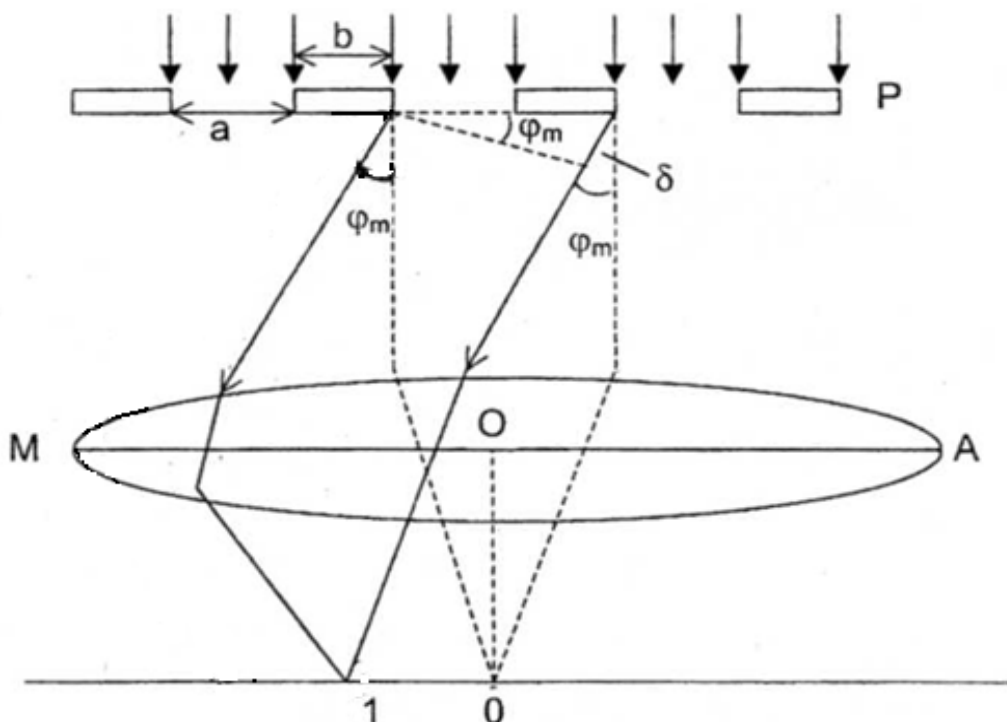


Рис. 7.4. Ход лучей после прохождения дифракционной решетки

Как видно на рис. 7.4, разность хода δ между соответствующими лучами двух соседних щелей равна

$$\delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi, \quad (7.13)$$

где φ – угол дифракции.

Дифракционные максимумы (яркие линии) получают в тех направлениях, для которых выполняется условие

$$\delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

т. е.

$$\delta \sin \varphi_m = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (7.14)$$

где $m = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$ и называется порядком максимума.

Отсчет ведется от центральной линии, для которой $m = 0$ и угол дифракции $\varphi_0 = 0$.

Разность хода лучей в этом случае равна четному числу полуволн. Условие минимумов имеет вид:

$$\delta \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (7.15)$$

т.е. разность хода лучей равна нечетному числу полуволн.

Если дифракционная решетка освещается белым светом, то для разных значений λ положения максимумов в пределах данного m (кроме центрального) не совпадают друг с другом. Поэтому центральный максимум имеет вид белой полоски, а все остальные – радужных полосок – дифракционных спектров первого, второго и т.д. порядков. В пределах каждой полоски окраска изменяется от фиолетовой до красной.

Описание лабораторной установки

Источником света служит оптический квантовый генератор (лазер). Для определения периода дифракционной решетки приборы размещаются так, как показано на рис. 7.5.

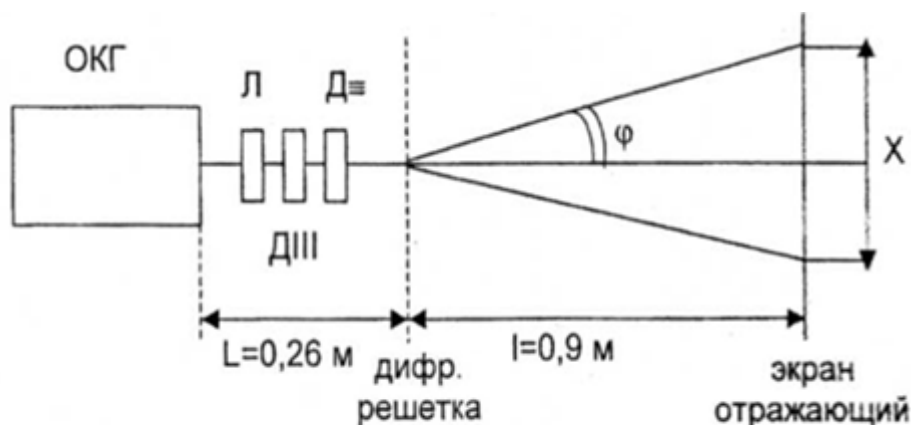


Рис. 7.5. Схема установки

На рис. 7.5 X – расстояние на экране между двумя дифракционными максимумами с одинаковыми номерами, например $m = \pm 1$.

Из рисунка видно, что

$$\frac{X}{2l} = \operatorname{tg} \varphi_m \quad (7.16)$$

При малых углах φ (т.е. при $m = 1, 2, 3$) $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi$, тогда

$$\frac{X}{2l} = \operatorname{tg} \varphi_m \quad (7.17)$$

Тогда формула (7.14) примет вид:

$$d \frac{X}{2l} = m\lambda \quad (7.18)$$

отсюда период дифракционной решетки

$$d = \frac{2m\lambda l}{X} \quad (7.19)$$

Порядок выполнения работы

1. Изучить назначение приборов и деталей лабораторной установки.
2. Установить приборы и детали, как показано на рис. 7.5.
3. Включить в сеть 220 вольт вилку сетевого шнура лазера и нажать кнопку включения сети.
4. Измерить линейкой на экране расстояние X между двумя любыми дифракционными максимумами с одинаковыми номерами ($\pm 1, \pm 2, \pm 3$). Измерения проделать несколько раз.
5. По формуле (7.19) определить величину периода дифракционной решетки для различных измерений. Найти среднее арифметическое значение периода.
6. Сравнить полученное значение с паспортными данными.
7. Сделать выводы

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля.
2. Что такое зоны Френеля? Как они строятся?
3. В чем заключается явление дифракции?

4. Каков порядок следования цветов в дифракционном спектре? Какова окраска нулевого порядка?
5. Объясните условия наблюдения дифракции.
6. Опишите дифракцию света, обусловленную действием дифракционной решетки.
7. Что собой представляет дифракционная решетка? Чему равен период дифракционной решетки ?
8. Какова последовательность определения периода решетки в данной лабораторной работе?

Лабораторная работа №3 Изучение закона Малюса

Цель работы – изучение явления поляризации света и закона Малюса.

Общие положения

С точки зрения электромагнитной теории, свет представляет собой поперечную электромагнитную волну. Графически ее можно представить в виде двух синусоид, лежащих во взаимно перпендикулярных плоскостях (рис. 7.6).

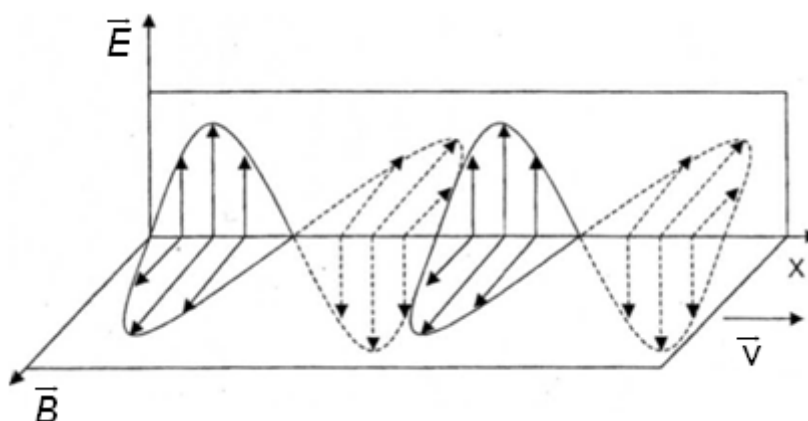


Рис. 7.6. Электромагнитная волна

Одна синусоида отображает изменение величины и направления в пространстве вектора напряженности электрического поля \vec{E} , а другая – вектор магнитной индукции \vec{B} . Оба вектора перпендикулярны вектору

скорости распространения электромагнитной волны. Плоскость, в которой происходят колебания вектора, \vec{E} называют плоскостью колебаний.

Необходимо учесть, что естественные источники света содержат огромное число атомов и молекул, возбужденных по-разному. Одинаково возбужденные атомы излучают свет одной и той же частоты, но с самыми различными начальными фазами и с различной ориентацией плоскости колебаний в пространстве. В результате в таком монохроматическом луче вектор \vec{E} (а, следовательно, и \vec{B}) в каждой точке непрерывно и хаотически меняет свое направление в плоскости, перпендикулярной лучу. Такой луч света называют естественным или неполяризованным.

При взаимодействии света с веществом переменное электрическое поле воздействует на отрицательно заряженные электроны атомов и молекул этого вещества, в то время как действие со стороны магнитного на заряженные частицы незначительно. Поэтому в процессах распространения света главную роль играет вектор электрической напряженности. Если под влиянием внешних воздействий или внутренних особенностей источника света поведение вектора \vec{E} становится упорядоченным, то такой луч света называют поляризованным.

Световой луч, в котором вектор \vec{E} , как показано на рис. 7.6, все время колеблется в одной и той же плоскости, называется плоскополяризованным или линейно поляризованным; плоскость, в которой происходят колебания вектора магнитной индукции \vec{B} , – плоскостью поляризации.

Если в проекции на плоскость, перпендикулярную лучу света, конец вектора напряженности электрического поля \vec{E} описывает эллипс, то такой луч света называют эллиптически поляризованным. Так как волна распространяется в данном направлении, то конец вектора \vec{E} описывает в пространстве эллиптическую спираль.

Если конец вектора \vec{E} в проекции на плоскость, перпендикулярную лучу, описывает окружность, то такой луч называют лучом с круговой поляризацией. При этом в пространстве конец вектора \vec{E} описывает цилиндрическую спираль. Естественный луч света можно представить как наложение двух лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для этого надо вектор напряженности \vec{E} естественного луча

разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие \vec{E}_x и \vec{E}_y . Общая интенсивность волны, т.е. энергия электромагнитной волны, проходящая через единицу площади в единицу времени, пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля. Из геометрического соотношения $E^2 = E_x^2 + E_y^2$ следует, что интенсивность естественного луча равна сумме интенсивностей обеих поляризованных лучей, на которые он может быть разложен. Ввиду хаотичности величины и направления вектора \vec{E} , интенсивности лучей, поляризованных в любых взаимно перпендикулярных плоскостях, в среднем одинаковы и

$$\overline{E_x^2} = \overline{E_y^2} = \frac{1}{2} \overline{E^2}. \quad (7.20)$$

Таким образом, любой естественный луч света не поляризован.

С помощью специальных поляризационных приспособлений (призм Николя, поляроидов и т.д.) естественный свет может быть превращен в линейно поляризованный. Такие приспособления изготавливаются из анизотропных кристаллов. Основное их свойство заключается в том, что они могут пропускать световые волны, электрический вектор напряженности которых колеблется лишь в строго определенных направлениях. Это направление называется главным направлением.

Это можно показать на механической аналогии. На рис. 7.7 показана упругая нить, натянутая между двумя очень близкими жесткими параллельными пластинами. В точке S расположен источник, создающий поперечные колебания, распространяющиеся вдоль нити.

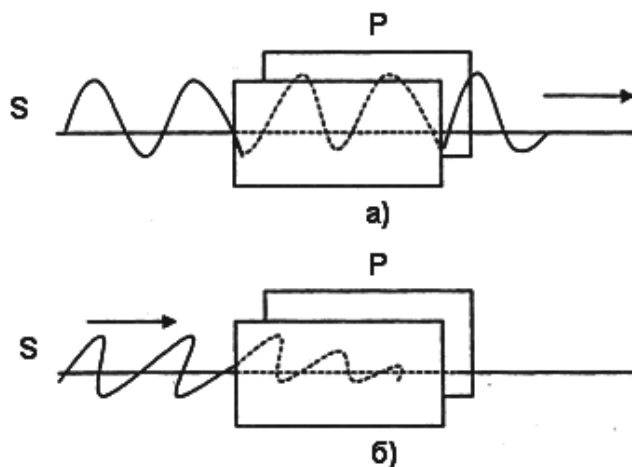


Рис.7.7. Прохождение волны через анизотропную среду

Если плоскость колебаний параллельна пластинам Р (рис. 7.7 а), то такие поперечные волны пройдут между пластинами не задерживаясь; если же плоскость колебаний перпендикулярна пластинам, то пластины будут препятствовать поперечным колебаниям нити и не пропустят такую волну (рис. 7.7 б). В этом опыте в вертикальном и горизонтальном направлениях механические свойства среды различны.

Будем пропускать естественный луч света, представляющий совокупность двух плоско-поляризованных лучей, через оптически анизотропный кристалл. Если диэлектрические проницаемости кристалла по координатным осям, например ε_x и ε_y , различны, то различными будут и показатели преломления $n_x = \frac{c}{v_x} = \sqrt{\varepsilon_x}$ и $n_y = \frac{c}{v_y} = \sqrt{\varepsilon_y}$ ($\mu = 1$). Если в вакууме или однородной среде оба луча двигались совместно, то при падении на такой кристалл они преломятся под разными углами и разойдутся в пространстве. Это явление двойного лучепреломления. Степень поглощения обоих лучей различна, так как она является функцией ориентации электрического вектора световой волны. Это явление анизотропии поглощения или дихроизм. В некоторых кристаллах один из лучей полностью поглощается, и на выходе из кристалла остается один плоско-поляризованный луч света. Такой кристалл называют поляризатором.

Будем изображать поляризатор в виде пластинки со штриховкой параллельной плоскости колебаний электрического вектора пропускаемых поляризатором лучей. На рис. 7.8 показано, как при падении естественного света на поляризатор П из последнего выходит поляризованный луч, интенсивность которого в соответствии с формулой (7.20) равна половине начальной (точнее даже меньше, вследствие различных поглощений и отражений на пути луча).

Чтобы убедиться в том, что полученный луч поляризован и выяснить направление поляризации, на пути луча надо поставить вторую такую же поляризованную пластинку А (анализатор). Если плоскости пропускания поляризатора и анализатора параллельны, то поляризованный свет пройдет через анализатор почти без уменьшения интенсивности (рис. 7.8а); если же эти плоскости перпендикулярны между собой, то анализатор полностью погасит падающий на него поляризованный луч (рис. 7.8б). В промежуточных случаях интенсивность света, прошедшего

через систему, зависит от ориентации анализатора относительно поляризатора и имеет значение I , находящееся между I_0 и нулем. Установим связь между I и I_0 .

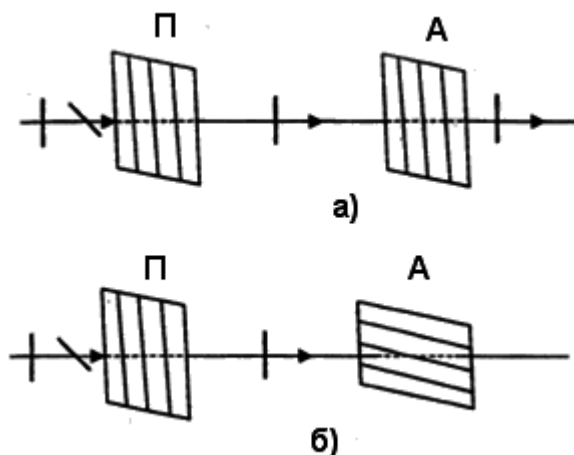


Рис. 7.8. Гашение световой волны анализатором

Обозначим через E_0 амплитуду напряженности электрического поля луча, прошедшего через поляризатор. Плоскость пропускания анализатора A повернута относительно плоскости пропускания поляризатора Π на угол α (рис. 7.9). Разложим вектор \vec{E} на две составляющие: параллельную плоскости пропускания анализатора \vec{E}_{\parallel} и перпендикулярную к ней \vec{E}_{\perp} . Это соответствует разложению волны, в которой колебания происходят в плоскости E_0 , на две волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и колеблющиеся в одинаковой фазе. Одна из них \vec{E}_{\parallel} пройдет через анализатор, а перпендикулярная \vec{E}_{\perp} погасится.

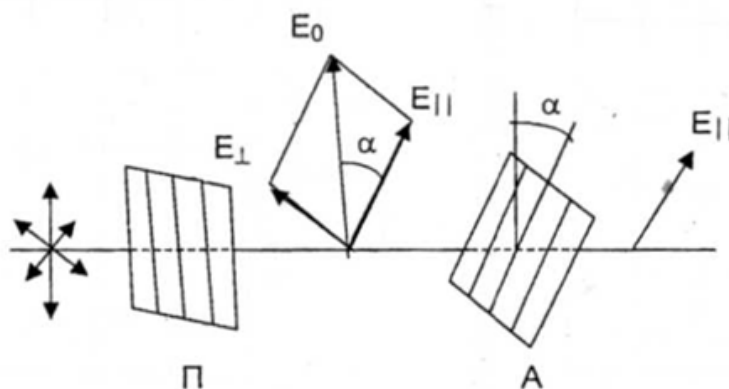


Рис. 7.9. Уменьшение интенсивности света анализатором

Из рис. 7.9 видно, что $E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha$. Отношение интенсивностей лучей пропорционально отношению квадратов амплитуд:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E_{\parallel}^2}{E_0^2} = \cos^2 \alpha, \quad (7.21)$$

следовательно,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (7.22)$$

Формула (7.22) выражает закон Малюса: интенсивность света, прошедшего через анализатор I , равна интенсивности света, прошедшего через поляризатор I_0 , умноженный на квадрат косинуса угла α между анализатором и поляризатором. Если K – коэффициент поглощения света в анализаторе, показывающий, какая часть световой энергии поглощается в нем, то формулу (7.22) можно записать так:

$$I = I_0 (1 - K) \cos^2 \alpha. \quad (7.23)$$

Описание лабораторной установки

Источником плоско-поляризованного луча света служит оптический квантовый генератор (лазер) типа ЛГ-78 (рис. 7.10). Поляризованный луч света проходит через анализатор А и попадает в измеритель интенсивности света И, представляющий собой фотосопротивление, подключенное к усилителю постоянного тока со стрелочным прибором на выходе. Анализатор можно поворачивать вокруг горизонтальной оси, измеряя угол поворота по шкале.

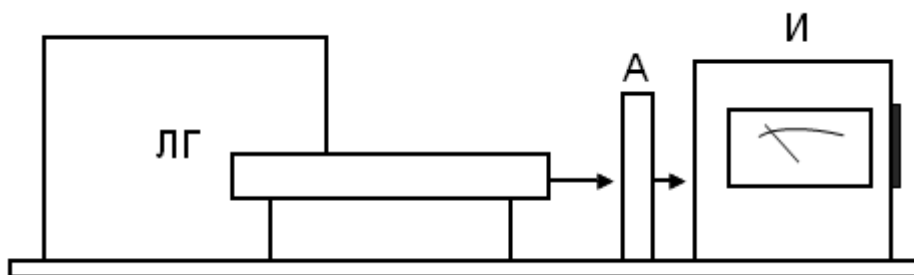


Рис. 7.10. Внешний вид лабораторной установки.

Порядок выполнения работы

1. Изучить назначение приборов и деталей лабораторного макета.
2. Включить в сеть 220 вольт вилку сетевого шнура лазера ЛГ-78.
3. Включить лазер тумблером «сеть»; после появления луча с помощью переключателя «регулировка тока» установить ток 5 мА. Прогреть лазер в течение пяти минут.
4. С помощью тумблера, имеющегося в измерителе интенсивности света И, включить измеритель.
5. Перекрыв луч света непрозрачным предметом, установить стрелку измерительного прибора на нуль при помощи потенциометра, находящегося с правой стороны измерителя интенсивности.
6. Убрать непрозрачный предмет и, вращая анализатор, установить стрелку измерительного прибора на максимум. При этом нуль шкалы анализатора должен находиться против риски на кронштейне анализатора ($\alpha = 0$).
7. Дать прогреться измерительной схеме в течение нескольких минут пока перестанут меняться показания стрелочного прибора.
8. По прибору в делениях шкалы измерить максимальную величину интенсивности света, прошедшего через анализатор, т.е. величину $I_0(I - K)$ (см. формула 7.23)
9. Поворачивая анализатор, через каждые 10° измерять интенсивность луча I . Измерения выполнить три раза, вычислить среднее значение результата для каждого значения угла.
10. Выключить лазер и измеритель интенсивности света.
11. Данные занести в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Результаты измерений

α	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
I										
$\cos^2 \alpha$										
$I/I_0(1-K)$										

12. Используя измеренную величину $I_0(1-K)$, построить график зависимости $\frac{I}{I_0(1-K)}$ от α , полученный на основании формулы (7.23).

13. На график нанести точки экспериментально снятой зависимости $\frac{I}{I_0(1-K)}$ от α . Сравнить обе зависимости.

14. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Чем отличается естественный свет от плоско поляризованного?
2. Какой свет называется поляризованным?
3. Почему лучи света от естественных источников света не поляризованы?
4. Как получить плоскополяризованный луч света из естественного луча?
5. В чем состоит явление двойного лучепреломления?
6. Выведите и объясните закон Малюса.

Лабораторная работа №4

Определение концентрации раствора сахара при помощи поляриметра

Цель работы – изучить явление вращения плоскости поляризации света и определить концентрацию раствора сахара с помощью поляриметра.

Общие положения

Некоторые вещества, называемые оптически активными, обладают свойством поворачивать плоскость поляризации при прохождении через них плоскополяризованного луча света.

Плоскополяризованный луч света можно рассматривать как результат сложения двух лучей, поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения векторов напряженности электрического (а, следовательно, и магнитного) поля. У одного из лучей векторы вра-

щаются влево относительно наблюдателя (рис. 7.11 а), а у другого - вправо (рис. 7.11б).

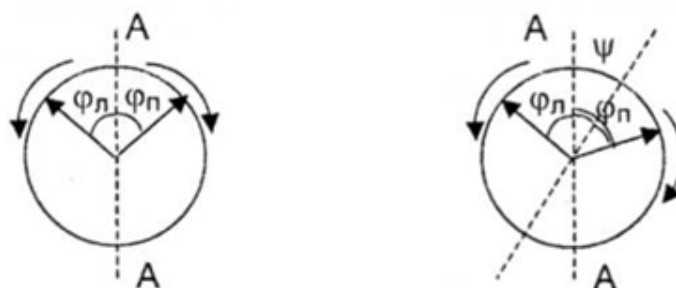


а) б)

Рис. 7.11. Вращение векторов \vec{E} и \vec{H} влево (а) и вправо (б)

Если скорость обоих лучей v_l и v_n одинаковы, то ориентация плоскости колебаний остается одинаковой и в веществе распространяется плоскополяризованный луч со скоростью $v = v_l = v_n$.

Пусть скорость лучей различна. Если на входе в среду (рис. 7.12 а) фазы обоих лучей одинаковы по величине, то суммарный вектор \vec{E} колеблется в плоскости AA. Так как $v_n \neq v_l$, то до некоторой точки внутри среды в данный момент одна из волн дойдет с некоторым отставанием по фазе относительно другой волны, и ее вектор будет повернут в данном направлении, например, вправо на больший угол, чем у другой волны влево.



а) б)

Рис. 7.12. Вращение векторов влево и вправо с одинаковой скоростью (а) и с разной (б)

При сложении этих векторов плоскость колебаний вектора \vec{E} повернется на угол Ψ относительно AA (рис. 7.12 б), причем,

$$\Psi = \frac{2\pi l\nu}{v_n} - \frac{2\pi l\nu}{v_l} = \frac{2\pi l\nu}{c}(n_n - n_l)l = \alpha l, \quad (7.24)$$

где l – путь луча в среде;

α – коэффициент, характеризующий вращение плоскости поляризации на единице длины пути и зависящий от вещества

Таким образом, плоскость колебаний линейно поляризованного луча по мере прохождения его через вещество со значениями $n_o \neq n_e$ будет непрерывно поворачиваться в пространстве. Следует помнить, что в растворах оптически активных веществ вращение плоскости поляризации пропорционально длине l пути луча и концентрации раствора C :

$$\Psi = \beta Cl . \quad (7.25)$$

Раствор сахара относится к оптически активным средам. Пользуясь формулой (7.25), можно определить концентрацию раствора, если измерены Ψ и l .

Описание лабораторной установки и методики измерений

Две призмы Николя, расположенные одна за другой, пропускают свет, если плоскости колебаний электрического вектора пропускаемых каждой из призм лучей параллельны между собой; если же плоскости пропускания призм перпендикулярны друг к другу, то свет не проходит.

Первый николь, поляризующий естественный свет, называется поляризатором; второй николь, служащий для обнаружения поляризованного света, – анализатором.

Студенту необходимо помнить, что интенсивность I поляризованного света, прошедшего через анализатор, определяется законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha , \quad (7.26)$$

где I_0 – интенсивность света, прошедшего через поляризатор;

α – угол между главными плоскостями анализатора и поляризатора.

Наблюдать вращение плоскости поляризации можно следующим образом (рис. 7.13).

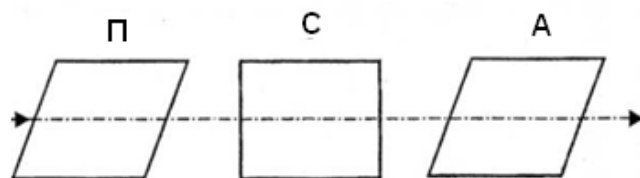


Рис.7.13. Простейшая схема измерений угла ψ

Между двумя николями П и А помещают сосуд С, заполненный оптически активной жидкостью. Если плоскости пропускания николей были взаимно перпендикулярны и свет через николи не проходил, то после размещения сосуда С будет наблюдаться частичное прохождение света. Чтобы в этом случае свет не проходил через 2-й николю (анализатор), его необходимо повернуть на некоторый угол Ψ , равный углу поворота плоскости поляризации в оптически активной жидкости. Величина и направление поворота плоскости поляризации зависит от вещества, толщины его слоя и длины волны. Последнее обстоятельство обуславливает использование монохроматического света.

Рассмотренное устройство не позволяет точно определить угол поворота плоскости поляризации, так как трудно заметить переходный момент, при котором свет полностью не проходит. Для повышения точности измерений после поляризатора устанавливается кварцевая пластинка К (рис.14), которая занимает часть поля зрения в приборе. Кварц является оптически активным веществом, и в кварцевой пластинке плоскость поляризации луча поворачивается на $5 - 7^\circ$.

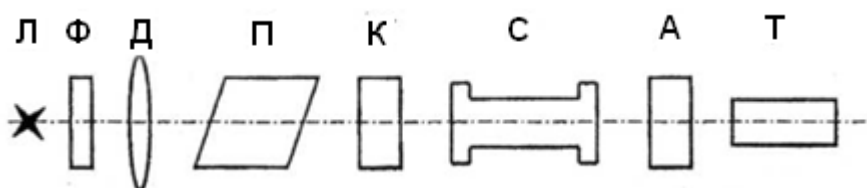


Рис. 7.14. Схема поляриметра

Луч света от электрической лампочки Л через светофильтр Ф, линзу Д проходит через поляризатор П.

Часть светового пучка проходит через кварцевую пластинку К; при этом происходит поворот плоскости поляризации лучей на небольшой угол по отношению к плоскости колебаний света, прошедшего поляризатор П, в результате чего поле зрения в зрительной трубе разделяется на

две части, освещенных лучами, поляризованными в разных плоскостях. Границей раздела служат ребро кварцевой пластинки.

Таким образом, принцип измерения интенсивности света заменяется принципом сравнения интенсивностей света в этих двух участках поля зрения.

При отсутствии на пути лучей раствора с сахаром положение плоскости поляризации света определяется только действием поляризатора. Если плоскость колебаний анализатора расположена перпендикулярно плоскости колебаний поляризатора, то свет, прошедший через поляризатор, через анализатор не проходит, а свет, прошедший через поляризатор и кварцевую пластинку, через анализатор проходит частично.

Вращая анализатор, можно получить одинаковую освещенность полей зрения. Поля освещены слабо, находятся в полутени, и небольшой поворот анализатора вызывает резкое увеличение освещенности одного поля и затемнение другого.

Для отсчета угла поворота анализатора служит лимб, на котором нанесена шкала от 0 до 360°. Внутри лимба на подвижной втулке, связанной с анализатором, имеется шкала нониуса.

Лимб и нониусы расположены так, что при отсутствии активного вещества и при равномерном освещении поля в зрительной трубе нуль нониуса совпадает с нулем лимба. Отсчеты по лимбу производятся относительно 0 деления нониуса.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с установкой и устройством поляриметра.

2. Включить лампу (Л), в трубу поляриметра положить трубку без раствора сахара и, перемещая муфту зрительной трубы, установить окуляр так, чтобы была видна линия, разделяющая поле зрения на две части. После этого надо проверить нулевое положение анализатора, для чего вращением фрикциона повернуть анализатор и добиться равномерного освещения двойного поля. При этом нуль лимба должен быть совмещен с нулем нониуса.

Установку на равномерную освещенность двойного поля зрения надо повторить два раза, делая каждый раз отсчеты по нониусу. Средняя величина из двух отсчетов является нулем отсчета прибора или поправкой на нуль. Если нулевой штрих нониуса при установке на равно-

мерную освещенность оказался смещенным относительно нулевого штриха лимба по часовой стрелке, то поправке на «0» приписывается знак (-), если против часовой стрелки – (+).

3. Поместив в поляриметр трубку с раствором, концентрация которого $C_1 = 1\%$, установить окуляр на резкое изображение поля зрения, произвести уравнивание освещенности поля и отсчитать соответствующий угол поворота Ψ по лимбу и нониусу. Записать отсчет, нарушить равномерность освещенности поля небольшим поворотом анализатора и снова установить анализатор на равномерное освещение поля. Такие отсчеты произвести пять раз. К полученному среднему значению угла поворота плоскости поляризации прибавить поправку на «0», обязательно учитывая знак поправки.

4. Произвести аналогичные измерения для раствора, имеющего концентрацию $C_2 = 3\%$, и для раствора неизвестной концентрации.

В трубках не должно быть пузырей воздуха, наличие которых сильно затрудняет проведение измерений.

5. По полученным данным построить график зависимости угла поворота плоскости поляризации Ψ от концентрации C раствора.

6. По графику $\Psi(C)$ найти концентрацию неизвестного раствора.

7. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Объясните механизм явления поляризации света.

2. Что называется плоскостью поляризации?

3. Объясните явление вращения плоскости поляризации.

3. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации оптически активным веществом?

4. Расскажите устройство и принцип действия поляриметра.

5. В чем состоит явление двойного лучепреломления? Где и как оно используется?

6. Почему окуляр поляриметра нужно фокусировать на бикварцевую пластинку?

Лабораторная работа №5

Измерение коэффициента поглощения β -частиц

Цель работы – изучение процессов распространения β -частиц в алюминии и меди, определение коэффициента поглощения бета-частиц.

Общие положения

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение одних атомных ядер в другие, сопровождаемое испусканием элементарных частиц. Такие превращения претерпевают только нестабильные ядра. К числу радиоактивных процессов относятся: 1) альфа-распад, 2) бета-распад (в том числе электронный захват), 3) гамма-излучение ядер, 4) спонтанное деление тяжелых ядер, 5) протонная радиоактивность. Радиоактивность, наблюдающаяся у ядер, существующих в природных условиях, называется естественной. Радиоактивность ядер, полученных посредством ядерных реакций называется искусственной. Между искусственной и естественной радиоактивностью нет принципиального различия. Процесс радиоактивного превращения в обоих случаях подчиняется одинаковым законам.

Отдельные радиоактивные ядра претерпевают превращение независимо друг от друга. Поэтому можно считать, что количество ядер dN , распадающихся за малый промежуток времени dt , пропорционально как числу имеющихся ядер n , так и промежутку времени dt

$$dN = -\lambda N dt. \quad (7.27)$$

Здесь λ – постоянная распада. Знак минус означает, что количество ядер уменьшается со временем.

Интегрирование выражения (5.1) приводит к соотношению

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (7.28)$$

где N_0 – количество ядер в начальный момент,

N – количество нераспавшихся атомов в момент времени t .

Формула (7.28) выражает закон радиоактивного превращения. Этот закон весьма прост – число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненте.

Количество ядер, распавшихся за время t , определяется выражением

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.29)$$

Время, за которое распадается половина первоначального количества ядер, называется периодом полураспада T . Это время определяется условием:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (7.30)$$

откуда

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (7.31)$$

Период полураспада для известных в настоящее время радиоактивных ядер находится в пределах от 3×10^{-7} с до 5×10^{15} лет. С помощью закона радиоактивного превращения можно показать, что среднее время жизни радиоактивного ядра обратна постоянной распада.

Альфа-распад. Когда радиоактивное вещество или несколько радиоактивных веществ одновременно испускают α , β , и γ -лучи, то полная энергия α -излучения обычно бывает значительно больше полной энергии β - и γ -излучения. В ионизационных камерах обычных размеров, где путь лучей в воздухе от источника излучения до стенок камеры равен нескольким сантиметрам, ионизация вызывается почти исключительно действием α -лучей, на долю же β -лучей приходится около 1 % всей произведенной ионизации, а на долю γ -лучей еще меньше. Однако ионизирующее действие α -лучей легко полностью устранить, закрыв активное вещество тонким экраном (бумажным или алюминиевым листком толщиной около 0,1 мм), так как α -лучи не могут сквозь него пройти. Напротив, β -лучи могут проходить сквозь слой алюминия толщиной в несколь-

ко миллиметров, а γ -лучи проникают сквозь несколько сантиметров такого плотного вещества, как свинец.

Когда наблюдают излучение полония, который практически испускает только α -лучи, то обнаруживается замечательное свойство этого излучения, выражающееся в том, что оно поглощается в воздухе, быстро обрываясь на расстоянии приблизительно 4 см от источника. Это позволило предположить, что α -лучи являются выбрасываемыми с определенной силой частицами, длина пути которых в воздухе, вследствие потери ими скорости, ограничена.

Можно, кроме того, обнаружить, что пути частиц прямолинейны и длина путей приблизительно одинакова. Между α -частицей, проходящей через атом, и составляющими этот атом ядром и электронами действуют силы электрического отталкивания или притяжения, подчиняющиеся, как обычно, закону Кулона. Действие каждого заряженного центра особенно проявляется в непосредственной близости от него. Альфа-лучи представляют собой поток ядер гелия ${}^4_2\text{He}$. Распад протекает по следующей схеме



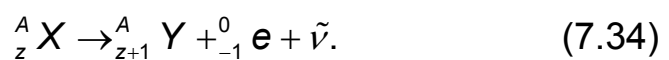
Буквой X обозначен химический символ распадающегося (материнского) ядра, буквой Y – химический символ образующегося (дочернего) ядра. Альфа-распад обычно сопровождается испусканием дочерним ядром гамма-лучей. Из схемы распада видно, что атомный номер дочернего вещества на 2 единицы, а массовое число на 4 единицы меньше, чем у исходного вещества. Примером может служить распад изотопа урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ и, протекающий с образованием тория



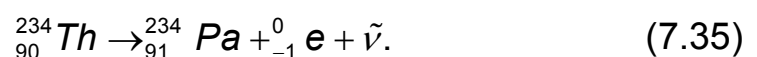
Скорости, с которыми альфа-частицы (т.е. ${}^4_2\text{He}$), вылетают из распавшегося ядра, очень велики (до 10^6 м/с), кинетическая энергия порядка нескольких Мэв. Пролетая через вещество, альфа-частица постепенно теряет свою энергию, затрачивая ее на ионизацию молекул веществ-

ва, и, в конце концов, останавливается. На образование одной пары ионов в воздухе тратится в среднем 35 эВ. Таким образом, альфа-частица образует на своем пути примерно 100 000 пар ионов. Естественно, что чем больше плотность вещества, тем меньше пробег альфа-частиц до остановки. Кинетическая энергия альфа-частиц возникает за счет избытка энергии покоя материнского ядра над суммарной энергией покоя дочернего ядра и альфа-частицы. Эта избыточная энергия распределяется между альфа-частицей и дочерним ядром в отношении, обратно пропорциональном их массам. Энергия и скорость альфа-частиц, испускаемых данным радиоактивным веществом, оказываются строго определенными. Подобно тому, как фотон не существует в готовом виде в недрах атома и возникает лишь в момент излучения, альфа-частица также возникает в момент радиоактивного распада ядра.

Бета-распад. Существует три разновидности бета-распада. В одном случае ядро, претерпевающее превращение, испускает электрон, в другом – позитрон, в третьем случае, называемом электронным захватом, ядро поглощает один из электронов К-оболочки значительно реже L- или М-оболочки. Первый вид распада (β -распад или электронный распад) протекает по схеме



Чтобы подчеркнуть сохранение заряда и числа нуклонов в процессе бета-распада, бета-электрону приписывают зарядное число $Z = -1$ и массовое число $A = 0$. Из формулы видно, что дочернее ядро имеет атомный номер на единицу больший, чем у материнского ядра, массовые числа обоих ядер одинаковы. Наряду с электроном испускается также антинейтрино $\tilde{\nu}$. Бета-распад может сопровождаться испусканием γ -лучей. Механизм их возникновения тот же, что и в случае альфа-распада. Дочернее ядро возникает не только в нормальном, но и в возбужденных состояниях. Переходя затем в состояние с меньшей энергией, ядро высвечивает гамма-фотон. Примером β -распада может служить превращение тория ${}^{234}_{90} Th$ в протактиний ${}^{234}_{91} Pa$ с испусканием электрона и антинейтрино



Изучение прохождения бета-лучей через вещество связано с еще большими трудностями, чем в случае альфа лучей, так как в этом случае диффузия играет значительно большую роль. Альфа-частица, постепенно замедляясь благодаря столкновениям с содержащимися в веществе электронами, обычно сохраняет свое первоначальное направление почти до самого конца пути. Бета-частица при таких столкновениях не только замедляется, но также и отклоняется. Уменьшение интенсивности излучения, проходящего через слой вещества, зависит от исходной интенсивности пучка, природы и толщины слоя вещества.

Связь между исходной интенсивностью излучения и интенсивностью после прохождения вещества устанавливается формулой

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (7.36)$$

где I_0 – интенсивность пучка до поглощения,
 I – интенсивность пучка после прохождения вещества,
 x – толщина слоя вещества,
 k – коэффициент поглощения, зависящий как от природы самого излучения, так и от свойств поглощающей среды.

Описание лабораторной установки

Основной частью лабораторной установки является измеритель уровней радиации ДП-5В. Он состоит из блока детектирования и измерительного пульта (рис. 7.15).

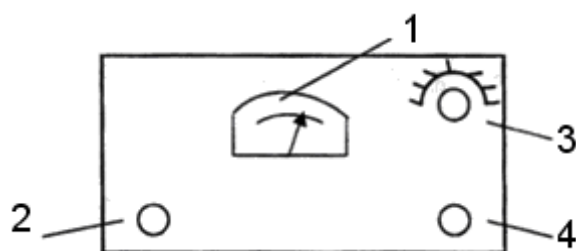


Рис. 7.15. Вид прибора сверху

На верхнюю лицевую часть пульта выходят: шкала микроамперметра – 1, тумблер подсвета шкалы – 2, переключатель поддиапазонов на 8 положений – 3, кнопка сброса показаний – 4. В положении переключателя поддиапазонов «О» питание от прибора отключается.

Блок детектирования имеет поворотный экран, который может фиксироваться в положениях Б, Г или К. Положение экрана определяется риской на корпусе блока детектирования. В положении К против окна в корпусе блока детектирования устанавливается контрольный источник типа Б-8, который укреплен в углублении экрана. В положении экрана Б измеряется мощность дозы суммарного бета-гамма-излучения.

Порядок выполнения работы

1. Получить у преподавателя набор алюминиевых и медных пластинок и микрометр. Микрометром измерить толщину пластинок.

2. Получить у преподавателя излучающий элемент $^{90}\text{Sr}^{\beta^-}$. При работе с ним соблюдать повышенные меры предосторожности: брать в руки только за края квадратной пластины. После проведения измерений немедленно сдать элемент преподавателю.

3. Поместить элемент между ползьями внутри макета.

4. Повернуть экран на блоке детектирования в положение Б. Ручку переключателя поддиапазонов последовательно ставить в положение $\times 0,1$; $\times 1$ до получения отклонения стрелки микроамперметра в пределах шкалы. Показания считываются по шкале микроамперметра 0-5, умножаются на коэффициент соответствующего поддиапазона.

5. В положении экрана Б на блоке детектирования измеряется мощность дозы суммарного бета-гамма-излучения. Увеличение показаний прибора на одном и том же поддиапазоне по сравнению с гамма-излучением (в положении экрана Г) свидетельствует о наличии бета-излучения.

6. Произвести измерение интенсивности пучка в отсутствие пластинок поглотителя.

7. Производить последовательные измерения интенсивности пучка, помещая пластины поглотителя по одной в зажимы между источником излучения и блоком детектирования.

8. Выполнить измерения для алюминиевых и медных пластинок как поглотителей.

9. После окончания работы выключить прибор.

10. По результатам измерений, построить кривую поглощения.

11. С помощью формулы (7.36) вычислить коэффициент поглощения для меди и алюминия.

12. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте закон радиоактивного распада.

2. Какова физическая природа альфа-излучения, характер прохождения его через вещество?

3. Какова физическая природа бета-излучения, характер прохождения его через вещество?

4. Какова физическая природа гамма-излучения, характер прохождения его через вещество?

5. Перечислите методы регистрации радиоактивных излучений.

6. Объясните основные типы радиоактивных превращений.

7. Запишите закон поглощения радиоактивных излучений в веществе.

8. Рекомендованная литература

Основная

1. Ахманов С. А. Физическая оптика: Учебник. 2-е изд. / С. С. Ахманов, С. Ю. Никитин. – М. : Изд МГУ; Наука, 2004. – 656 с.
2. Бутиков Е. И. Оптика: Учебн. пособие для вузов / Под ред. Н. И. Калитиевского. – М. : Высшая шк., 1986, – 512 с.
3. Волькенштейн В. С. Сборник задач по общему курсу физики / В. С. Волькенштейн. – М.: Наука, 1985. – 382 с.
4. Годжаев Н. М. Оптика. Учебн. пособие для вузов / Н. М. Годжаев. – М : Высшая школа, 1977. – 432 с.
5. Кучерук І. М. Загальний курс фізики. Т. 2. / І. М. Кучерук, І.Т. Горбачук. – К. : Техніка, 1999. – 394 с.
6. Лансберг Г. С. Оптика / Г. С. Лансберг – М. : Г. И. Т.-Т.Л, 1952. – 218 с.
7. Савельев И. В. Курс общей физики. Т.2. / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1989. – 496 с.
8. Трофимова Т. И. Краткий курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высш. школа, 2000. – 489 с.

Дополнительная

9. Гольдин Л. Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике / Л. Л. Гольдин. – М.: Наука, 1983. – 704 с.
10. Грабовский Р. И. Курс физики / Р. И. Грабовский – М.: Высш. Шк., 1980. – 608 с.
11. Зисман Г. А. Курс общей физики. Т.1-3 / Г. А. Зисман, О. М. Тодес. – М. : Наука, 1974.
12. Иродов И. Е. Сборник задач по общей физике / И. Е. Иродов, И. В. Савельев, О. И. Замша. – М. : Наука, 1972. – 255 с.
13. Кортнев А. В. Практикум по физике / А. В. Кортнев, Ю. В. Рублев, А. Н. Куценко. – М. : Высш. Шк., 1963. – 516 с.
14. Савельев И. В. Сборник вопросов и задач по общей физике / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1982. – 272 с.
15. Трофимова Т. И. Сборник задач по курсу физики / Т. И. Трофимова. М. : Высшая школа, 1991. – 302 с.

Приложения

Основные законы и формулы

Оптическая разность хода	$\Delta = s_2 n_2 - s_1 n_1$
Условия интерференционного максимума	$\Delta = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$
Условия интерференционного минимума	$\Delta = \pm (2m - 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, \dots)$
Оптическая разность хода в тонких пленках: в проходящем свете в отраженном свете	$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$ $\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}$
Радиусы светлых и темных колец Ньютона в проходящем свете (или темных и светлых – в отраженном свете)	$r_m = \sqrt{m \lambda R} \quad (m = 1, 2, \dots)$ $r_m = \sqrt{(2m - 1) \frac{\lambda}{2} R} \quad (m = 1, 2, \dots)$
Радиусы зон Френеля для сферического и плоского волнового фронта	$r_m = \sqrt{m \lambda a b / (a + b)} \quad (m = 1, 2, \dots)$ $r_m = \sqrt{m \lambda b} \quad (m = 1, 2, \dots)$
Направление дифракционных максимумов и минимумов от одной щели	$\varphi_0 = 0,$ $a \sin \varphi_m = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, \dots)$ $a \sin \varphi_m = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, \dots)$
Направление главных максимумов дифракционной решетки	$c \sin \varphi_m = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$
Разрешающая сила решетки	$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = mN$
Формула Вульфа-Брегга	$2d \sin \theta_m = m \lambda \quad (m = 1, 2, \dots)$
Степень поляризации	$P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$
Закон Брюстера	$\operatorname{tgi}_0 = n_2 / n_1$
1	2

Окончание таблицы

1	2
Закон Малюса	$I = I_0 \cos^2 \alpha$
Угол поворота плоскости поляризации света в кристаллах и растворах	$\varphi = \alpha cl$ $\varphi = \alpha l$
Фазовая скорость света	$v = c/n$
Групповая скорость света	$u = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)$
Дисперсия вещества	$D = \frac{dn}{d\lambda}$
Направление излучения Вавилова-Черенкова	$\cos \theta = \frac{c}{nV}$
Закон Стефана-Больцмана	$R_T = \sigma T^4$
Закон смещения Вина	$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$
Давление света при нормальном падении на поверхность	$p = \frac{I}{c} (1 + \rho) = \omega (1 + \rho)$
Энергия фотона	$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта	$h\nu = A + E_k$
Изменение длины волны в эффекте Комптона	$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta)$
Комптоновская длина волны	$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = \frac{hc}{E_0}$

Содержание

Введение	3
Модуль 5. Теория относительности. Оптика	
1. Предмет оптики. Основы фотометрии	8
1.1. Предмет оптики	8
1.2. Основы фотометрии	9
1.2.1. Основные фотометрические величины	9
1.2.2. Единицы измерения световых величин	13
1.2.3. Методы (принципы) фотометрии	15
1.3. Примеры решения задач	17
1.4. Задачи для самостоятельного решения	20
Контрольные вопросы	25
2. Геометрическая оптика	26
2.1. Основные понятия геометрической оптики	26
2.2. Основные законы геометрической оптики	26
2.2.1. Закон прямолинейного распространения света	26
2.2.2. Закон независимости световых лучей	26
2.2.3. Законы отражения и преломления света. Полное отражение	27
2.3. Простейшие оптические системы	29
2.3.1. Отражение пучка параллельных лучей от вогнутого сферического зеркала	29
2.3.2. Преломление лучей света на плоскопараллельной пластинке	31
2.3.3. Преломление лучей света на гранях призмы	32
2.3.4. Линзы	33
2.3.5. Построение изображения в линзах	35
2.4. Примеры решения задач	39
2.5. Задачи для самостоятельного решения	46
Контрольные вопросы	54
3. Волновая оптика. Интерференция и дифракция света	55
3.1. Общие сведения о волновых свойствах света	55
3.2. Дисперсия света	56
3.3. Интерференция света	58
3.3.1. Интерференция света. Когерентность волн	58

3.3.2. Интерференция света при отражении от прозрачных пластинок и пленок	64
3.3.3. Кольца Ньютона – пример наблюдения интерференционной картины	66
3.3.4. Некоторые применения интерференции	69
3.4. Дифракция света	72
3.4.1 Дифракция Френеля и Фраунгофера	73
3.4.2. Принцип Гюйгенса-Френеля	73
3.4.3. Дифракция Френеля на круглом отверстии	75
3.4.4. Дифракция Фраунгофера на щели	77
3.4.5. Дифракционные решетки	80
3.4.6. Понятие о голографии	84
3.5. Примеры решения задач	89
3.6. Задачи для самостоятельного решения	100
Контрольные вопросы	111
4. Распространение света в веществе.	
Поляризация света	113
4.1. Поляризация света	113
4.2. Дисперсия света	121
4.2.1. Общие сведения	121
4.2.2. Классическая электронная теория дисперсии света	125
4.3. Поглощение (абсорбция) света	130
4.4. Излучение Вавилова–Черенкова	133
4.5. Рассеяние света	135
4.6. Примеры решения задач	137
4.7. Задачи для самостоятельного решения	151
Контрольные вопросы	158
Модуль 6. Элементы квантовой физики.	
Физика атома и атомного ядра	159
5. Квантовая природа излучения	159
5.1. Тепловое излучение	159
5.1.1. Методы спектрального анализа	159
5.1.2. Виды спектров	162
5.1.3. Тепловое излучение и его особенности и законы	163
5.2. Квантовая теория излучения. Гипотеза о квантах. Формула Планка	176
5.3. Примеры решения задач	180

5.4. Задачи для самостоятельного решения	182
Контрольные вопросы	189
6. Основы квантовой оптики	191
6.1. Фотонная теория излучения	191
6.2. Квантовая оптика	198
6.2.1. Фотоэффект	199
6.2.2. Эффект Комптона	206
6.3. Действия света	210
6.3.1. Электрооптические эффекты	210
6.3.2. Акустооптический эффект	211
6.3.3. Магнитооптический эффект	211
6.3.4. Нелинейный оптический эффект	213
6.3.5. Эффект Рамана	214
6.3.6. Давление света	216
6.3.7. Химические действия света	217
6.4. Корпускулярно-волновой дуализм света	218
6.5. Примеры решения задач	222
6.6. Задачи для самостоятельного решения	229
Контрольные вопросы	237
7. Лабораторные работы	239
Лабораторная работа № 1. Определение длины волны света в опыте Юнга	239
Контрольные вопросы	243
Лабораторная работа № 2. Определение периода дифракционной решетки	243
Контрольные вопросы	247
Лабораторная работа № 3. Изучение закона Малюса	247
Контрольные вопросы	254
Лабораторная работа № 4. Определение концентрации раствора сахара при помощи поляриметра	254
Контрольные вопросы	259
Лабораторная работа № 5. Измерение коэффициента поглощения β -частиц	260
Контрольные вопросы	265
8. Рекомендованная литература	267
Приложение А. Основные законы и формулы	271

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Бондаренко Олена Олексіївна
Гоков Олександр Михайлович
Жидко Євген Анатолійович та ін.

ОПТИКА

Практикум з навчальної дисципліни
"ФІЗИКА"

Навчально-практичний посібник

(рос. мовою)

Відповідальний за випуск Платков В. Я.
Відповідальний редактор Сєдова Л. М.

Редактор Пушкар І. П.
Коректор Пушкар І. П.

План 2011 р. Поз. № 67-П.

Підп. до друку 2.06.2011 Формат 60×90 1/16. Папір Multicolor. Друк Riso.

Ум.-друк. арк. 17,25. Обл.-вид. арк. 21,56. Тираж 450 прим. Зам. № 545

Видавець і виготівник – видавництво ХНЕУ, 61001, м. Харків, пр. Леніна, 9а

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи
Дк № 481 від 13.06.2001 р.

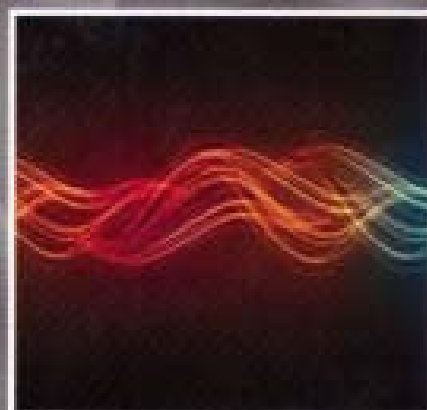
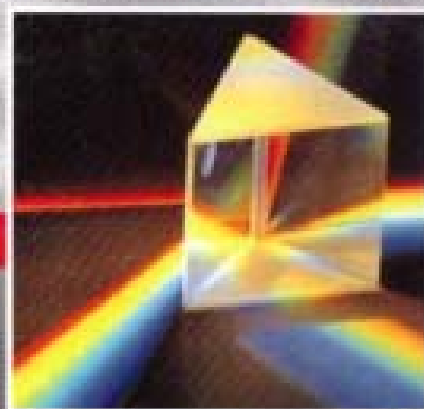
Бондаренко Е. А.
Гоков А.М.
Жидко Е. А.
Катрунов К. А.

Практикум по учебной дисциплине «ФИЗИКА»

ОПТИКА

Учебно-практическое пособие

Приведены основные теоретические сведения, описания лабораторных работ, методические рекомендации к их выполнению, основные типичные расчетные задания и примеры их решения.



Издательство ХНЭУ

ХАРЬКОВ 2011