



САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

ПРИОРИТЕТНЫЙ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ  
"ОБРАЗОВАНИЕ"



**Проект «Инновационная образовательная среда в классическом университете»**

Пилотный проект № 22 «Разработка и внедрение инновационной образовательной программы «Прикладные математика и физика»»

Физический факультет

II физическая лаборатория

**А.А.Загрубский, Н.М.Цыганенко, А.П.Чернова**

# **ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Учебное пособие

**Санкт Петербург**

**2007 г.**

УДК 535.2, 535.8, 53.08

*Рецензент:* канд. ф-м. наук А.Г. Рысь.

Печатается по решению методической комиссии физического факультета.

Рекомендовано ученым советом ФУНЦ.

## **Основы оптических измерений - СПб., 2007**

Это – первое из пособий к оптическим работам II физической лаборатории. Приведены основные сведения, необходимые при работе с излучением. В том числе – используемые термины и фотометрические единицы.

Пособие не рассчитано на профессиональную подготовку специалистов по оптическому приборостроению, но содержит ссылки на литературу, по которой можно более полно ознакомиться с затронутыми вопросами. Пособие ориентировано на будущих физиков, осваивающих аппаратуру и методы экспериментальных исследований.

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	<b>4</b>
<b>1.1 ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ</b>	<b>7</b>
<b>1.2 ДИФРАКЦИЯ НА ЩЕЛИ</b>	<b>16</b>
1.2.1 Дифракционный предел разрешения	17
1.2.2 Критерий Релея	18
1.2.3 Оптимальная (нормальная) ширина щели	19
1.2.4 Дифракция на входной щели прибора	20
<b>1.3 АБЕРРАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ</b>	<b>21</b>
1.3.1 Сферическая aberrация и продольная дефокусировка	23
1.3.2 Кома	24
1.3.3 Астигматизм и кривизна поля	25
1.3.4 Дисторсия	26
<b>1.4 ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ</b>	<b>27</b>
1.4.1 Дисперсия света в оптических материалах	27
1.4.1.1 Спектр одиночного осциллятора	31
1.4.1.2 Дисперсионные соотношения Крамерса-Кронига	34
1.4.1.3 Спектральная дисперсия в изотропных материалах	36
1.4.2 Оптически анизотропные материалы	37
1.4.3 Оптические материалы, применяемые в практике спектроскопии	41
<b>1.5 ФОТОМЕТРИЯ</b>	<b>45</b>
1.5.1 Энергетические единицы в системе СИ	47
1.5.2 Световые единицы	48
1.5.3 Внесистемные единицы	48
1.5.4 Основные типы приемников излучения	52
<b>ЛИТЕРАТУРА</b>	<b>57</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Прежде всего нужно определиться в том, что именно и почему мы будем называть *оптическим излучением*. И что – *светом*.

Вообще-то, *светом* правильно называть только видимое излучение, от которого нам *светло*. И на заре оптических исследований возможность визуальной регистрации излучения была действительно принципиальна. Сейчас же техника регистрации так развилась, что видность излучения с  $\lambda = 400 \dots 750$  нм не дает почти ни каких преимуществ этой области. Так что и мы не будем здесь особо пунктуальны и не будем считать, что очень удобное и привычное слово *свет* может быть отнесено только к этой узкой области спектра.

На шкале электромагнитных волн принято выделять области ядерного ( $\gamma$ -), рентгеновского<sup>1</sup>, ультрафиолетового (УФ-), видимого, инфракрасного (ИК-) и радиоизлучения. История возникновения такого деления Вам известна. Но одно дело – история, другое – физический смысл, заставляющий выделять какую-либо область как особую. В основном, здесь могут быть существенны два критерия – природа генерации и (или) поглощения излучения, либо – особенности и принцип действия технических устройств, преимущественно используемых для работы с ним.

К *оптическому* мы будем относить только излучение в области УФ-, видимого и ИК-диапазонов. Генерация и поглощение в этой области возникает при изменении состояния *валентных* электронов и *колебательных* или *вращательных* возбуждений в атомных ансамблях – молекулах и твердых телах. Эти процессы и будут являться для нас основным предметом рассмотрения.

Коротковолновый край оптической области – *рентгеновское* излучение. В понятии *рентгеновского* излучения или *рентгеновской* области спектра заложено предположение о том, что оно связано с возбуждением *остовных*<sup>2</sup>, *внутренних* электронов атомов. Но какого-либо универ-

---

<sup>1</sup> В иностранной литературе эту область по-прежнему называют так же, как назвал ее сам Рентген, X-лучами.

<sup>2</sup> Их энергии связи с собственными ядрами значительно превышают энергии межатомной, химической связи, обычно лежащей в пределах до 10 эВ. Характеристичные рентгеновские спектры отдельных атомов и составленных из них твердых тел почти совпадают, так что исследования в этой области позволяют определить элементный состав неизвестного вещества.

сального определения того, какие именно электронные состояния нужно отнести к *остовным*, а какие – к *валентным*, дать невозможно. Тем более, невозможно провести четкую энергетическую границу между ними. Поэтому и границу между рентгеновским и УФ-излучением можно провести лишь условно, где-то в области 25÷100 эВ (длина волны  $\lambda \approx 12\div 50$  нм). Обычно считают к тому же, что если источник излучения газоразрядный, то это – УФ-излучение.

Длинноволновую границу оптической области еще труднее определить и обосновать. При  $h\nu \leq 0,5$  эВ ( $\lambda > 2,5$  мкм) начинается область частот собственных колебаний атомных ионных остовов. Чем тяжелее ион и чем слабее его связь с соседними атомами, тем меньше частота и энергия колебательных квантов. Частоты колебаний атомов в молекулах и кристаллах могут быть сколь угодно малы, практически – до нуля. Энергии электронных переходов снизу тоже не ограничены, так что длинноволновый край "оптической" области можно определить только основываясь на традиционных представлениях или, что лучше, на типах экспериментальных устройств, применяемых для генерации или регистрации излучения. Можно считать, что она простирается до  $\sim 1$  мм ( $\sim 10^{-3}$  эВ), далее – радиоволны, с радиоэлектронными методами их генерации и регистрации, использующими законы движения свободных электронов.

Всю *оптическую* область  $50 \dots 10^{-3}$  эВ (от 25 нм до 1 мм) иногда все же условно делят на "электронную" и "колебательную", с границей у  $\sim 0,5$  эВ. Условность заключается не только в том, что при малых энергиях возможны и электронные переходы, но и в том, что при больших энергиях могут наблюдаться обертоны колебательных возмущений.

Более четко можно провести *технически обоснованное* разделение оптической области на "вакуумную ультрафиолетовую" (ВУФ,  $\lambda \leq 190$  нм,  $\sim 6,5$  эВ), "ближнюю ультрафиолетовую" (УФ,  $190 \leq \lambda \leq 400$  нм, 3 эВ), видимую ( $400 \leq \lambda \leq 800$  нм, 1,5 эВ), инфракрасную (ИК,  $\lambda \geq 800$  нм). Здесь границы довольно четки, так как они естественны: поглощение кислорода, начинающееся при  $\sim 190$  нм (*полосы Шумана–Рунге*), ограничивает область пропускания воздуха. Понятие видимой области дано нам природой, к тому же граница у 700 – 800 нм – не только граница видимого спектра, но и (тоже приблизительно) граница области чувствительности большинства фотокатодов ФЭУ. В ИК-области техника регистрации излучения очень специфична.

В описании принципов работы спектральных приборов мы ограничимся, в основном, рассмотрением "УФ-видимой" области, так что интересующий нас диапазон составит  $\lambda = 190 \dots 800$  нм. Освоив работу в этом узком, но наиболее удобном и легко доступном диапазоне, Вы легко освоите в дальнейшем и более широкую область.

## 1.1 ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Здесь приведены основные термины, из числа используемых в описаниях оптических приборов, которые Вам потребуется знать для чтения предлагаемых описаний и обсуждения работ в лаборатории. Для простоты поиска они приведены в алфавитном порядке.

**АБЕРРАЦИЯ** – искажение изображения в оптической системе. *Aberration* – "заблуждение", или техническое значение – "отклонение от нормы, стандарта". Нормальным можно считать только четкое, недеформированное изображение объекта. Такое, которое получится при расчетах для параксиальных пучков и тонких линз.

Реальное изображение всегда искажено. Во-первых, каждая точка объекта изображается пятном конечных размеров, иногда симметричным, иногда несимметричным, чем-то вроде кометы с хвостом или пятой, комы. Во-вторых, координаты точек объекта и изображения связаны нелинейно. Эта нелинейность также может быть симметричной относительно центра изображения (зависеть только от расстояния до центра), либо несимметричной. Подробнее об аберрациях см. в разд. 1.3.

**АВТОКОЛЛИМАЦИЯ** – способ построения оптических схем, при котором сформированный *КОЛЛИМАТОРОМ* пучок света в диспергирующем элементе (дифракционная решетка, призма) изменяет направление на  $\sim 180^\circ$  и возвращается в тот же коллиматор. Этот термин используется не только в спектральных приборах (СП), но и во всех случаях, когда падающий и регистрируемый пучки проходят через один и тот же коллиматор. *Автоколлимационные трубы* применяют для контроля качества или юстировки оптических поверхностей. В них может быть также установлен *автоколлимационный окуляр*, позволяющий спроецировать в поле зрения объектива реперные риски и сформировать зондирующий луч (в виде светящегося крестика).

В *автоколлимационных схемах спектральных приборов* не всегда используются параллельные пучки и не всегда входной и выходной лучи совпадают в пространстве столь точно, как в *автоколлимационной трубе*, но проекции пучков на *меридиональную плоскость* обычно полностью или почти полностью совпадают (как в схеме Иглы, в которой оптические щели расположены одна над другой, т.е. разнесены в сагитальном направлении). Для построения *автоколлимационных* призмённых СП нужны специальные конструкции призм, которые также называют *автоколлимационными*.

Вы будете работать с *автоколлимационной трубой* гониометра в установках для определения постоянной Ридберга по спектру водорода и для исследования свойств дифракционной решетки.

**АПЕРТУРА СП.** *Aperture* – отверстие, проем, так что *апертурная диафрагма* – *диафрагма, ограничивающая световой поток входящего или выходящего излучения*. Для уменьшения интенсивности рассеянного света диафрагмы устанавливаются и до и после коллиматоров, на диспергирующем элементе... Обычно в оптической схеме их несколько, но ограничивает пучок какая-то одна из диафрагм и ее линейный размер надо считать апертурой прибора. Величина линейной апертуры *в меридиональной плоскости* существенна при определении *дифракционного предела разрешения*.

Отношение **ЛИНЕЙНОЙ АПЕРТУРЫ** к фокусному расстоянию коллиматора, или, точнее, меридиональный угол расхождения лучей, заполняющих апертурную диафрагму – **УГЛОВАЯ АПЕРТУРА**, соответственно входная или выходная. Она определяет требования к оптическим системам на входе и выходе прибора. В оптимальном случае *выходная* апертура осветителя должна быть равна *входной* апертуре СП, иначе мы либо не полностью используем светосилу и разрешающую способность прибора, либо введем в него много лишнего света, который будет рассеян на диафрагмах или стенках и даст на выходе "белый" фон.

**АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ СП (АФ)** или **ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЙ КОНТУР** – форма полосы пропускания монохроматора либо контур монохроматического изображения входной щели на выходной фокальной поверхности СП.

**ГЛАВНОЕ СЕЧЕНИЕ.** Для призмы это плоскость, проведенная через середину рабочей части призмы перпендикулярно преломляющим граням. Для решетки – плоскость, проведенная через центр решетки перпендикулярно ее поверхности и штрихам. Для спектрального прибора – плоскость его симметрии.

**ДИСПЕРГИРУЮЩИЙ ЭЛЕМЕНТ** – элемент СП, на котором происходит пространственное разделение монохроматических пучков света. В рассматриваемых СП – призма или дифракционная решетка.

**ДИСПЕРСИЯ.** Этот термин применяется в двух различных смыслах: либо как *свойство среды*, либо как параметр оптической схемы СП. В первом случае имеется в виду *спектральная дисперсия – частотная зависимость фазовой скорости света в среде*. Во втором – величина, характеризующая разделение в пространстве лучей с различной часто-



той (длиной волны). Говорят об *угловой* ( $D_\theta$ ) или о *линейной* ( $D_l$ ) *дисперсии*, т.е. зависимости от длины волны  $\lambda$  соответственно *угла отклонения выходного луча*  $\theta$  или координаты  $l$  на фокальной поверхности:  $D_\theta = d\theta/d\lambda$ ,  $D_l = dl/d\lambda$ . Часто удобнее пользоваться величиной *обратной линейной дисперсии*:  $\Lambda = 1/D_l = d\lambda/dl$ .

В спектрографах и многоканальных спектрометрах величина дисперсии определяет градуировку. Для монохроматоров величина  $\Lambda$  позволяет определить величину спектрального интервала  $\delta\lambda$ , проходящего через выходную щель шириной  $b$ :  $\delta\lambda = \Lambda b$ . Но необходимо также знать и *градуировочную кривую* монохроматора, величину, аналогичную  $\Lambda$ , но отнесенную не к координате на фокальной поверхности, а к показаниям шкалы, связанной с механизмом поворота диспергирующего элемента.

**Дисторсия** (от лат. *distorsio* — искривление), — одна из аберраций оптических систем, погрешность изображения, при которой нарушается геометрическое подобие между объектом и его изображением. Дисторсия возникает в результате того, что линейное увеличение разных частей изображения различно. Дисторсия не нарушает резкости изображения.

**КОЛЛИМАТОР** (от лат. *collineo* - направляю по прямой линии) — оптическое устройство для получения пучков параллельных лучей. Необходимый элемент большинства призмных СП и СП с плоскими дифракционными решетками. *Коллиматоры* собирают свет от входной щели и преобразуют расходящийся пучок в параллельный.

**КРОССОВЕР** — место наилучшей фокусировки пучка света, искаженного аберрациями.

**МЕРИДИОНАЛЬНАЯ И САГИТАЛЬНАЯ ПЛОСКОСТИ** в спектральном приборе. Эти понятия применимы к призмным и дифракционным приборам, *не имеющим осевой симметрии*. *Меридиональной* называется плоскость дисперсии. В большинстве оптических схем СП она является плоскостью симметрии. *Сагитальная плоскость* перпендикулярна *меридиональной* и содержит *центральный луч* рассматриваемой длины волны.

**МОНОХРОМАТОР** — СП, предназначенный для выделения из спектра узкого интервала длин волн. *Монохроматор* обязательно имеет выходную щель и устройство сканирования спектра. Форма его фокальной поверхности не важна. Важно, чтобы при сканировании спектра оставались неизменными и положения щелей, и направления входящего и вы-

ходящего пучков света. Иначе прибор будет трудно сопрячь с источником света и облучаемым объектом.

**ОБЪЕКТИВ КАМЕРЫ** – устройство, фокусирующее в СП монохроматические параллельные пучки света, идущие от диспергирующего элемента. Поверхность наилучшей фокусировки называется *фокальной поверхностью СП*.

**ОПТИМАЛЬНАЯ (НОРМАЛЬНАЯ) ШИРИНА ЩЕЛИ (ЩЕЛЕЙ)** – минимальная ширина входной щели *спектрографа*, при которой сохраняется освещенность в центре монохроматического изображения щели. Она обеспечивает предельно достижимое разрешение без потери светосилы. В *монохроматоре* имеет смысл говорить о ширинах обеих щелей. Они могут различаться при увеличении прибора, не равном единице.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОСЬ** линзы, вогнутого или выпуклого зеркала, – прямая линия, являющаяся осью симметрии преломляющих поверхностей линзы (отражающей поверхности зеркала). Проходит через центры поверхностей перпендикулярно к ним. Оптические поверхности, обладающие оптической осью, называются осесимметричными.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОСЬ** системы – общая ось симметрии всех входящих в систему линз и зеркал.

**ОПТИЧЕСКАЯ СКАМЬЯ**. Так называется рельс специального сечения, приспособленный для установки на него элементов оптической схемы, – источников, приемников излучения, фокусирующих систем. Требования к линейности и прочности оптической скамьи довольно жестки, так что изготавливаются они из специальных сплавов и после отливки проходят термический отжиг. Верхняя поверхность отшлифована.

У большинства оптических приборов под входной и выходной щелями имеется место крепления оптического рельса.

**ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ОТВЕРСТИЕ  $\varepsilon$**  – отношение линейного размера коллиматора к его фокусному расстоянию  $f$ . Обычно за линейный размер коллиматора берется либо диаметр  $d$  круга, площадь которого равна площади апертурной диафрагмы  $s = aH$ , либо диагональ прямоугольной диафрагмы. Мы будем придерживаться первого определения,

$\varepsilon = d/f = \sqrt{4s/(\pi f^2)}$ , характеризующего телесный угол  $\Omega$  излучения на входе (выходе) прибора:  $\Omega \approx 0,78\varepsilon^2$  и потому удобного для расчета **СВЕТОСИЛЫ**.

**ПАРАКСИАЛЬНЫЙ** (от пара... и лат. axis – ось) **ПУЧОК ЛУЧЕЙ** света – пучок лучей, распространяющихся вдоль оси центрированной оптиче-

ской системы и образующих очень малые углы с *ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ* и нормальными к преломляющим и отражающим поверхностям системы. Основные соотношения, описывающие образование изображений оптических в центрированных (*ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ*) системах, строго справедливы только для П. п. л. в предельном случае бесконечно малых углов. В частности, лишь П. п. л. точку изображают точкой, прямую — прямой и плоскость — плоскостью. Только в изображениях, создаваемых такими лучами, отсутствуют все аберрации оптических систем (кроме хроматической аберрации в линзовых системах). На практике, однако, под *ПАРАКСИАЛЬНЫМ* обычно понимают пучок лучей, проходящих под конечными — до нескольких градусов — углами, для которых отступления от строгих соотношений настолько малы, что ими можно пренебречь (критерии малости различны в разных конкретных случаях).

Область вокруг *ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ* системы, в которой лучи можно считать параксиальными, тоже называется параксиальной, или *ОБЛАСТЬЮ ГАУССА*.

*ПОЛИХРОМАТОР* — то же, что *монохроматор*, но содержит несколько выходных щелей, для выделения фиксированных длин волн. Не содержит устройства сканирования.

*ПОРЯДОК ДИФРАКЦИИ В СП* — число длин волн, укладываемых в разности хода лучей, отраженных соседними штрихами дифракционной решетки.

*РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ* — относительная мера спектрального разрешения,  $R = \lambda/\delta\lambda$  или  $R = \nu/\delta\nu$ , где  $\delta\lambda$ ,  $\delta\nu$  — минимальный разрешаемый спектральный интервал. Она является основной характеристикой свойств *диспергирующего элемента*. По отношению к *спектральному прибору* в целом этот параметр полезен в тех случаях, когда разрешение лимитируется естественным фактором — размером апертурной диафрагмы. Тогда величина  $R$  *постоянна или медленно изменяется в рабочем диапазоне*. Если же ради выигрыша в светосиле приходится устанавливать широкие оптические щели в монохроматоре, то примерно постоянной для всей рабочей области чаще оказывается абсолютная величина спектрального разрешения, выраженная в длинах волн,  $\delta\lambda$ .

*СВЕТОСИЛА* — характеристика пропускной способности прибора или потеря света в приборе. Она пропорциональна телесному углу, в котором собирается излучение источника. Для спектрографа основной энергетической характеристикой выходящего излучения является *освещенность фотоприемника*, так как от нее зависит необходимое

время экспозиции, для монохроматора – световой поток за выходной щелью. Соответственно различают светосилу по освещенности и светосилу по потоку.

Светосила по освещенности численно равна освещенности монохроматического изображения входной щели при единичной спектральной яркости излучения. Освещенность изображения  $F_\lambda$  пропорциональна спектральной яркости источника излучения (входной щели)  $B_\lambda$  и телесному углу, в котором это излучение собирается, т.е. отношению площади входного зрачка к квадрату фокусного расстояния

коллиматора:  $F_\lambda = B_\lambda \tau_\lambda \frac{S}{f_1^2}$ , где  $\tau_\lambda$  – потери света в приборе.

Светосила по потоку численно равна лучистому потоку через выходную щель, освещенную монохроматическим излучением при единичной яркости источника и при единичной спектральной ширине щелей. В этом определении важно не упустить, что светосила по потоку определяется для единичной спектральной ширины щелей, так как при использовании источника непрерывного излучения полный поток на выходе монохроматора будет пропорционален квадрату ширины щелей.

Обычно сложно измерить интенсивность излучения, вошедшего в прибор. Ведь надо определить интенсивность не всего потока, а той его части, которая попадет на входной КОЛЛИМАТОР, диспергирующий элемент и т.д. Кроме того, не во всем спектральном диапазоне, а в полосе, равной величине спектрального разрешения. Поэтому часто вместо светосилы  $G$  приводят характеризующие ее геометрические параметры оптической схемы: *относительное отверстие* или *угловую апертуру*. Эти параметры определяют долю излучения источника света, которую можно ввести в прибор, либо условия освещения объекта излучением, выходящим из монохроматора. Остальное, т.е. потери света в приборе на поглощение, отражение, разложение по порядкам дифракции и т.д., в значительной степени определяется выбранной оптической схемой прибора и "грамотностью его исполнения". В общепринятой терминологии светосильным называют прибор с большой апертурой или относительным отверстием.

**СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА** в заданном интервале длин волн  $\lambda_1 \div \lambda_2$  количественно характеризуется величиной *средней дисперсии*  $n_1 - n_2$ , либо *коэффициентом дисперсии*

$$v_3 = \frac{n_3 - 1}{n_1 - n_2} [1] \quad (n_3 - \text{коэффициент преломления в середине диапазона}).$$

Подробнее о спектральной дисперсии оптических материалов см. раздел 1.4.

**СПЕКТРАЛЬНАЯ ШИРИНА ЩЕЛИ** – по сути то же, что *спектральное разрешение*, но в этом случае явно оговаривается, что имеются в виду не предельно достижимые параметры прибора, а реальное разрешение при реально установленной ширине щелей, зачастую заметно превышающей *оптимальную ширину*. Мы будем обозначать величину разрешения или спектральную ширину щели  $\delta\lambda$ ,  $\delta\nu$ ,  $\delta(h\nu)$ .

**СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СП** – выраженная в длинах волн или в энергетических единицах ( $\text{см}^{-1}$ , эВ) ширина АФ. Обычно определяется на ее полувысоте.

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПРИБОР (СП)** – оптическое устройство, каким-либо способом выделяющее монохроматические компоненты поступающего в него излучения. Здесь рассматриваются приборы, разделяющие в пространстве монохроматические компоненты излучения, – призмные и дифракционные. В Фурье–спектрометрах [6], такое разложение не производится. Измеряется зависимость интенсивности прошедшего излучения от длин пути двух интерферирующих пучков, а спектр получают как Фурье–образ полученной зависимости.

Источник излучения с необходимой оптикой, детектор излучения и блоки электроники в общем случае также входят в состав спектрального прибора, но их устройство и достижимые параметры не являются предметом нашего рассмотрения. Мы будем рассматривать только устройство и принципы действия основной части СП, той, которая разделяет монохроматические компоненты.

Способы разделения компонент излучения основаны на явлениях оптической дисперсии веществ, дифракции и интерференции света.

По назначению СП разделяются на спектроанализаторы (в комбинации с детектором) и монохроматические осветители (в комбинации с широкополосным источником излучения). Первые, в зависимости от особенностей устройства и способа регистрации, называются спектровизорами (или спектроскопами), спектрографами, спектрометрами, спектрофотометрами<sup>1</sup> и т.д. Вторые – монохроматорами<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup> Мы здесь не рассматриваем устройства регистрации спектра, так что все приборы, предназначенные для одновременной регистрации широкого спектрального интервала будем по традиции называть *спектрографами*.

<sup>2</sup> Монохроматоры являются также неотъемлемой частью большинства спектроанализаторов.

Вы будете работать с так называемыми *ОДИНОЧНЫМИ* СП. Во многих современных спектрометрах и спектрофотометрах применены *ДВОЙНЫЕ* схемы спектрального разложения – два последовательно включенных монохроматора. Это позволяет более чисто выделить именно требуемое излучение, уменьшить фон рассеянного света.

**СПЕКТРОГРАФ** – СП, предназначенный для фотографирования спектра входящего излучения. Он не имеет выходной щели, на фокальной поверхности устанавливается либо фотопленка (фотопластинка), либо электронное позиционночувствительное устройство регистрации спектра. В *спектрографе* весьма желательно иметь плоскую фокальную поверхность.

**ФОКАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ** в СП – поверхность наилучшей фокусировки монохроматических изображений входной щели.

**ФОН РАССЕЯННОГО СВЕТА.** Рассматривая ход лучей в СП, мы обычно пренебрегаем теми лучами, которые "выпали" из "правильного" закона распространения, отразились от поверхностей линз или призм, от краев диафрагм и т.д. Если проследить возможный дальнейший ход этих лучей и учесть, что любая поверхность отражает (лучшие черни поглощают до 99% падающего света, но 1% все-таки отражается), то окажется, что место их падения на фокальную поверхность случайно и никак (или почти никак) не связано с длиной волны. Таким образом оказывается, что в приборе *всегда* освещены *все* внутренние поверхности, в том числе и выходная фокальная поверхность или выходная щель. Конечно, интенсивность этой засветки невелика, но она пропорциональна *полному потоку* излучения, прошедшего через входную щель и, если в спектре присутствуют линии, различающиеся по интенсивности на несколько порядков, то может оказаться, что на выходе сигнал от слабой линии меньше, чем фон, рожденный рассеянием сильных. Для оценок можно считать, что в среднем интенсивность рассеянного света в одиночном спектральном приборе порядка  $10^{-3}$  от интенсивности "полезного" (т.е. "правильно" прошедшего через прибор) света. Эта величина зависит, в первую очередь, от чистоты оптических поверхностей. Рассеяние на любой осевшей на них пылинке сразу, без дальнейших переотражений дает почти равномерную засветку всей фокальной поверхности.

Для борьбы с рассеянным светом обычно пользуются либо дополнительными светофильтрами, сужающими область длин волн, способных дойти до приемника, либо еще более кардинальным методом – построением двойных монохроматоров. Тогда на вход второго поступа-

ет только излучение нужной длины волны и фон, уже ослабленный в первом монохроматоре на три порядка. На выходе получается монохроматическое излучение с "чистотой" 5-6 порядков.

***ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ*** – одна из основных aberrаций оптических систем, обусловленная зависимостью показателя преломления прозрачных сред от частоты света (дисперсия света). *ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ* может проявиться лишь в системах, включающих элементы из преломляющих материалов, например линзы. Зеркала *ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ* не свойственна, зеркала *АХРОМАТИЧНЫ*.

***ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ЛУЧ*** – так мы будем называть луч в СП, проходящий через центр дифрагирующего элемента (призмы, решетки) и центр щели или монохроматического изображения входной щели.

## 1.2 ДИФРАКЦИЯ НА ЩЕЛИ

Дифракция имеет принципиальное значение во всех типах СП, поэтому напомним вывод соотношения, определяющего пространственное распределение интенсивности света, прошедшего через узкую бесконечную щель.

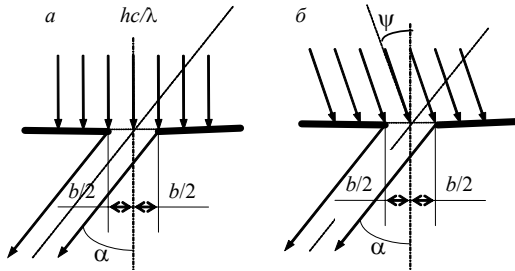


Рис. 1.2.1. К расчету дифракции на щели.

Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку поверхности, ограниченной краями щели, можно рассматривать как точечный источник когерентного излучения. При бесконечном размере волнового фронта интерференция вкладов от этих точечных сферических волн на любом расстоянии даст тривиальный результат – прямолинейность распространения света и параллельность волновых фронтов. Однако, неизбежное ограничение размеров в любом реальном устройстве приводит к возникновению дифракционных явлений, лимитирующих предельно достижимую разрешающую способность.

Пусть на щель шириной  $b$  перпендикулярно ей падает параллельный пучок излучения с длиной волны  $\lambda$  (рис. 1.2.1). Амплитуда волны, распространяющейся за щелью под углом  $\alpha$  к нормали, равна сумме вкладов от всех точек щели. Если считать, что волновой фронт дифрагированного луча на некотором большом расстоянии от щели – плоскость, то сдвиг фаз  $\delta\varphi$  между центральной компонентой луча и компонентой, вышедшей из точки  $x$ , составит

$$\delta\varphi = 2\pi x \cdot \sin\alpha / \lambda . \quad (1.2.1)$$

Элемент щели с координатами от  $x$  до  $x+dx$  даст вклад, равный

$$dA = A_o \sin(\varphi + \delta\varphi) dx / b , \quad (1.2.2)$$

где  $A_o$  – амплитуда падающей волны на щели.

Интегрирование по симметричному промежутку  $\pm b/2$  даст:



$$A(\alpha) = A_0 \cdot \sin(u) / u, \quad (1.2.3)$$

где  $u = \pi b \cdot \sin(\alpha) / \lambda. \quad (1.2.4)$

В случае, если свет падает на щель под углом  $\psi$ , то [2,3]

$$u = \pi b \cdot \cos\psi \{ \sin\alpha + \sin\psi \} / \lambda \quad (1.2.4a)$$

и при этом надо учитывать знаки  $\alpha$  и  $\psi$ , так как теперь отклонения вправо и влево от нормали неэквивалентны.

Вопрос о выборе знака угла при дифракции будет возникать довольно часто. В оптических системах, работающих "на просвет" (как в нашем случае), положительными будем считать углы, отсчитываемые в ту же полуплоскость от нормали к щели, в которой лежит падающий луч. На рис. 1.2.1б – влево.

Интенсивность света в направлении  $\alpha$  пропорциональна квадрату амплитуды, т.е.

$$I(\alpha) = I_0 \frac{\sin^2(u)}{u^2}, \quad u = \pi b \cos\psi \{ \sin\alpha + \sin\psi \} / \lambda. \quad (1.2.5)$$

### 1.2.1 Дифракционный предел разрешения

Вид функции  $I_1 = \sin^2(u)/u^2$  показан на рис. 1.2.2. Ее экстремумы находятся в точках  $u = 0$  и  $u \approx \pi(2n+1)/2$  ( $n$  – целое число), нули – в точках  $u = n\pi$ . Первые нули – при  $u = \pm \pi$ . Следовательно, угловая полуширина  $\delta\alpha$  основного максимума за щелью составляет  $\delta\alpha = \lambda/b$  (при нормальном падении света на щель и малых  $\lambda/b$ ).

При фиксированной  $\lambda$  ширина дифракционного максимума тем больше, чем меньше ширина щели. В спектральных приборах оказывается, тем не менее, что дифракция на узких входной и выходной щелях не определяет параметров прибора (это не вполне верно, несколько слов к разъяснению этого вопроса будет сказано позже). Принципиальной является дифракция на апертурной диафрагме, ограничивающей ширину пучка света в приборе, хотя она на несколько порядков шире.

Действительно, при  $\lambda = 500$  нм ширина дифракционного максимума за входной щелью шириной 5 микрон составляет примерно  $6^\circ$ . Это сравнимо с величиной входной апертуры<sup>1</sup>, но никак не влияет на возможность дальнейшей коллимации или фокусировки пучка. Все равно

---

<sup>1</sup> Смотри также п. 1.2.3, понятие *нормальной ширины щели*.

все лучи исходят из узкой щели и (в идеале) могут быть на выходе сфокусированы в столь же узкое изображение.

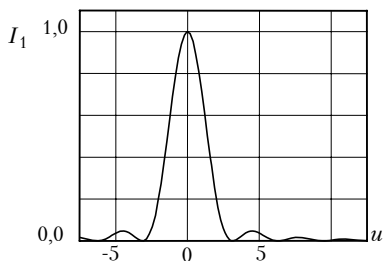


Рис. 1.2.2. Распределение интенсивности при дифракции на щели шириной  $b$  излучения с длиной волны  $\lambda$ .  $u = \pi \sin(\alpha) b / \lambda$ , где  $\alpha$  – угол отклонения.

Напротив, на апертурной диафрагме шириной  $b = 50$  мм дифракционное уширение составит всего  $\delta\varphi = \lambda/b = 10^{-5}$  радиан, что при дисперсии  $D_\theta = 10^{-3}$  радиан/нм ограничит предельное разрешение прибора величиной  $\delta\lambda = \delta\varphi/D_\theta = 10^{-2}$  нм, а разрешающую способность – величиной  $R = \lambda/\delta\lambda = \lambda D_\theta / \delta\varphi = a D_\theta = 5 \cdot 10^4$ .

Это – теоретический предел разрешающей способности такого прибора. Он определяется только величиной дисперсии и апертурой прибора. Правда, в светосильных

приборах такое разрешение практически невозможно реализовать, так как aberrации оптических элементов приведут к дополнительному, существенно большему уширению изображения.

## 1.2.2 Критерий Релея

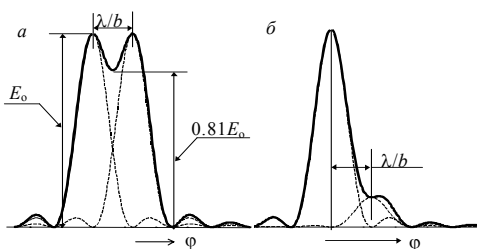


Рис. 1.2.3. Эффект наложения двух дифракционных контуров одинаковой (а) и разной (б) интенсивности

Если в спектре источника присутствует излучение еще какой-то близкой длины волны, то мы сможем это заметить лишь в том случае, если для нее изображение входной щели окажется сдвинутым так, чтобы изображения не перекрывались или, по крайней мере, чтобы можно было обнаружить наличие двух изображений. Критерий, определяющий минимально различимое расстояние между изображениями двух линий равной интенсивности, сформулировал Релей

терий, определяющий минимально различимое расстояние между изображениями двух линий равной интенсивности, сформулировал Релей

для случая, когда форма изображения обусловлена дифракционным инструментальным контуром (1.2.5). *Различить можно изображения, наложенные так, что максимум одного приходится на первый минимум другого*, рис. 1.2.3а.

В этом случае в суммарном их изображении получаются два максимума и между ними – провал до уровня 81%. Если интенсивности заметно различаются, то на суммарном контуре при этом может не оказаться провала, рис. 1.2.3б.

### 1.2.3 Оптимальная (нормальная) ширина щели

На рис. 1.2.4 показаны распределения интенсивности монохроматического излучения в плоскости выходной щели прибора для различных ширин входной щели. При большой щели ширина изображения равна (или пропорциональна) ширине входной щели, но края изображения "размазаны". Уменьшая ширину входной щели, мы сужаем изображение, но лишь до тех пор, пока оно не станет равным некоторой минимальной величине, определяемой разрешающей способностью прибора, величине дифракционного плюс абберационного уширения. Если абберации пренебрежимо малы, то контур линии определяется выражением (1.2.5). Сделать изображение меньше невозможно, так что если мы и дальше будем сужать входную щель, то через нее пройдет меньше света. Это приведет просто к уменьшению освещенности точек фокальной поверхности (кривая 3).

Отсюда и вытекает понятие **оптимальной** (или **нормальной**) **ширины щели**. Оптимальной для получения предельно достижимого спектрального разрешения без потери освещенности на выходе. Нормальная ширина *выходной* щели монохроматора должна быть равна полуширине минимального контура изображения входной щели:

$$d_1 = \frac{\lambda}{b} f_1, \quad d_2 = \frac{\lambda}{b} \Gamma \cdot f_2, \quad (1.2.6)$$

где  $\Gamma$  – угловое увеличение оптической схемы.

В случае  $\lambda = 500$  нм,  $b = 50$  мм при фокусном расстоянии объективов  $f_1 = f_2 = 300$  мм минимальная ширина

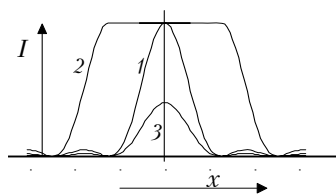


Рис. 1.2.4. *Контурные монохроматических изображений входной щели:*

1–оптимальной; 2–широкой;  
3–узкой.

изображения бесконечно узкой входной щели составит  $d_1 = 3 \cdot 10^{-2}$  мм, т.е. 30 микрон. Следовательно, оптимальная ширина щели в нашем случае составит также 30 микрон.

#### 1.2.4 Дифракция на входной щели прибора

Отметим сразу, что дифракционное уширение на *оптимальной* входной щели равно апертуре прибора,  $a/f$ . В этом случае прибор "заполнен светом". При большей ширине щели и неграмотной конструкции осветителя может оказаться, что апертура прибора использована лишь частично, освещена область шириной  $a_1 < a$ . Тогда края изображения будут размазаны соответственно шире, чем на рис. 1.2.4 (в пределе очень узкого входного пучка мы получим просто дифракционный контур большой ширины). Если осветитель заполняет всю апертуру прибора, то за счет дифракции на входной щели пучок окажется несколько расширен и не весь пройдет через апертурную диафрагму. Возникнут потери света и в приборе появится "ненужный" свет, который, переотражаясь от внутренних стенок, может достичь выходной фокальной поверхности и создать нежелательный фон, *фон рассеянного света*.

Но это не очень существенно. Рассеянный свет будет всегда и основная его часть рождается при рассеянии на дефектах оптических элементов (в том числе - на осевшей на них пыли). Важно, что дифракция на входной щели не влияет на разрешение прибора, а лишь приводит к тому, что при полном использовании апертуры прибора несколько (весьма незначительно) увеличится интенсивность рассеянного света.

### **1.3 АБЕРРАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ**

Простые способы построения изображений (см., например, [3,4,5,6]) позволяют получить лишь грубое приближение к реальности, справедливое обычно только для осевых, параксиальных пучков. Различия между "идеальным" и реальным изображениями, неустранимые в данном активном элементе оптической схемы, и есть его *абберации*. Вносят, конечно, свои искажения также дефекты изготовления или просто грязь на поверхностях, но это нельзя считать принципиально неустранимыми искажениями и относить к абберациям.

Основной причиной возникновения аббераций является то, что и источник излучения, и сам элемент имеют конечные размеры. Следовательно, на каждую точку поверхности элемента падают лучи с конечным и обычно довольно широким угловым разбросом. А изображение создается суммой лучей, отраженных (преломленных) в различных точках поверхности. Согласовать все возникающие при этом разности хода лучей оказывается невозможно. Сюда же надо отнести хроматические абберации, свойственные линзам.

Спектральный прибор включает несколько последовательных оптических элементов, каждый из которых характеризуется своими абберациями. Правила их суммирования можно найти, например, в [4,7].

Расчет аббераций – необходимый этап разработки оптических схем, поскольку, во-первых, без этого мы не будем знать реально достижимых параметров создаваемого прибора, а во-вторых, очень часто абберации различных элементов удается взаимно компенсировать, в первую очередь – кому, дисторсию и кривизну поля (проявляющуюся в искривлении спектральной линии). Кроме того, в последние годы существенно выросли технические возможности производств. Если раньше приходилось ограничиваться поверхностями второго порядка, сегодня доступны и более сложные поверхности.

Иногда вполне сознательно приходится мириться и с устранимыми абберациями, если ради удешевления прибора или уменьшения потерь света выгодно использовать упрощенные оптические схемы или упрощенные формы оптических поверхностей. Например, установку призмы или дифракционной решетки в сходящемся пучке или сферические поверхности вместо параболических или эллиптических.

Расчет оптической схемы начинается с простейших построений, которые позволяют в первом приближении определить параметры схемы

и ее элементов, апертуры, формы поверхностей, децентрировку и т.д. Затем проводится расчет aberrаций – уточнение хода лучей и форм волновых фронтов, с учетом реальных апертур. Это позволяет улучшить качество получаемого изображения. Например, за счет введения поправок к величинам фокусных расстояний, изготовления искривленных щелей, построения схемы, в которой aberrации различных элементов взаимно компенсировались бы, а не складывались. Правда, в конце концов, почти неизбежно мы приходим к такой ситуации, когда получаемое изображение еще далеко от идеального, но улучшения стоят очень дорого и за них надо платить уменьшением светосилы, ограничением рабочей области, изготовлением оптических поверхностей сложной формы или просто применением дорогих материалов. На этом, если необходимые требования к качеству прибора удовлетворены, разработку можно заканчивать, а оставшиеся aberrации фиксируются в перечне его параметров.

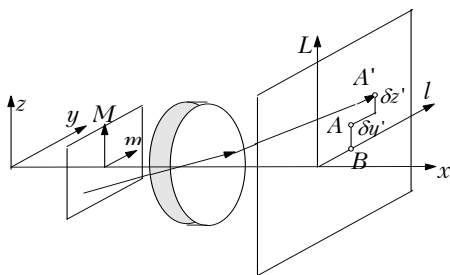


Рис. 1.3.1. Обозначение координат в полях объекта и изображения.

Для пояснения существа основных типов aberrаций рассмотрим объектив камеры, фокусирующий на выход параллельные пучки лучей, идущих от диспергирующего элемента. Задача немного упрощается, если и объектив и изображение расположены в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения средних лучей. Пусть  $t$

и  $M$  – меридиональная и сагиттальная координаты точек на поверхности объектива,  $l$  и  $L$  – координаты на фокальной плоскости (рис. 1.3.1), [6]. Ось  $x$  направим по оси среднего луча.

Полное выражение для поперечных aberrаций  $\delta y$ ,  $\delta z$  как функций координат  $t$ ,  $M$ ,  $l$  и  $L$ , сложно даже в этой простой схеме. В общем случае оно включает сумму членов разложения по степеням этих координат. Соответственно говорят об aberrациях первого, второго и т.д. порядков. В светосильных осесимметричных системах основные aberrации – 3-го порядка. Выражения для них имеют вид:

$$2 \cdot f^2 \cdot \delta y = -m(m^2 + M^2) \cdot S_1 + \{(3m^2 + M^2) \cdot l + 2mML\} \cdot S_2 - \\ - \{m(3l^2 + L^2) + 2MlL\} \cdot S_3 - m(l^2 + L^2) \cdot S_4 + l(l^2 + L^2) \cdot S_5, \quad (1.3.1a)$$

$$2 \cdot f^2 \cdot \delta z = -M(m^2 + M^2) \cdot S_1 + \{(m^2 + 3M^2) \cdot L + 2mM \cdot l\} \cdot S_2 - \\ - \{M(l^2 + 3L^2) + 2m \cdot l \cdot L\} \cdot S_3 - M(l^2 + L^2) \cdot S_4 + L(l^2 + L^2) \cdot S_5 . \quad (1.3.16)$$

Здесь  $f$  – фокусное расстояние объектива. Коэффициенты разложения  $S_1$ – $S_5$  зависят от типа фокусирующей системы (линзы, зеркала, формы их поверхностей и т.д.).

Легко видеть, что выражения (1.3.1a) и (1.3.16) идентичны, они действительно справедливы только для систем с осевой симметрией.

В зеркальных объективах практически неизбежны к тому же *абберации децентрировки*, поскольку оси падающего и отраженного пучков по конструктивным соображениям обычно должны быть разнесены в пространстве. В этом случае несправедливо предположение, что центральные пучки распространяются вдоль оптической оси объектива, но децентрировку можно рассматривать и на схеме рис. 1.3.1 как сдвиг объекта и изображения. Чаще всего сдвиг производится в меридиональном направлении, т.е. в область больших  $l$ . При этом выражения (1.3.1) оказываются недостаточны, так как возрастают и становятся существенны

- *астигматизм* 1-го и 2-го порядков,

- *кома* 2-го порядка,

- *наклон плоскости изображения* и

- *кривизна изображения* входной щели, приводящая к тому, что прямая вертикальная входная щель изображается в виде дуги на выходной фокальной поверхности. К такому же искривлению приводят искажения, возникающие на диспергирующем элементе при прохождении лучей в плоскости, не параллельной меридиональной. Причины этих искривлений изображения мы рассмотрим позже, в описаниях призмы и дифракционной решетки.

### 1.3.1 Сферическая абберация и продольная дефокусировка

*Сферическая абберация* характеризуется коэффициентом  $S_1$  в выражениях (1.3.1). Причину возникновения этого типа аббераций поясняет рис. 1.3.2 на примере объектива со сферическим зеркалом, имеющим радиус кривизны  $R$ . Здесь изображено сечение зеркального объектива плоскостью  $M = 0$  и отмечено положение фокальной поверхности для центральных лучей. Она проходит на расстоянии  $f = R/2$  от вершины зеркала. Лучи, идущие параллельно оптической оси, после отражения пересекают ось на расстоянии от зеркала, зависящем от координаты  $m$ .

Следовательно, фокальную плоскость они пересекут на некотором расстоянии от центра  $\delta y$ . В результате на фокальной плоскости мы получим пятно диаметром  $2\delta y$ , его размер определяется отношением  $m^3/R^2$ , т.е. кубом апертурного угла.

Минимальный размер изображения имеет не на расстоянии  $R/2$  от вершины зеркала (как для центральных лучей), а смещено по оси  $x$  относительно этой точки на  $\delta f = -S_1(m^2 + M^2)/R$ . Такое смещение называют *продольной дефокусировкой*.

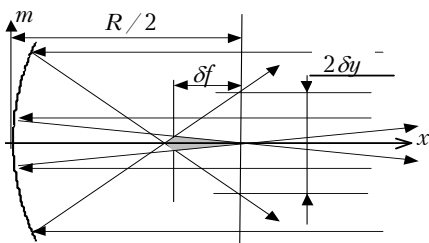


Рис. 1.3.2. Поперечная ( $\delta y$ ) и продольная ( $\delta f$ ) дефокусировка при отражении от сферического зеркала.

Величина сферической aberrации не зависит от координат в плоскости изображения. Это – единственный тип aberrаций, искажающий изображение на оси коллиматора, при  $l, L = 0$ . Нетрудно простым расчетом убедиться, что, в частности, для сферического зеркала  $S_1 = 1/4$ .

Единственный способ борьбы с этим типом aberrаций – использование асферических (несферических) поверхностей. Часто проблему решают параболические или эллиптические зеркала. Для параболоида вращения  $S_1 = 0$ .

Единственный способ борьбы с этим типом aberrаций – использование асферических (несферических) поверхностей.

### 1.3.2 Кома

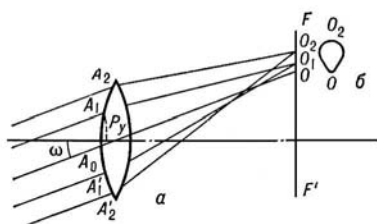


Рис. 1.3.3. Кома сферической линзы.

Этот вид aberrаций приводит к тому, что изображение получается в форме яркой точки с "хвостом" (или тенью), интенсивность которого быстро убывает по мере удаления от центра.

Кому определяет коэффициент  $S_2$ . Соответствующее ей полное искажение изображения точки с "идеальными" координатами  $l$  и  $L$  примерно пропорцио-



нально площади пучка от диспергирующего элемента или линзы и величинам  $l$  и  $L$ . Если  $S_2 > 0$ , говорят о "внешней коме"; если  $S_2 < 0$ , то о "внутренней".

На рис. 1.3.3 изображен ход неаксиальных лучей через линзу (а) и форма изображения точки, искаженная комой (б). В данном случае наблюдается внешняя кома.

Если мысленно разбить линзу на круговые кольца, то получим, что лучи, прошедшие через периферические кольца, не фокусируются в фокальной поверхности, а образуют пятна, диаметр и сдвиг которых относительно точки идеального изображения растут с увеличением радиуса кольца, см. рис. 1.3.3б. Освещенность изображения точки падает при смещении к его периферии, от точки  $O$  к области  $O_2$ .

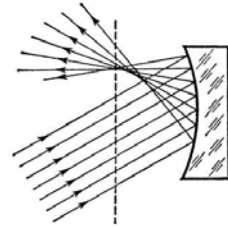


Рис. 1.3.4. Кома параболического зеркала.

### 1.3.3 Астигматизм и кривизна поля

*Астигматизм* – различие фокусных расстояний для изображений точки входной щели лучами, идущими в сагиттальной и меридиональной плоскостях. На осях фокальной плоскости вертикальное удлинение изображения зависит от  $l$  и  $f$  пропорционально вертикальному размеру апертурной диафрагмы и коэффициенту  $S_3$ . Соответственно, меридиональное удлинение пропорционально ширине апертурной диафрагмы. При  $S_3 = 0$  астигматизм отсутствует, но параллельные пучки, падающие на объектив под различными углами к оптической оси, фокусируются не на плоскости, а на поверхности сферы радиусом

$$R = -f/S_4, \tag{1.3.2}$$

что определяет *кривизну поля* изображения.

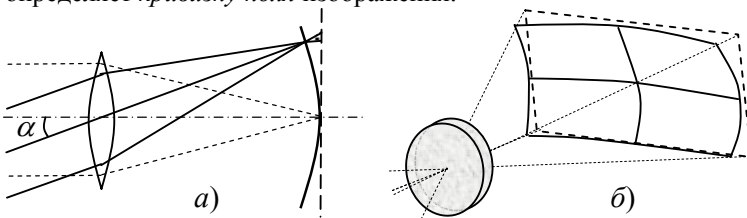


Рис. 1.3.5 Ход лучей при наличии астигматизма и кривизны поля

Астигматизм и кривизна поля приводят к образованию в фокальной плоскости пятна конечного размера, но, в отличие от комы, равномерной освещенности.

На рис. 1.3.5 в меридиональной плоскости показан ход неаксиальных лучей при наличии астигматизма. Параллельный пучок света, падающий на линзу под углом  $\alpha$  к оптической оси, в сагиттальной плоскости фокусируется на фокусном расстоянии от линзы, а в меридиональной – на меньшем расстоянии. Можно поместить детектор в одном из этих фокусов и получить изображение в виде штриха, горизонтального или вертикального. Во всех других случаях освещенное пятно конечно в обоих направлениях и где-то в области между фокусами оно близко к кругу.

На рис. 1.3.5 штриховыми линиями показана идеальная фокальная плоскость, сплошными линиями – реальная фокальная поверхность.

### 1.3.4 Дисторсия

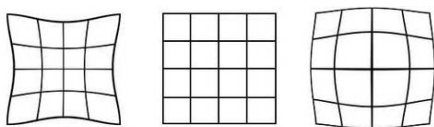


Рис. 1.3.6 Изображения квадрата, искаженное дисторсией. В центре – идеальное изображение, слева – "подушка", положительная дисторсия, справа – "бочка", отрицательная дисторсия.

*Дисторсия* определяется коэффициентом  $S_5$  в (1.3.1). Она не приводит к размытию точки (не зависит от координат  $m$  и  $M$ ), но дает искажение масштабов изображения. Если  $S_5 > 0$ , то квадрат изображается на выходе в виде "подушки", т.е. его углы вытянуты. Если  $S_5 < 0$ , то в виде "бочки", см. рис. 1.3.6.

Для компенсации комы, астигматизма, дисторсии применяют последовательные элементы с положительными и отрицательными  $S_2$ – $S_5$ . В частности, для компенсации астигматизма удобным оказывается применение цилиндрических линз или зеркал. Не изменяя фокусного расстояния в одной из плоскостей, они корректируют его в другой. Кривизна поля может быть просто учтена и компенсирована искривлением щелей прибора.

В общем, проблема борьбы с aberrациями разрешима, но требует высокого профессионализма.

## 1.4 ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

К *оптическим материалам* мы будем относить в первую очередь *прозрачные материалы*. В оптической технике кроме них очень существенны также отражающие материалы, в основном – металлы, и *светофильтры*, т.е. материалы, поглощающие излучение в некоторой спектральной области и используемые для устранения этой области из спектра излучения источника.

### 1.4.1 Дисперсия света в оптических материалах

*Оптической дисперсией называют зависимость фазовой скорости света в среде от частоты или длины волны*<sup>1</sup>. Здесь нас будет интересовать, в основном, закон дисперсии оптического излучения, т.е. излучения в видимой и ближних к ней УФ- и ИК-областях спектра, причем – в прозрачных материалах.

Состояние электромагнитной волны в произвольной среде, содержащей "свободные" заряды, определяющие ее высокочастотную проводимость  $\sigma_0(\omega)$ , и "связанные", дающие вклад в поляризацию  $P(\omega)$ , характеризуемую диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_0(\omega) = 1 - \frac{P(\omega)}{E(\omega)}$ ,

описывается уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma_0 \mathbf{E}, \quad (1.4.1a)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.4.1б)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1.4.1в)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho = 0. \quad (1.4.1г)$$

Здесь  $\rho$  - объемная плотность заряда, равная нулю в однородных материалах,  $\mu$  - магнитная проницаемость,  $\varepsilon_0$  и  $\sigma_0$  - диэлектрическая проницаемость и проводимость.

Соотношения (1.4.1а,б) можно преобразовать, исключив из них  $\mathbf{E}$  или  $\mathbf{H}$  соответственно. Для этого применим к ним операцию *rot* и вос-

---

<sup>1</sup> Вообще, термин *дисперсия* имеет более широкий смысл, но в любом случае это – спектральная зависимость какой-либо характеристики материала или устройства, например – призмы, спектрального прибора. См. также определение термина *дисперсия* на стр. 8.

пользуемся известным из векторной алгебры соотношением  $\text{rot rot } \mathbf{A} = \text{grad div } \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A}$ . Учитывая (1.4.1в,г), получим для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  идентичные уравнения 2-го порядка:

$$\frac{\varepsilon_0 \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \sigma_0 \mu}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \Delta \mathbf{E}, \quad (1.4.2a)$$

$$\frac{\varepsilon_0 \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \sigma_0 \mu}{c^2} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \Delta \mathbf{H}, \quad (1.4.2б)$$

Легко видеть, что эти волновые уравнения соответствуют распространению *затухающей* волны. Действительно, при подстановке в (1.4.2a)  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{i(\mathbf{K}\mathbf{r} - \omega t)\}$  получим для волнового вектора  $\mathbf{K}$ :

$$-K^2 = -\varepsilon_0 \mu \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{4\pi i \sigma_0 \mu \omega}{c^2}, \quad K = \frac{\omega}{c} \left[ \mu \left( \varepsilon_0 + i \frac{4\pi \sigma_0}{\omega} \right) \right]^{1/2}, \quad (1.4.3)$$

откуда следует, что при отличной от нуля проводимости вектор  $\mathbf{K}$  комплексный.

Соотношение (1.4.3) – основное уравнение, связывающее состояние световой волны (ее волновой вектор) с формальными параметрами среды, – проводимостью, диэлектрической и магнитной восприимчивостью. Теперь следует решить механическую часть задачи о движении зарядов среды в высокочастотном электромагнитном поле, определить фигурирующие здесь  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  и  $\mu$  в интересующей области частот, и вопрос о состоянии электромагнитной волны в среде будет решен. Однако, обычно решение механической части задачи оказывается либо сложным, либо вообще невозможным. Тогда задачу следует "обратить" – экспериментально исследовать оптические свойства, а потом из них выводить заключения о состоянии и свойствах электрических зарядов среды. И в том, и в другом случае, правда, нужно сначала привести задачу к виду, удобному для экспериментальной проверки. Для этого продолжим ее формальное рассмотрение.

Согласно (1.4.3), во-первых, волновые векторы в среде и в вакууме различаются только множителем, а во-вторых, в среде  $\mathbf{K}$  оказывается комплексным. Назовем этот комплексный множитель *комплексным показателем преломления* и обозначим:

$$N = \left[ \mu \left( \varepsilon_0 + \frac{4\pi i \sigma_0}{\omega} \right) \right]^{1/2} \equiv n + ik \quad (1.4.4)$$

Его вещественная и мнимая части,  $n$  и  $k$ , называются *показателями преломления и поглощения* соответственно. Подставив  $K = \omega \cdot (n + ik)/c$  в выражение для волны, распространяющейся в направлении  $x$ , получим:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left\{i\omega\left(\frac{nx}{c} - t\right)\right\} \exp\left\{-\frac{k\omega x}{c}\right\}, \quad (1.4.5)$$

т.е. вещественная часть  $N$  определяет скорость распространения света  $v = c/n$  и, следовательно, закон преломления света на границе раздела двух сред, а мнимая часть,  $k$ , – *затухание волны в пространстве*. **Коэффициент поглощения**  $\alpha$ , характеризующий скорость затухания интенсивности света в среде и фигурирующий в законе Бугера-Ламберта  $I(x) = I_0 \exp(-\alpha x)$ , связан с **показателем поглощения**  $k$  (поскольку  $I \sim E^2$ ) соотношением:

$$\alpha = \frac{2k\omega}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (1.4.6)$$

Величины  $n(\omega)$  и  $k(\omega)$ , следовательно, легко измеримы – по преломлению и поглощению. Нас же интересует их ожидаемая частотная зависимость. Вернемся для этого к определению (1.4.4) и несколько преобразуем его.

Во-первых, для ферромагнитных веществ можно пренебречь магнитными взаимодействиями и считать  $\mu = 1$ . Во-вторых, в оптической области можно пренебречь подвижностью ионов и считать, что они остаются практически неподвижными. Под действием столь высокочастотного поля успевают как-то реагировать только электроны. В-третьих, разделение электронов на "связанные" и "свободные" и, соответственно, раздельное рассмотрение двух типов реакции среды на электрическое поле (диэлектрической поляризации и проводимости) оказывается не вполне обоснованным. Одни и те же электроны могут давать вклад в оба типа реакции, а соотношение этих вкладов зависит от частоты действующего излучения. Поэтому удобно ввести обобщенные понятия – **комплексных поляризуемости**,  $\varepsilon'(\omega)$ , и **проводимости**,  $\sigma'(\omega)$  :

$$\varepsilon' = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \varepsilon_0 + i \frac{4\pi\sigma_0}{\omega} \quad (1.4.7)$$

$$\sigma' = \sigma_1 + i\sigma_2 = \sigma_0 - i \frac{\omega}{4\pi} \varepsilon_0 = i \frac{4\pi}{\omega} \varepsilon' . \quad (1.4.8)$$

Как видно из (1.4.7), (1.4.8), комплексные электропроводность и диэлектрическая проницаемость – полностью эквивалентные понятия, отличаются только множителем. Но поскольку этот множитель мнимый, то вещественные и мнимые части  $\varepsilon'(\omega)$  и  $\sigma'(\omega)$  меняются местами. Вещественная часть  $\varepsilon'(\omega)$  и мнимая  $\sigma'(\omega)$  характеризуют диэлектрические свойства среды, мнимая же часть  $\varepsilon'(\omega)$  и вещественная  $\sigma'(\omega)$  – поглощение излучения.

Выбор между  $\varepsilon'(\omega)$  и  $\sigma'(\omega)$  при решении механической части задачи о взаимодействии высокочастотного излучения с веществом зависит от типа вещества и интересующей спектральной области. Так, в металлах и полупроводниках с высокой подвижностью носителей электроны можно считать подвижными, "свободными", обеспечивающими конечную проводимость при  $\omega \rightarrow 0$ . В этом пределе, очевидно, электропроводность становится вещественной,  $\sigma_2 \rightarrow 0$ . На низких частотах энергия поля поглощается электронами и передается решетке (Джоулево тепло). При этом все переходы осуществляются в практически непрерывном спектре, они не квантованы. На высоких частотах, при которых среднее время между двумя столкновениями электрона с решеткой  $\tau_p$  становится сравнимо или больше  $2\pi/\omega$ , электрон за половину периода может не успеть отдать решетке накопленную энергию и возвращает ее всю на следующем полупериоде. Иными словами, он начинает отчасти вести себя как связанный, совершать колебательные движения относительно некоторого положения равновесия. Почти как электроны, связанные в атомах и молекулах. Для этих веществ (металлов) удобно рассмотреть модель почти свободных электронов с временем рассеяния импульса  $\tau_p$  и вычислять зависимость проводимости от частоты.

Если же в исследуемом веществе носители заряда имеют низкую подвижность, т.е. их можно считать локализованными в малом объеме, на атомах или молекулах, то удобнее исходить из расчета поляризации и  $\varepsilon$ . В этом случае каждый электрон – осциллятор со своим спектром разрешенных переходов  $\omega_i$ . Поглощение энергии излучения возможно квантами  $\hbar\omega_i$ , а на частотах  $\omega_0$ , не соответствующих этим разрешенным переходам, происходит лишь поляризация атомов. Величина поляризации  $P(\omega) = \alpha(\omega)E(\omega)$  и сдвиг фаз между  $P(\omega)$  и  $E(\omega)$  зависят от разности  $(\omega_0 - \omega_i)$ .

Мы воспользуемся этим подходом, поскольку интересующие нас вещества – не металлы.

Согласно (1.4.4), (1.4.7), взаимосвязь компонент  $N$  и комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'$  описывается выражениями:

$$N = n + ik = \sqrt{\varepsilon'}, \quad N^2 = n^2 + k^2 + 2ink = \varepsilon' = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \Rightarrow$$

$$\varepsilon_1 = n^2 + k^2, \quad \varepsilon_2 = 2nk = \frac{4\pi\sigma_0}{\omega}, \quad (1.4.9)$$

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \right)}, \quad k(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left( -\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \right)}. \quad (1.4.10)$$

Подобным образом выглядят и формулы, связывающие  $n(\omega)$  и  $k(\omega)$  с комплексной электропроводностью  $\sigma'(\omega) = \sigma_1(\omega) + \sigma_2(\omega)$  :

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega} \left( -\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right)}, \quad k(\omega) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega} \left( \sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right)}. \quad (1.4.11)$$

Отметим также, что  $\text{Im}(\varepsilon') = 2nk$  определяет объемную плотность поглощенной энергии. Действительно, объемная плотность поглощенной энергии  $\mathbf{W} = \text{Re}(\mathbf{J}\mathbf{E})$ . Эффективность поглощения энергии  $\eta = \text{Re}(\mathbf{J}\mathbf{E})/|\mathbf{E}|^2$ . Здесь  $\mathbf{J}$  – ток, возникающий в среде. Он может быть определен из правой части (1.4.1a):

$$\mathbf{J} = \left( -i \frac{\omega\varepsilon_0}{c} + \frac{4\pi\sigma_0}{c} \right) \mathbf{E} = -i \frac{\omega\varepsilon'}{c} \mathbf{E} = -i \frac{\omega}{c} N^2 \mathbf{E},$$

откуда, с учетом (1.4.9), получим:

$$\eta = \frac{2nk\omega}{c} = \frac{4\pi nk}{\lambda}. \quad (1.4.12)$$

#### 1.4.1.1 Спектр одиночного осциллятора

Независимо от того, какова природа электронного поглощения<sup>1</sup> в рассматриваемом веществе, т.е. это переходы в дискретном или непрерывном спектре, поглощение и преломление света оказываются взаимозависимыми явлениями, так как оба определяются динамическими характеристиками одной и той же системы. Эта взаимосвязь может быть наглядно продемонстрирована на примере спектра одиночного классического осциллятора (см., например, [8], гл. 2, [9], гл. 8).

Пусть электрическое поле волны частотой  $\omega$  направлено вдоль оси  $x$ , а электрон в потенциальной яме представляет собой классический

---

<sup>1</sup> Ионное поглощение мы не рассматриваем, но и для него приведенные ниже соотношения справедливы.

осциллятор с собственной частотой  $\omega_0$ , массой  $m$  и затуханием, пропорциональным скорости движения электрона  $\dot{x}$ . Тогда возвращающая сила равна  $m\omega_j^2 x$ , тормозящая –  $m\Gamma\dot{x}$ . Затухание  $\Gamma$  мы здесь ввели просто как коэффициент пропорциональности между скоростью и ускорением торможения. Размерность  $\Gamma$  – угловая частота.

Уравнение движения электрона в поле волны запишется в виде:

$$m\ddot{x} + m\Gamma\dot{x} + m\omega_j^2 x = -eE_x \exp(i\omega t). \quad (1.4.13)$$

Решение этого уравнения – вынужденные синусоидальные колебания вдоль  $x$  с частотой  $\omega$  и комплексной амплитудой

$$x_j = -\frac{eE_x}{m} \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}. \quad (1.4.14)$$

Такое смещение создает поляризацию (также в направлении  $x$ ),

$$P_x = -Nex_j = \frac{Ne^2 E_x}{m} \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma} \quad (1.4.15)$$

(где  $N$  – концентрация осцилляторов) и, следовательно, величина диэлектрической проницаемости (в системе СГСЭ):

$$\varepsilon = (n + ik)^2 = 1 + \frac{4\pi P_x}{E_x} = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}. \quad (1.4.16)$$

Ее вещественная и мнимая части:

$$\text{Re}(\varepsilon) = n^2 - k^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{\omega_j^2 - \omega^2}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}, \quad (1.4.17a)$$

$$\text{Im}(\varepsilon) = 2nk = \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{\omega\Gamma}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}. \quad (1.4.17b)$$

Поскольку  $\Gamma \ll \omega_0$ , интеграл от полосы поглощения равен

$$\int_0^\infty 2nk \cdot d\omega = \frac{4\pi^2 Ne^2}{m\omega_j}$$

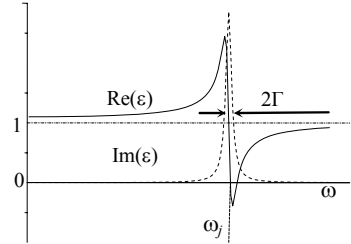
и пропорционален концентрации осцилляторов  $N$ .

Как видно из рис. 1.4.1, спектр поглощения одиночного осциллятора имеет форму лоренцева контура с центром при  $\omega_0$ , полушириной  $2\Gamma$  и амплитудой, обратно пропорциональной  $\Gamma$ . За его пределами  $k = 0$ , и



$\text{Re}(\varepsilon) \approx n^2$ . Нам важно, что в низкочастотной области  $n$  изменяется по закону, определяемому теми же параметрами вещества, которые определяют контур поглощения, т.е.  $N, \omega_j, \Gamma$ .

Рис. 1.4.1 Спектральная зависимость вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости ансамбля одиночных осцилляторов на оптических частотах.



Вдали от  $\omega_j$ , в не очень плотной среде (газы при не слишком больших давлениях)  $n \approx 1$  и тогда закон дисперсии становится очень простым:

$$n - 1 \approx \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{\omega_j^2 - \omega^2}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \approx \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2}. \quad (1.4.18)$$

Приведенные соотношения получены в классическом приближении и записаны в системе СГСЭ.

Эту модель можно распространить и на описание реальных сред, предположив, что весь спектр поглощения – сумма вкладов таких вот одиночных осцилляторов, со своими  $N_j, \omega_j$  и  $\Gamma_j$ . И результирующая спектральная дисперсия – сумма откликов всех осцилляторов.

Квантовомеханический расчет для оптических переходов в дискретном энергетическом спектре дает практически тот же результат, но к тому же – возможность рассчитать  $N_j, \omega_j$  и  $\Gamma_j$ . Относительные интенсивности принято описывать, правда, не различными  $N_j$ , а безразмерными параметрами, **силами осциллятора**  $f_j$  ([8], глава 2, [9], глава 8). Они определяют вероятность участия электрона в данном переходе. **Силы осцилляторов** подчиняются **правилу сумм** Томаса-Райхе-Куна:  $\sum_j f_j = 1$ . По сути, это правило отражает тот факт, что в любой момент

времени каждый электрон может участвовать только в одном переходе.

Для системы с  $N$  электронами справедливо:

$$\varepsilon - 1 = (n + ik)^2 - 1 = \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_j}. \quad (1.4.16a)$$

### 1.4.1.2 Дисперсионные соотношения Крамерса-Кронига

Взаимосвязь спектров вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости можно доказать и в общем случае, основываясь только на **принципе причинности** – зависимости состояния системы зарядов от внешнего воздействия лишь в **предшествующие** моменты времени.

Величины вещественной,  $\varepsilon_1(\omega)$ , и мнимой,  $\varepsilon_2(\omega)$  частей диэлектрической проницаемости связаны интегральными соотношениями, выведенными Крамерсом и Кронигом:

$$\varepsilon_1(\omega_0) - 1 = \frac{2}{\pi} \text{v.p.} \int_0^{\infty} \frac{\omega \cdot \varepsilon_2(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega, \quad (1.4.19a)$$

$$\varepsilon_2(\omega_0) = \frac{2\omega_0}{\pi} \text{v.p.} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (1.4.19b)$$

(берется главное значение интеграла).

Если известен полный спектр одной из компонент  $\varepsilon$ , то можно вычислить значение другой компоненты для любой частоты, т.е. также весь спектр.

Для описания оптических свойств можно с одинаковым успехом использовать разные характеристики. В (1.4.9)-(1.4.11) приведены соотношения (однозначные) между комплексными диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , световой проводимостью  $\sigma$ , коэффициентом преломления  $N$ . Этот перечень идентичных по информативности параметров полезно дополнить и таким, как комплексная амплитуда отражения  $r$  при падении света, близком к нормальному.

Соответственно, выражения (1.4.19) можно переписать в форме, описывающей взаимосвязь вещественной и мнимой частей любых из этих параметров. Польза преобразований (1.4.19) в том, что они могут быть использованы для обработки различных экспериментальных данных.

Например, относительно легко измеримый коэффициент отражения  $R$  – квадрат комплексной амплитуды отраженной волны:

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2 = \left| \sigma(\omega) \cdot e^{-i\varphi(\omega)} \right|^2,$$

где  $\sigma$  - амплитуда,  $\varphi$  - сдвиг фазы при отражении. С показателями преломления и поглощения  $r$  связано соотношением:

$$r = \sigma \cos \varphi - i \sigma \sin \varphi = \frac{n - ik - 1}{n - ik + 1}.$$

На интересующей нас частоте  $\omega_0$  амплитуду можно определить по измеренному коэффициенту отражения  $\sigma(\omega_0) = \sqrt{R(\omega_0)}$ , а фазу вычислить из соотношения:

$$\varphi(\omega_0) = -\frac{\omega_0}{\pi} \text{v.p.} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (1.4.20)$$

Затем показатели преломления и поглощения вычисляются по формулам [8]:

$$n = \frac{1 - \sigma^2}{1 + \sigma^2 - 2\sigma \cos \varphi}, \quad k = \frac{2\sigma \sin \varphi}{1 + \sigma^2 - 2\sigma \cos \varphi}. \quad (1.4.21)$$

Иногда оказывается проще измерить **коэффициент поглощения**  $\alpha$  (не путайте с **показателем поглощения**  $k$ , см. соотношение 1.4.8), а соотношение 1.4.19а можно привести к виду:

$$n(\omega_0) - 1 = \frac{c}{\pi} \text{v.p.} \int_0^{\infty} \frac{d\alpha}{d\omega} \ln \left[ \frac{\omega + \omega_0}{\omega - \omega_0} \right] \cdot d\omega. \quad (1.4.22)$$

Или, заменив переменную интегрирования на  $\lambda$ , получим

$$n(\lambda_0) - 1 = \frac{1}{2\pi^2} \text{v.p.} \int_0^{\infty} \frac{\alpha \cdot d\lambda}{1 - \lambda^2/\lambda_0^2}, \quad (1.4.23a)$$

что в пределе  $\omega \rightarrow 0$ ,  $\lambda \rightarrow \infty$  даст очень существенный результат:

$$n(0) - 1 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \alpha \cdot d\lambda. \quad (1.4.23b)$$

**Длинноволновый предел коэффициента преломления определяется интегралом от спектра поглощения.**

Интегральные соотношения (1.4.19) чрезвычайно полезны и широко используются в оптике твердых тел. Разработано много форм их записи, но главное – имеется большой опыт по построению экстраполяций измеряемых величин на области частот, не доступные в эксперименте. Ведь точное использование соотношений (1.4.19) требует знания какого-нибудь спектра во всей бесконечной частотной области, что в принципе не возможно. Оптимальные экстраполяционные соотношения

оказываются различными для разных классов веществ и, конечно, идеальных экстрополяций не существует. Общие рекомендации по применению соотношений (1.4.19) могут быть сформулированы следующим образом:

- не нужно пытаться использовать их для вычислений вне экспериментально доступной области частот, особенно, если доступна не вся область собственного поглощения;

- ошибки вычислений искажают, в основном, абсолютные величины искомых параметров. Положения их спектральных особенностей (экстремумов) воспроизводятся более успешно.

### 1.4.1.3 Спектральная дисперсия в изотропных материалах

Область поглощения валентных электронов в твердых телах обычно непрерывна и простирается до "мягкого рентгеновского" излучения ( $h\nu$  до десятков эВ). Интересующая нас область прозрачности расположена с длинноволновой стороны от области поглощения, так что в выражении (1.4.16а)  $\omega < \omega_j$ . Если к тому же  $\omega\Gamma_j$  малы по сравнению с  $(\omega_j^2 - \omega^2)$ , то  $\text{Im}(\epsilon) = 2nk \approx 0$  и поглощение пренебрежимо мало и мы получаем из (1.4.16а):

$$\epsilon(\omega) = n(\omega)^2 = 1 + \sum_j f_j \frac{\omega_p^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1.4.24)$$

где 
$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}} \text{ - плазменная частота.} \quad (1.4.25)$$

При  $\omega \ll \omega_j$  и, в пределе  $\omega \rightarrow 0$ , частотная зависимость  $\epsilon$  и  $n$  вообще пропадает:

$$\epsilon(0) = n(0)^2 = 1 + \sum_j f_j \frac{\omega_p^2}{\omega_j^2} > 1, \quad (1.4.26)$$

а с увеличением частоты монотонно возрастает.

Спектральную дисперсию характеризует величина производной от показателя преломления,  $\partial n / \partial \omega$  или  $\partial n / \partial \lambda$ . Нетрудно убедиться, что она также монотонно растет при приближении к краю поглощения.

Таким образом, из (1.4.16) и (1.4.19-1.4.26) следует, что:

- 1) В области  $\omega < \omega_j$  диэлектрическая проницаемость и показатель преломления превышают единицу,  $\epsilon(\omega) > 1$ ,  $n(\omega) > 1$ ;

- 2) При  $\omega \ll \omega_j$ , т.е. при удалении в длинноволновую сторону от области поглощения  $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon_1(\omega)} \rightarrow \text{Const} > 1$ . Дисперсия  $\partial n / \partial \omega$  или  $\partial n / \partial \lambda$  стремится, следовательно, к нулю. Величина  $n$  определяется интегралом от спектра поглощения ;
- 3) При приближении к области поглощения,  $\omega \rightarrow \omega_1$ , монотонно возрастает не только  $n(\omega)$  (см. (1.4.24)), но и  $\partial n / \partial \omega$ ;
- 4) Любое изменение спектра поглощения (из-за нагрева, наложения механических напряжений, электрического поля или введения примесей) с необходимостью приводит к изменению  $n(\omega)$  в области прозрачности. Это легко видеть из (1.4.23).

Отсюда ясно, что в призме коротковолновая часть спектра будет отклоняться на больший угол и угловая дисперсия также будет больше в коротковолновой области. Это заставляет делать призмы из материалов, край поглощения которых лежит возможно ближе к нашей рабочей области (стекло для видимой, кварц для УФ-области). А для изготовления линз-ахроматов нужны материалы с широкой областью прозрачности (например, флюорит,  $\text{CaF}_2$ , который поглощает только при  $\lambda < 130$  нм, в далекой вакуумной УФ-области).

В видимой области большинство оптических стекол имеет коэффициент преломления в диапазоне 1,4...1,8, разность  $n(\omega)$  на краях области – 0,009...0,05. Стекла с малым  $n$  и малой дисперсией называют *крон*, с большим  $n$  и большой дисперсией – *флинт*. В этих группах стекла делят на "легкие" и "тяжелые". *Легкий крон* – стекла с наименьшими  $n$  и дисперсией; *тяжелый флинт* – с наибольшими. Уникальные ювелирные качества алмаза определяются в первую очередь его уникальными оптическими характеристиками: в видимой области,  $n = 2,4...2,46$ .

## 1.4.2 Оптически анизотропные материалы

Все аморфные вещества оптически изотропны в нормальном состоянии<sup>1</sup>, так же как они изотропны и по механическим, и термическим

---

<sup>1</sup> В работе "Фотоэластический эффект" Вы убедитесь, что при наличии внутренних напряжений или при появлении неоднородной внешней нагрузки даже аморфные вещества становятся оптически анизотропными. Этим пользуются, например, для обнаружения внутренних напряжений в стеклах, возникающих при быстром и неравномерном охлаждении. Например, после пайки.

свойствам. Это – следствие их пространственной разупорядоченности, которая в макроскопических телах приводит к тому, что в идентичные атомные кластеры<sup>1</sup> среднем ориентированы в пространстве произвольным образом. В результате и их усредненная по образцу реакция на внешнее возбуждение не зависит от направления прикладываемой силы, т.е. при облучении – от направления электрического вектора световой волны.

Кристаллы же в общем случае анизотропны. Здесь направления валентных связей строго ориентированы, и, если не все они идентичны, то их поляризуемости различаются и диэлектрическая проницаемость кристалла зависит от направления действующего электрического поля. В результате возникают весьма необычные оптические свойства, впервые обнаруженные датчанином Эразмом Бартолином. Его работа 1669 г. называлась: "Опыты с кристаллами исландского известкового шпата, которые обнаруживают удивительное и странное преломление".

"Удивительным и странным" оказалось разделение светового пучка на два, *обыкновенный* (ordinary) и *необыкновенный* (extraordinary). Названия возникли из того, что первый ведет себя при наблюдении преломления обычным образом (коэффициент преломления  $n = 1,658$ ), второй – весьма странным. Для него коэффициент преломления и, следовательно, отношение  $\sin\alpha/\sin\beta$  изменяются в диапазоне  $1,486 \div 1,658$ , зависят от направления распространения луча  $\beta$  и угла падения  $\alpha$ .

Объяснение этого явления было дано уже в 1690 г. Х. Гюйгенсом, в его "Трактате о свете". Там же были введены понятие и термин "оптическая ось кристалла". Гюйгенс, правда, не дошел до представлений о поляризации света. Их развил Ньютон, но - в корпускулярной теории света. Сейчас мы знаем, что двойное лучепреломление проще описывать в волновой теории света, исходя из уравнений Максвелла и полагая кристалл *оптически анизотропным*.

Этот вопрос достаточно полно изложен в [10]. Хорошая и краткая статья "кристаллооптика" помещена в [11]. Здесь мы напомним только суть явления.

Под *оптической анизотропией* понимается зависимость оптических свойств, т.е. коэффициентов преломления и, возможно, поглощения, от направления электрического вектора световой волны. *Оптическая ось* – такое направление распространения луча в кристал-

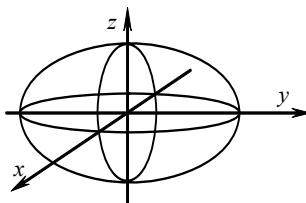
---

<sup>1</sup> *Кластер* – ограниченный атомный ансамбль, имеющий, как правило, определенную структуру, диктуемую конфигурацией ковалентных связей.

ле, для которого скорость распространения (коэффициент преломления) не зависит от поляризации света. Иными словами, для всех направлений электрического вектора, перпендикулярных оптической оси, коэффициент преломления одинаков. В изотропном материале оптических осей бесконечное множество, так что о них и говорить не имеет смысла. Но представим себе, что вдоль какого-то одного направления диэлектрическая проницаемость оказалась отличной от проницаемости в двух других. На рис. 1.4.2 это – ось  $y$ . Все перпендикулярные ей сечения – окружности, так что луч, пущенный вдоль этого направления, не испытывает двойного лучепреломления. И для  $x$ -, и для  $z$ -проекции его электрического вектора коэффициент преломления одинаков. Мы получили *одноосный кристалл*. Для всех направлений, отличных от  $y$ , перпендикулярные сечения – эллипсы, не окружности. Коэффициент преломления и скорость распространения луча уже будут зависеть от поляризации.

Теперь представим себе, что в пластинке два направления, параллельных поверхности, не идентичны. Как принципиальные, выделим направления с экстремальными значениями  $n$  и обозначим их  $y$  и  $z$ , т.е. поверхности пластинки лежат в плоскости  $yz$ , а ось  $x$  перпендикулярна им.

Рис. 1.4.2. Эллипсоид вращения, модуль радиус-вектора в каждой его точке его поверхности равен  $n = \sqrt{\epsilon}$  в данном направлении. Ось  $y$  – оптическая ось.



Плоскополяризованный луч, параллельный  $x$ , но с произвольным направлением поляризации, "распадается" на две компоненты – с  $E||y$  и  $E||z$ . Точнее, он возбуждает в кристалле колебания электронов в обоих направлениях, и  $y$ , и  $z$ . Но из-за различий свойств этих осцилляторов (собственных частот и затуханий, см. раздел 1.4.1.1)  $y$ - и  $z$ -компоненты луча распространяются с разными скоростями.

Если луч падает на поверхность по нормали, то в пространстве эти компоненты не будут разделены и на выходе из пластинки (опять-таки, через поверхность, перпендикулярную им обеим) снова попадут в однородную среду, вакуум, где они также будут распространяться вдоль той же прямой. Теперь уже скорость от поляризации не зависит, но к моменту выхода из кристалла между компонентами "набежала" разность фаз. В получившемся луче колебания по двум взаимноперпендикуляр-

ным направлениям по-прежнему происходят с одинаковой частотой и распространяются с одинаковой скоростью, но они уже не синфазны.

На рис. 1.4.3 показано "сечение" этой картины. Отмечены две взаимно перпендикулярные плоскости в пластинке, с различными  $n$ . На пластинку слева падает луч, поляризованный под углом  $45^\circ$  к ним обоим, так что в каждый момент времени величины проекций вектора  $E$  на направления  $y$  и  $z$  одинаковы. На рисунке они показаны штриховыми стрелками.

В  $z$ -направлении коэффициент преломления меньше, скорость распространения и длина волны больше, так что на толщине пластинки поместилось  $K_z$  длин волн. А в  $y$ -направлении скорость и длина волны меньше, на толщине пластинки помещается  $K_y > K_z$  длин волн, так что  $y$ -компонента отстала по фазе. На рисунке – точно на  $\pi/2$ . И поскольку амплитуды обеих компонент одинаковы, то в данном случае получилась круговая поляризация прошедшего излучения. На выходном луче отмечены величины и направления вектора  $E$  для 4-х моментов времени.

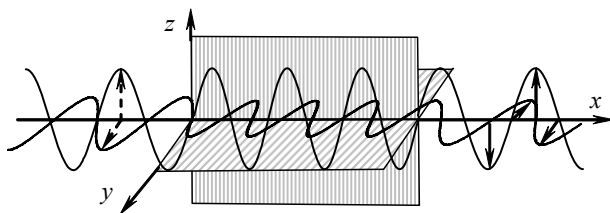


Рис. 1.4.3. Сдвиг фаз между компонентами различных поляризаций при прохождении через пластинку, вырезанную из анизотропного одноосного кристалла так, что оптическая ось параллельна поверхности.

Если изменить направление поляризации падающего луча, то амплитуды  $y$ - и  $z$ -компонент окажутся различными и на выходе получим эллиптическую поляризацию, с осями, параллельными направлениям  $y$  и  $z$ . Если же сдвиг фаз окажется иным, то в любом случае получим эллипс, а ориентация осей и их отношение зависят и от падающего луча, и от набравшей разности фаз.

В работе "Фотоэластический коэффициент" поляризацию падающего луча лучше ориентировать под  $45^\circ$ , иначе будет сложнее анализировать полученный эффект.

Если в кристалле оказались различны все три направления, получим двухосный кристалл. На рис. 1.4.4 изображен эллипсоид диэлектриче-



ской проницаемости с тремя различными осями, так, что  $\epsilon_z < \epsilon_x < \epsilon_y$ . Рассмотрим сечения эллипсоида плоскостями, включающими ось  $x$ . Нормали к этим плоскостям лежат в плоскости  $yz$  включающей направления максимальной и минимальной проницаемостей.

В сечении плоскостью  $xz$  получаем эллипс с осями  $\epsilon_z < \epsilon_x$ . В сечении  $xy$  – с осями  $\epsilon_y > \epsilon_x$ . Но при некоторых промежуточных положениях плоскости сечения получим окружности, т.е. независимость диэлектрической проницаемости и коэффициента преломления от направления электрического вектора световой волны, распространяющейся перпендикулярно этим плоскостям. Эти направления, отмеченные на рис. 1.4.4 жирными стрелками, являются

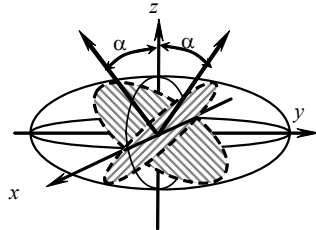


Рис. 1.4.4 Эллипсоид поляризуемости в двухосном кристалле

оптическими осями, причем их обязательно две. Они лежат в плоскости  $yz$  (т.е. в плоскости, проходящей через направления с экстремальными величинами проницаемости) и расположены симметрично относительно осей  $y$  и  $z$ .

Для нас основной интерес будут представлять *одноосные кристаллы*, в которых распространение линейно поляризованного излучения с двумя из трех возможных направлений вектора поляризации характеризуются одинаковыми показателями преломления  $n_o$ , третье характеризуется иным значением,  $n_e$ . Это третье направление и есть оптическая ось кристалла, поскольку условия распространения луча в этом направлении не зависят от поляризации.

### 1.4.3 Оптические материалы, применяемые в практике спектроскопии

Прозрачные материалы – это полупроводники или диэлектрики, у которых достаточно велика ширина запрещенной зоны  $\Delta E$ , энергетического интервала между заполненными и свободными разрешенными электронными состояниями. Коротковолновый *край пропускания* таких материалов – то же, что длинноволновый *край собственного поглощения*<sup>1</sup>. *поглощения*, его красная граница В ИК-области существенно так-

<sup>1</sup> "Собственным" называется поглощение, обусловленное переходами электронов между состояниями, свойственными основному веществу. Альтернати-

же поглощение, обусловленное чисто колебательными возбуждениями и поглощением свободных электронов.

Таблица 1.4.1  
Области прозрачности некоторых оптических материалов

Материалы	Интервал длин волн, мкм	Материалы	Интервал длин волн, мкм
стекло	0,40-3,0	Ge	1,8-23
кварц	0,16-4,0	NaCl	0,2-20
LiF	0,12-9,0	KBr	0,25-35
CaF <sub>2</sub>	0,13-12,0	CsBr	0,55-40
Si	1,20-15,0	KRS-5	0,20-45

Кроме оптических свойств, применимость материалов для изготовления оптических деталей определяется также их механическими, химическими и другими свойствами. Оптическое окно, призма, линза должны быть прочны и устойчивы, по крайней мере, к обычным атмосферным воздействиям.

Практика спектроскопии из бесчисленного набора возможных выделила довольно ограниченный круг материалов, хорошо зарекомендовавших себя во всех отношениях. Коротковолновой границей пропускания оптических материалов можно считать длину волны  $\lambda = 105$  нм,  $h\nu = 11,8$  эВ. Это – край пропускания LiF. Правда, механические свойства и гигроскопичность этого материала существенно ограничивают его применимость в практике спектроскопии в ВУФ-области. По этим "вторичным" свойствам существенно предпочтительнее оказывается MgF<sub>2</sub>, имеющий границу около  $\lambda = 112$  нм,  $h\nu = 11,07$  эВ. Это – одноосный кристалл. Его коэффициент теплового расширения в направлении, перпендикулярном оси, близок к коэффициенту расширения многих стекол, так что окно, правильно вырезанное из кристалла MgF<sub>2</sub>, может быть спаяно со стеклом или, через стекло, с ме-

---

вой собственному является примесное поглощение, в котором участвуют электронные состояния, связанные с примесями или дефектами структуры. Иногда целесообразно выделять также поверхностное поглощение.

таллом. У нас выпускаются два типа фотоэлектронных умножителей с  $\text{MgF}_2$ -окнами, – ФЭУ-142 и ФЭУ-154.

В таблице 1.4.1 приведены области использования некоторых из наиболее распространенных материалов, применяемых в спектроскопии. Относительно аморфных материалов, стекол и плавленого кварца, следует только отметить, что у них во-первых, край поглощения не столь резко выражен, как у кристаллов. Во-вторых, положение края существенно зависит от имеющихся примесей и от микроструктуры, определяемой, в том числе, технологией изготовления стекла. Иногда приходится специально проверять разные партии стекла, изготовленные, казалось бы, совершенно одинаково. И во всех случаях оказывается очень существенна обработка поверхности, качество полировки и предыстория готового окошка. Ионные кристаллы все гигроскопичны, в том числе и  $\text{LiF}$ , и  $\text{MgF}_2$ , так что их очень полезно после длительной выдержки на воздухе прокалить, уменьшить количество адсорбированных гидроксильных групп.

Особо нужно сказать про стекла. Само понятие "стекло" никак не определяет химического состава этого материала, а характеризует только его структуру (аморфное, изотропное вещество) и некоторые особенности фазовых переходов стекло-расплав и стекло-кристалл. Стекло – это переохлажденная жидкость, в которой при охлаждении из-за быстрого роста вязкости атомы не успели перестроиться для образования кристаллической структуры, энергетически более выгодной. Стекла, в основном, диэлектрики, но бывают и металлические, и полупроводниковые стекла.

В спектроскопии используются стекла, в основном, на основе  $\text{SiO}_2$ . Чистый  $\text{SiO}_2$ , кварц, может быть и кристаллическим, и стеклообразным. В стеклообразной фазе он обладает многими замечательными свойствами. Он изотропен и термостоек (температура размягчения порядка  $1200^\circ\text{C}$ ). Это – диэлектрик<sup>1</sup>, прозрачный в очень широкой спектральной области. Имеет очень низкий температурный коэффициент линейного расширения (ТКР), порядка  $5 \cdot 10^{-7}$  1/град.

Большинство оптических стекол –  $\text{SiO}_2$  с примесями иных окислов. Они снижают температуру обработки, существенно увеличивают ТКР и сужают область прозрачности. Список используемых стекол огромен.

---

<sup>1</sup> Наличие свободных электронов в полупроводниках и металлах неизбежно приводит к эффективному отражению при  $\omega \ll \omega_p$  (см. (1.33)) и к интенсивному поглощению во всей оптической области.

У обычных, оконных или "химических"<sup>1</sup> стекол коротковолновая граница пропускания – примерно 0,32-0,35 мкм. Границу у 0,2 мкм имеет так называемое увиолевое стекло, не содержащее примесей Fe. Через тонкое увиолевое окно, если оно из удачной партии, можно пропустить 30% и более (по интенсивности) ртутной линии 185 нм. Примерно так же, т.е. с заметной, но не катастрофичной потерей интенсивности, через окно плавленого кварца можно пропустить ксеноновую линию 147 нм.

Часто примеси вводят в стекла для создания специальных форм их спектров пропускания (поглощения), для создания цветных стекол. Ломоносов в свое время основал в Петербурге Завод Оптического Стекла для изготовления мозаичных картин (в первую очередь – икон) и витражей. Ныне этот завод выпускает богатый набор оптических фильтров.

ТКР – очень важная характеристика оптических материалов. Во-первых, все стекла хрупки и локальные перегревы могут быть катастрофичны для стекол с большими ТКР. Во-вторых, термическое расширение неизбежно сопровождается и изменениями оптических свойств. Наконец, узлы крепления оптических деталей не должны разрушаться при изменении температуры, так что ТКР линз и призм должны быть согласованы с ТКР конструкционных материалов.

Большинство стекол имеет ТКР в диапазоне  $(30...110) \cdot 10^{-7}$  1/К. Здесь верхняя граница – ТКР многих конструкционных сталей. Малые ТКР полезны сами по себе, т.к. гарантируют малые изменения габаритов в рабочем интервале температур, что важно, например, при изготовлении дифракционных решеток. Их нарезают на слое алюминия, нанесенного на стеклянную подложку с ТКР порядка  $(30...40) \cdot 10^{-7}$  1/К.

---

<sup>1</sup> "Химическими" называют стекла, обычно используемые для изготовления химической посуды. Их ТКР составляют, в основном,  $(90...95) \cdot 10^{-7}$  1/К.

## 1.5 ФОТОМЕТРИЯ

Что значит "ИЗМЕРИТЬ СВЕТ"?

В начале этого описания мы сделали оговорку, что не будем делать различий между такими терминами, как "*свет*" и "*оптическое излучение*", хотя, строго говоря, свет – это то, что мы видим, что воспринимает человеческий глаз. Поэтому оптическое излучение в УФ– ( $\lambda < 400$  нм) и ИК–области ( $\lambda > 800$  нм) – *не свет*. Но уже давно все измерения и в видимой области проводятся приборами со спектральными характеристиками, сильно отличными от *спектра видности* (см. рис. 1.5.1 и табл. 1.5.3, стр. 50). Выделение в полном спектре излучения некоторой довольно узкой области по тому только признаку, что мы его можем зарегистрировать без прибора, бывает удобно, но для нас – не принципиально. А термин "свет" так понятен и привычен, что очень не хочется от него отказываться.

Для того чтобы полностью охарактеризовать условия освещения поверхности монохроматическим излучением, необходимо определить:

1. *Длину волны излучения* (или частоту, энергию фотонов).

2. *Интенсивность*. Она может быть измерена в энергетических единицах либо в величинах квантовых потоков. Размерности соответственно  $[\text{Дж}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}]$  или  $[\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}]$ . Если энергию фотонов мы знаем, то пересчет одних единиц в другие очевиден:  $E = N \cdot h\nu = N \cdot hc/\lambda$ .

3. *Пространственную структуру*. Сюда включим все – и поляризацию излучения, и распределение интенсивности по излучающей или освещаемой поверхности, и распределение по углам падения, и когерентность.

4. *Временную структуру*, т.е. закон изменения во времени интенсивности или других параметров излучения. Например, степени поляризации.

Если облучение немонохроматично, то все эти параметры надо найти для каждой присутствующей длины волны. Это очень сложно и далеко не всегда нужно. Наиболее часто возникает более простая задача – *измерить интенсивность* направленного излучения, причем приемную площадку детектора удастся расположить нормально к лучу. Это удобно, так как исчезает зависимость коэффициента отражения и, следовательно, чувствительности детектора от поляризации света. Под *спектром излучения* обычно понимается зависимость интегральной (по времени и пространству) интенсивности пучка света от длины волны.

Так что остаются только два параметра – длина волны (или энергия фотонов) и интенсивность.

Интенсивность можно понимать как освещенность, яркость или величину светового потока. Непосредственно измерить можно только *освещенность* известной площадки или *падающий на нее световой поток*, а уж отсюда – вычислить остальные величины. В разделе 1 приведены системы фотометрических единиц и соотношения между ними, значения универсальных констант и некоторые полезные формулы.

Если измерять *интенсивность* излучения мы научились, то *спектр излучения* проще всего получить, поставив перед детектором какой-либо прибор, способный выделить и пропустить нужный спектральный диапазон – фильтр, монохроматор... Нельзя забывать при этом, что параметры спектрального прибора и детектора могут существенно зависеть от длины волны.

Здесь мы не будем касаться проблем монохроматизации, они рассмотрены в пособии "Спектральные приборы". Будем считать, что перед нами стоит задача измерения интенсивности уже сформированного потока, а его спектральный состав нас интересует только с точки зрения соответствия спектру чувствительности того приемника, который мы хотим применить.

Заметим, что такое разделение функций измерительного устройства – монохроматизация и измерение интенсивности, хорошо только для первого знакомства с проблемой. Экспериментатор должен эти задачи решать совместно, в том числе он должен определиться в выборе между двумя такими решениями, как построение *одно-* или *многоканальной регистрирующей системы*.

*Одноканальная система* в каждый момент времени регистрирует интенсивность только одного луча, на одной длине волны.

Типичный *пример многоканальной измерительной системы – спектрограф*. Здесь весь спектр одновременно проецируется на приемник (фотопластинку), обладающий пространственным разрешением, и *одновременно (!!!)* регистрируется интенсивность всех его компонент. Такой прибор не искажает соотношения интенсивностей в спектре даже в том случае, если источник нестабилен во времени.

Конечно, фотопластинка – неудобный и неточный приемник, но имеются и фотоэлектрические *позиционночувствительные детекторы (ПЧД)*. Самый известный из них – телевизионная приемная трубка. В разделе "ФЭУ" кратко описан принцип действия ПЧД на микроканаль-

ных умножительных пластинах, в пособии "Проводимость и фотопроводимости твердых тел" – ПЧД на полупроводниковых электронных структурах с переносом заряда (ПЗС-структуры).

Для жесткого УФ-излучения есть принципиальная возможность соединить в одном датчике полный анализ распределения интенсивности по длинам волн. Но это настолько сложно, что практического применения эти методы не нашли.

### 1.5.1 Энергетические единицы в системе СИ

Для более подробного знакомства с системами единиц измерения можно рекомендовать книгу [12].

Отправной точкой является **ЭНЕРГИЯ** излучения, измеряемая в джоулях. Остальные величины определяются отсюда как производные.

**ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ, МОЩНОСТЬ** – энергия в единицу времени.

**СИЛА ИЗЛУЧЕНИЯ, СИЛА СВЕТА** – отношение потока излучения к телесному углу, в котором он распространяется.

**ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ** – мощность, проходящая через единичную поверхность, расположенную перпендикулярно пучку. Она равна модулю вектора Умова–Пойнтинга,  $\mathbf{S}=[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]$  (в СИ) или (в СГС).

**ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ** – отношение полного потока излучения к площади, через которую он проходит. От *интенсивности излучения* отличается тем, что взаимная ориентация пучка и площадки не оговаривается.

**ОСВЕЩЕННОСТЬ** – то же, что **ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ**, но применяется к оценке облученности освещаемой поверхности.

**СВЕТИМОСТЬ** – световой поток, испускаемый с единичной поверхности.

**ЯРКОСТЬ** (лучистость) – сила излучения с единичной поверхности источника в направлении наблюдения, зависит от угла наблюдения. Если эта зависимость косинусная, то данный источник называется *ламбертовым*.

**ОБЪЕМНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ** – энергия излучения в единичном объеме пространства.

**ЭКСПОЗИЦИЯ** – интеграл по времени от освещенности, т.е. полная энергия, упавшая на единичную поверхность.

### 1.5.2 Световые единицы

Световые единицы строят, отправляясь от реакции человеческого глаза на излучение. В основе всего лежит мера физиологического ощущения, возникающего при попадании в глаз определенного *потока излучения*, или *светового потока*. В системе СИ основной единицей является единица *силы света*, отношение *светового потока* к телесному углу, в котором он распространяется.

**КАНДЕЛЛА** – *сила света*, испускаемого абсолютно черным телом, находящимся при температуре 2042 К (температура затвердевания платины при нормальном давлении), с площади  $1/60 \text{ см}^2$  в направлении нормали к поверхности. Яркость такого источника –  $600\,000 \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2}$ .

**СВЕТОВОЙ ПОТОК** – интеграл от *силы света* по телесному углу. Единица измерения – **ЛЮМЕН**, *световой поток* в телесном угле 1стерадиан при силе света 1 канделла. Связь с энергетическими единицами зависит от длины волны, поскольку от нее зависит *световая эффективность* излучения.

**ОСВЕЩЕННОСТЬ** – *световой поток* на единичную поверхность. Единица – **ЛЮКС**, *освещенность* при потоке 1 люмен на  $1 \text{ м}^2$ .

**СВЕТОВАЯ ЭНЕРГИЯ** (правильнее – *количество света*) – интеграл от светового потока по времени.

Остальные единицы определяются аналогично энергетическим.

Соотношение *светового потока* и *энергетического потока излучения* в зависимости от длины волны определяется **СВЕТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ** излучения различных длин волн некоторым стандартным человеческим глазом. Световая эффективность табулирована. Часто ее называют **КРИВОЙ ВИДНОСТИ**.

**На длине волны 555 нм (частота  $5,4\cdot 10^{14}$  Гц)  
1 Вт мощности излучения равен 683 лм.**

Если принять это значение за единицу, можно построить *относительную* шкалу видности, К. Обе шкалы (абсолютную и относительную) мы здесь приводим ниже.

### 1.5.3 Внесистемные единицы

К внесистемным следует отнести в первую очередь такую часто используемую шкалу измерения потока излучения, как *квантовый поток*. Измеряется не энергия и не реакция глаза, а просто число квантов. Час-



то вероятность фотопроцесса в широкой спектральной области не зависит от энергии фотонов, а каждый поглощенный квант дает одинаковый конечный эффект. Например, под действием УФ-излучения в спектральной области 60–320 нм салициловокислый натрий люминесцирует с *квантовым выходом*, равным 1, т.е. на один УФ-квант – один квант люминесценции. Спектр люминесценции (узкая полоса близ 400 нм) при этом неизменен, так что *суммарная яркость* свечения люминофора *зависит не от энергии возбуждения, но пропорциональна величине квантового потока*. В приведенном примере, на краях указанного диапазона, энергии облучения могут различаться почти в 6 раз, а интенсивность люминесценции будет одинаковой<sup>1</sup>.

Таблица 1.5.1.

Энергетические единицы измерения света

	Величина	Обозначение	Размерность	Единицы
1.	Энергия излучения	$E, W$	$L^2MT^{-2}$	Дж
2.	Поток излучения (мощность)	$\Phi$	$L^2MT^{-3}$	Вт
3.	Сила света	$I$	$L^2MT^{-3}$	Вт/ср
4.	Интенсивность излучения (модуль вектора Пойнтинга)	$S$	$MT^{-3}$	Вт·м <sup>-2</sup>
5.	Поверхностная плотность мощности	$d\Phi/dS$	– “ –	– “ –
6.	Освещенность	$E$	– “ –	– “ –
7.	Светимость	$R$	– “ –	– “ –
8.	Яркость	$B$	– “ –	Вт/(ср·м <sup>2</sup> )
9.	Объемная плотность энергии	$u, w$	$L^{-1}MT^{-2}$	Дж/м <sup>3</sup>
10.	Экспозиция	$H$	$MT^{-2}$	Дж/м <sup>2</sup>

Соответственно, *экспозиция* определяется просто числом упавших (поглощенных) квантов, *сила излучения* – как отношение числа квантов, прошедших в единицу времени, к телесному углу и т.д.

<sup>1</sup> Постоянство спектра люминесценции и ее квантового выхода при возбуждении в широкой спектральной области характерно для многих веществ. Их используют для преобразования спектра измеряемого излучения в некоторый стандартный спектр. Это позволяет строить измерительные системы с постоянной спектральной чувствительностью (в квантовой шкале).

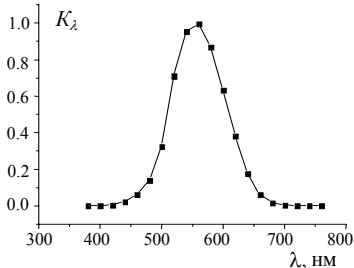


Рис. 1.5.1. Кривая видности

Обычно приведенные в таблице 1.5.1 обозначения дополняют нижним индексом "э", чтобы отметить, что имеется в виду энергетическая, а не светотехническая система (см. следующий раздел).

Для монохроматического излучения соотношение между квантовой и энергетической шкалами однозначно и просто. Если известно, например, что на поверхность падает  $10^{12}$  квантов в секунду на  $\text{см}^2$  при длине волны

310 нм, т.е.  $h\nu=4$  эВ, то ее энергетическая освещенность этим излучением равна:

$$E = 4 \cdot 10^{12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 6,4 \cdot 10^{-7} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (1.5.1)$$

Таблица 1.5.2.

Световые единицы

	Величина	Обозначение	Размерность	Единицы
1.	Сила света	$I$	I	кд (канделла)
2.	Световой поток	$\Phi$	I	лм (люмен)
3.	Световая энергия (количество света)	$Q, Q_v$	TI	лм·с
4.	Светимость	$M, R$	$L^{-2}I$	$\text{лм} \cdot \text{м}^{-2}$
5.	Освещенность	$E$	$L^{-2}I$	лк(люкс)= $\text{лм} \cdot \text{м}^{-2}$
6.	Яркость	$B$	$L^{-2}I$	$\text{кд} \cdot \text{м}^{-2}$
7.	Световая экспозиция	$H=ET$	$L^{-2}TI$	лк·с
8.	Световая эффективность:			
	Абсолютная	$V=\Phi/\Phi_0$	V	лм/Вт
	Относительная	$K_\lambda=V_\lambda/V_{\max}$		

Здесь полезно также запомнить соотношение между длиной волны и энергией фотона:

$$h\nu \cdot \lambda = hc \approx 1240 \text{ (эВ} \cdot \text{нм)}, \quad h\nu(\text{эВ}) \approx \frac{1240}{\lambda(\text{нм})}. \quad (1.5.2)$$

Таблица 1.5.3.

Значения абсолютной и относительной световой эффективности (видности)

$\lambda$ , нм	V, лм/Вт	K	$\lambda$ , нм	V, лм/Вт	K
380	0,03	0,00004	580	594	0,870
400	0,27	0,0004	600	431	0,631
420	0,73	0,004	620	260	0,381
440	15,7	0,023	640	120	0,175
460	41,0	0,060	660	41,7	0,061
480	90,2	0,139	680	11,6	0,017
500	221	0,323	700	2,8	0,0041
520	485	0,710	720	0,72	0,00105
540	652	0,954	740	0,17	0,00025
560	680	0,995	760	0,04	0,00006

Приведем также некоторые другие полезные единицы.

*Длины волн:*

$$\begin{aligned}
 1 \text{ мкм (микрон)} &= 10^{-4} \text{ см} = 10^{-6} \text{ м} \\
 1 \text{ нм (нанометр)} &= 10^{-7} \text{ см} = 10^{-9} \text{ м} \\
 1 \text{ \AA}^\circ \text{ (ангстрем)} &= 10^{-8} \text{ см} = 10^{-10} \text{ м}
 \end{aligned}$$

*Энергия (фотонов, оптических переходов):*

$$\begin{aligned}
 1 \text{ эВ (электронвольт)} &= 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \\
 &\cong 23,02 \text{ ккал/моль} \\
 &\cong 8065 \text{ см}^{-1}
 \end{aligned}$$

$$1 \text{ Ry (ридберг, энергия связи электрона в поле единичного заряда)} \cong 13,6 \text{ эВ}$$

$$1 \text{ см}^{-1} \cong 1239,851 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \cong 124 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$$

$$\text{или } 1 \text{ нм}^{-1} \cong 1240 \text{ эВ}$$

**ВОЛНОВОЕ ЧИСЛО**,  $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ , часто используется как *мера частоты или энергии фотонов*, энергии элементарных (квантовых) возбуждений. Волновое число  $\tilde{\nu} = 1 \text{ см}^{-1}$  (один обратный сантиметр) имеет излучение с длиной волны  $\lambda = 1 \text{ см}$ , частотой  $3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$  и энергией кванта света  $0,1240 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ . Все эти величины (длина волны, волновое число, частота, энергия фотона) связаны *однозначно*, так что каждый пользуется

какой-то одной, наиболее удобной ему шкалой. Поэтому не удивляйтесь, если на вопрос "Какова энергия фотона?" получите ответы типа "20000 см<sup>-1</sup>" или "500 нм" вместо "2,48 эВ". Нужно только уметь быстро и просто переводить одни единицы в другие. И не забывайте соотношений (1.5.2) и число 1240!

Многие промышленные спектральные приборы проградуированы в шкале волновых чисел. И в научной литературе эта шкала используется чаще остальных.

### 1.5.4 Основные типы приемников излучения

Любая приемная измерительная система состоит из датчика измеряемой величины и блоков, обеспечивающих его работу (питание, охлаждение и т.д.), преобразование сигнала в удобную для экспериментатора форму и усиление его.

Мы ограничимся рассмотрением датчиков, используемых для электрической регистрации сигнала. Требования к внешним блокам и к их конструкции полностью определяются свойствами датчика и нашими претензиями: особенностями решаемой задачи, удобствами сопряжения их с остальными компонентами экспериментальной установки, просто удобствами для экспериментатора. Максимум, чего можно требовать от внешних блоков, – наиболее полного использования и передачи информации, содержащейся в сигнале датчика, но, как мы скоро увидим, параметры и даже работоспособность датчика очень сильно зависят от режима его работы, определяемого и обеспечиваемого внешними блоками. Рассматривая датчики и протекающие в них *физические процессы* превращения световой энергии в электрическую, мы сможем определить и в основных требованиях, предъявляемых к внешним блокам. А с их устройством Вы сможете ознакомиться по описаниям приборов, с которыми Вам придется иметь дело.

Все приемники, независимо от типа и механизма преобразования, могут быть охарактеризованы стандартным набором параметров. Приведем основные из них.

**ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ** – отношение величины сигнала датчика (приемника излучения) к *мощности поглощаемого излучения* или к *величине квантового потока*. Соответственно, характеризуют чувствительность либо *коэффициентом преобразования* (В/Вт, А/Вт), либо *квантовым выходом*. В последнем случае и величина выходного сигнала измеряется не количеством электричества или напряжением, а количеством элемен-

тарных актов реакции приемника на излучение. Это могут быть эмитированные электроны (в вакуумном фотоэлементе), "одноэлектронные импульсы" на выходе ФЭУ и т.д.

Для практических целей удобно калибровать чувствительность датчика не к поглощенному потоку, а к падающему. Надо всегда знать, на какой именно поток датчик откалиброван.

**СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА** – зависимость чувствительности от длины волны (частоты) излучения.

**ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ  $\tau$**  – время установления сигнала на выходе при ступенчатом изменении освещенности.

**СОБСТВЕННЫЕ ШУМЫ** – сигнал на выходе затемненного датчика.

**ЭКВИВАЛЕНТ СВЕТОВОЙ ШУМА ( $NEP$  – Noise Equivalent Power)** или **ПОРОГОВЫЙ ПОТОК** – минимальная величина регистрируемого светового потока. Принято считать, что зарегистрировать можно поток, дающий сигнал, равный собственным шумам устройства, так что пороговый поток – отношение величины шумов к чувствительности.

**ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ** – величина, обратная пороговому потоку.

**ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН** – диапазон допустимых значений светового потока, в котором данный приемник может быть использован. Нижняя граница этого диапазона равна  $NEP$ . Верхняя обычно лимитируется либо областью линейности преобразования (зависит от температуры), либо параметрами измерительной системы, например – ее быстродействием при работе ФЭУ в счетном режиме.

*По принципу действия* все датчики интенсивности света (освещенности) можно разделить на две группы: **ТЕПЛОВЫЕ** и **КВАНТОВЫЕ**.

И те, и другие на первом этапе так или иначе *преобразуют энергию электромагнитного излучения в энергию другого вида* – тепловую, химическую, электрическую. В тепловых приемниках можно затем электрическими методами проконтролировать изменения температуры.

**ХИМИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ** – хорошо известные фотоэмульсии и иные аналогичные системы, в которых под действием света могут происходить химические превращения.

Способы выявления произошедших фотопревращений могут быть различны. Не обязательно химическое проявление, как в фотоэмульсиях. Иногда, например, продукты фотохимической реакции имеют спе-

цифическую окраску и могут быть обнаружены по оптическим спектрам. Различных методов много, но они не являются предметом нашего рассмотрения по той причине, что в любом случае процесс измерения очень долгод и датчик за время экспозиции претерпевает необратимые изменения. Потому фотоприемники этого типа не используются для измерения интенсивностей излучения, а применяются как актинометры, т.е. измерители набранной экспозиции, причем за довольно большие промежутки времени. Иногда – за доли секунды, но часто – за часы..., дни..., недели.

Существуют, например, актинометры, чувствительные к ближнему УФ, которые позволяют правильно дозировать время пребывания на Солнце, чтобы не обгореть. Можно наклеить цветную полоску на плавки и быстро уходить с пляжа, когда она обесцветится. Будет загар "по науке"!<sup>1</sup>

**ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ** – это болометры, термостолбики, оптико-акустические преобразователи и др. В них *свет нагревает* поглощающее вещество (чаще всего – пластинку с зачерненной поверхностью), а температура измеряется затем либо по изменению проводимости подложки (болометры), либо по ЭДС соединенных с ней термопары или термостолбика (термостолбик – это несколько термопар, включенных последовательно), либо по амплитуде акустических волн, возникающих на частоте модуляции оптического излучения из-за термического расширения или деформации приемной площадки. *Принципиальная особенность таких приемников заключается в том, что регистрируются изменения термически равновесных характеристик приемника*, а свет лишь изменяет температуру.

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ ДИАПАЗОН** таких датчиков весьма широк, от УФ- до далекой ИК-области. Он ограничивается только возможностью создания хорошей неотражающей поверхности. В этом – очень существенное их преимущество перед датчиками других типов.

---

<sup>1</sup> Если быть точным, то **ВСЕ** другие фотоприемники, которые мы будем рассматривать, тоже измеряют экспозиции – количество поглощенной энергии (или число квантов) за определенное время. Просто в случае, если это время мало по сравнению со временем эксперимента и датчик позволяет проводить бесчисленное количество измерений с достаточно большой частотой, мы получаем достоверную информацию о величине и изменении **интенсивности** во времени.

**ЛИНЕЙНОСТЬ** преобразования удовлетворительна, но невелика и обычно *диапазон линейности (динамический диапазон датчика)* узок. Во-первых, термически равновесные параметры (проводимость, термо-ЭДС, коэффициент расширения) нелинейно зависят от температуры, а во-вторых, температура в общем случае нелинейно зависит от мощности облучения, так что лишь в очень узкой области можно пренебречь нелинейными членами в реальной зависимости измеряемого параметра (проводимость, ЭДС, объем) от поглощаемой световой мощности.

**ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ** также довольно велика, в лучшем случае – десятки миллисекунд. Она ограничивается теплоемкостью и теплопроводностью элементов конструкции.

**КВАНТОВЫЕ ПРИЕМНИКИ** – те, в которых используются свойства неравновесных элементарных возбуждений, возникающих при поглощении фотона.

Здесь в явном виде эксплуатируется тот факт, что энергия фотона, за исключением далекой ИК-области, много превышает  $kT$ , среднюю энергию возбуждения частицы при температуре  $T$  ( $k$  – постоянная Больцмана). При комнатной температуре  $kT \approx 0,025$  эВ, а энергия фотона с длиной волны 800 нм  $h\nu \approx 1,5$  эВ (см. соотношение (1.5.2)). Вероятность термической генерации возбуждения с такой энергией  $\approx 10^{-26}$ .

Большинство широко распространенных датчиков используют фотоионизацию вещества, либо внутреннюю (в полупроводнике), либо внешнюю (отрыв электрона в вакуум от молекулы или твердого тела).

Типичные примеры квантовых датчиков – фотосопротивления, твердотельные фотоэлементы на  $p$ – $n$ -переходах, вакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители. В первых двух свет возбуждает электроны в полупроводнике, что приводит к увеличению проводимости или, при наличии внутреннего поля, возникновению ЭДС (фото-ЭДС). В последних свет выбивает электроны в вакуум, возникает электронный поток, который может быть измерен непосредственно (фотоэлемент), либо после усиления в диодной системе ФЭУ. В области жесткого ультрафиолета применяются также газонаполненные фотоионизационные датчики, например, счетчики Гейгера, в которых квант отрывает электрон от молекулы наполняющего счетчик газа и образовавшаяся пара зарядов инициирует разряд.

*В квантовых датчиках каждый фотон преобразуется в выходной сигнал независимо от других и ЛИНЕЙНОСТЬ преобразования обычно простирается до довольно больших интенсивностей. Она ограничивает-*

ся обычно вторичными процессами: нагревом фоторезистора или фотоэлемента протекающим по ним током, падением напряжения на конечном сопротивлении материала фотокатода, зарядкой динода ФЭУ из-за ограниченной емкости и т.д.

**БЫСТРОДЕЙСТВИЕ** также велико, поскольку *постоянная времени* ограничивается у них не тепловыми, а электронными процессами, так что может быть весьма малой, до  $10^{-10}$  с в специальных ФЭУ и счетчиках Гейгера.

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ ДИАПАЗОН** обычно ограничен и *чувствительность* может существенно зависеть от длины волны. Это – предмет особого рассмотрения для каждого типа датчика, иногда – для каждого экземпляра идентичных датчиков.

К квантовым следует отнести и фотохимические детекторы, например, материалы для фотографии, фотохимические и ионизационные актинометры и т.д. В них также первопричиной процессов, приводящих к образованию регистрируемых эффектов (изменение состава, цвета, структуры fotocувствительного материала), является неравновесное возбуждение или внутренняя ионизация. Однако эти приемники непригодны для текущих измерений с получением немедленного ответа, а потому относительно редко используются в физическом эксперименте.



## ЛИТЕРАТУРА

- 
- 1 Физические величины: Справочник/Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
  - 2 Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976.
  - 3 Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
  - 4 Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. 2-е изд. Л.: Машиностроение, 1968.
  - 5 Тарасов К.И. Спектральные приборы. Л.: Машиностроение, 1977.
  - 6 Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов. Л.: Машиностроение, 1975.
  - 7 Апенко М.И., Дубовик А.С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1971.
  - 8 Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника, М., Мир, 1976, 432 стр.
  - 9 Займан Дж., Принципы теории твердого тела, М., Мир, 1966, 416 с.
  - 10 Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958;
  - 11 Физический Энциклопедический Словарь в 5-ти томах// Советская Энциклопедия, М., 1962.
  - 12 Сена Л.А. Единицы физических величин и их размерности. М., "Наука", 1988.