

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы

1. Изучить явление интерференции света и условия ее возникновения.
2. Определить радиус кривизны линзы с помощью колец Ньютона.

Приборы и принадлежности:

1. Стеклянная линза.
2. Стеклянная пластинка.
3. Микроскоп с окулярным микрометром.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы:

Вопросы к зачету:

1. Что называется интерференцией световых волн?
2. Какие волны называются когерентными?
3. В чем разница между геометрической и оптической длиной пути световой волны? Что называют оптической разностью хода?
4. Запишите условия максимумов и минимумов интенсивности при интерференции света.
5. Что такое время когерентности и длина когерентности?
6. В чем заключается метод деления амплитуды волны?
7. В каком случае происходит скачок фазы при отражении световой волны?
8. Какие виды интерференции различают в тонких пленках?
9. Объясните появление темного пятна в центре колец Ньютона при наблюдении в отраженном свете.
10. Нарисуйте оптическую схему для получения колец Ньютона в отраженном свете. Выведите формулу для радиуса темных и радиуса светлых колец.

1.1. Введение

Интерференция света – явление пространственного перераспределения энергии светового излучения при наложении двух или нескольких когерентных световых волн.

Интерференционная картина, возникающая в области перекрытия волн, имеет характер чередующихся светлых и темных полос. Причем интенсивность светлых полос больше суммы интенсивностей отдельных накладываемых волн, а интенсивность темных полос меньше этой суммы. При использовании белого света светлые интерференционные полосы оказываются окрашенными в различные цвета спектра.

Когерентность, т.е. согласованное протекание колебаний во времени и пространстве, является необходимым условием интерференции световых волн. Волны называют **когерентными**, если они имеют одинаковую частоту и постоянную во времени разность фаз. Строго когерентны лишь **монохроматические** волны – бесконечные волны, для которых колебания происходят по гармоническому закону с постоянной во времени частотой и амплитудой.

1.2 Интерференция монохроматического света

Для нахождения минимумов и максимумов интерференционной картины воспользуемся идеализированным представлением монохроматической волны.

Свет представляет собой электромагнитные волны, которые характеризуются колебанием двух векторов, вектора электрической напряженности \vec{E} и вектора магнитной напряженности \vec{H} , с частотой от $4 \cdot 10^{14}$ до $8 \cdot 10^{14}$ Гц (что соответствует видимому диапазону излучения с длиной волны от 380 до 780 нм).

Оба вектора колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях в одинаковых фазах. Направление распространения волны и вектор фазовой скорости волны \vec{v} ориентированы перпендикулярно к направлениям обоих

векторов \vec{E} и \vec{H} (см. рисунок 1.1). Поскольку действие света на фотоэлемент, флуоресцирующий экран и другие устройства для его регистрации определяется вектором электрической напряженности \vec{E} , далее будем рассматривать только этот вектор.

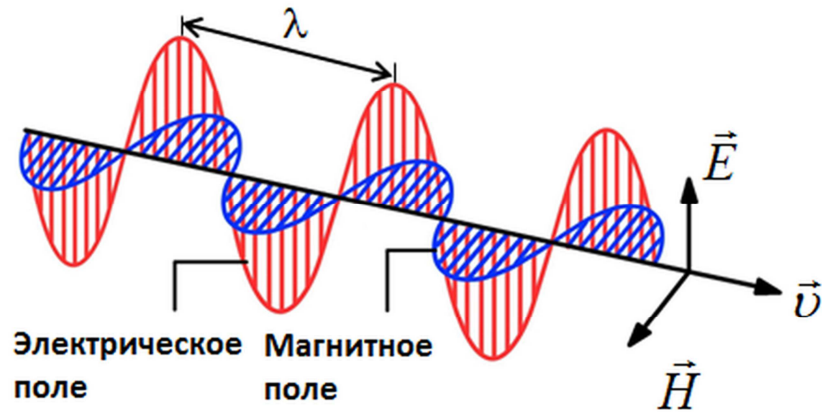


Рисунок 1.1. Электромагнитная волна

Пусть в какую-то точку пространства приходят две монохроматические световые волны, напряженности электрического поля которых равны \vec{E}_1 и \vec{E}_2 . Если вектора напряженности в точке наблюдения совершают колебания вдоль одной прямой, то можно записать:

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1), \quad (1.1)$$

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

где $E_{01}, E_{02}, \varphi_1, \varphi_2$ – амплитуды и начальные фазы колебаний, соответственно; ω – циклическая частота.

Задача об интерференции волн сводится к задаче о сложении колебаний одной и той же частоты, но с разными фазами. Опыт показывает, что волны от двух источников распространяются независимо друг от друга, а в точке наблюдения они просто складываются. Это утверждение носит название **принципа суперпозиции**. Как известно, при сложении двух сонаправленных гармонических колебаний одной частоты получается гармоническое колебание с амплитудой

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta, \quad (1.2)$$

где $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$ - разность фаз колебаний.

Выражение (1.2) показывает, что квадрат амплитуды результирующего колебания не равняется сумме квадратов амплитуд складываемых колебаний. Результат сложения зависит от разности фаз исходных колебаний.

Приемники светового излучения регистрируют не величину напряженности электрического поля E_0 , а величину усредненного по времени потока энергии волны, которая характеризуется интенсивностью света I . Эта величина пропорциональна квадрату амплитуды напряженности, т.е. $I \sim E_0^2$. Так как волны когерентны, то $\cos \delta$ имеет постоянное во времени значение, и интенсивность результирующей волны равна:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (1.3)$$

В случае синфазных колебаний, т.е. если φ_2 и φ_1 одинаковы, либо отличаются на четное число π , разность фаз $\delta = 2m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), $\cos \delta = 1$, и *интенсивность* результирующего колебания *максимальна*:

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2. \quad (1.4)$$

В случае противофазных колебаний (φ_2 и φ_1 отличаются на нечетное число π) разность фаз $\delta = (2m + 1)\pi$, $\cos \delta = -1$, и *интенсивность* результирующего колебания *минимальна*:

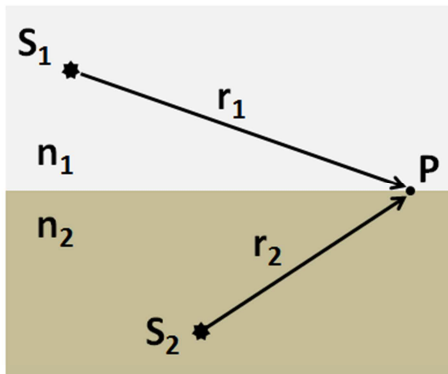
$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2. \quad (1.5)$$

Таким образом, при наложении *когерентных* световых волн наблюдается интерференция – перераспределение светового потока, результатом которого является возникновение максимумов интенсивности в одних местах и минимумов – в других.

В случае наложения *некогерентных* волн разность фаз колебаний хаотически меняется, поэтому среднее во времени значение косинуса $\cos \delta$

равно нулю, и интенсивность результирующего колебания равна сумме интенсивностей исходных колебаний:

$$I = I_1 + I_2. \quad (1.6)$$



Пусть S_1 и S_2 – источники двух когерентных волн, одна из которых проходит до точки наблюдения P расстояние r_1 в среде с показателем преломления n_1 , а вторая – расстояние r_2 в среде с показателем преломления n_2 (рисунок 1.2).

Рисунок 1.2. К определению оптической разности хода

Тогда в точке P первая волна возбуждит колебание $E_1 = E_{01} \cos \omega \left(t - \frac{r_1}{v_1} \right)$, а вторая –

$E_2 = E_{02} \cos \omega \left(t - \frac{r_2}{v_2} \right)$, где $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$ – фазовые скорости первой и второй волн.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке наблюдения (учитывая, что $\omega = 2\pi\nu$, $\frac{c}{\nu} = \lambda_0$, и λ_0 – длина волны в вакууме):

$$\delta = \omega \left(\frac{r_2}{v_2} - \frac{r_1}{v_1} \right) = 2\pi\nu \left(\frac{r_2 \cdot n_2}{c} - \frac{r_1 \cdot n_1}{c} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta \quad (1.7)$$

Введем некоторые определения. Произведение геометрической длины пути световой волны r в данной среде на показатель ее преломления называется **оптической длиной пути L** , т.е. $L = r \cdot n$. Разность оптических длин путей называется **оптической разностью хода Δ** ($\Delta = L_2 - L_1$).

Из выражений (1.4) и (1.7) следует, что **интерференционный максимум** (светлая полоса) достигается в тех точках пространства, в которых

$$\cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \right) = 1, \text{ т.е.}$$

$$\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.8)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ - целое число, которое называется **порядком интерференции**.

Таким образом, *максимум интенсивности наблюдается, если оптическая разность хода двух интерферирующих волн равна целому числу длин волн или чётному числу полуволн*. При этом $\delta = \pm 2m\pi$, колебания, возбуждаемые в точке Р обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, и максимальное значение интенсивности

$$I_{\max} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2} \right)^2 > I_1 + I_2.$$

Интерференционный минимум (темная полоса) достигается при $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta\right) = -1$, т.е.

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

(1.9)

Таким образом, *минимум интенсивности наблюдается, если оптическая разность хода двух интерферирующих волн равна нечётному числу полуволн*. При этом $\delta = \pm(2m+1)\pi$, т.е. колебания, возбуждаемые в точке Р обеими волнами, будут происходить в противофазе, и минимальное значение интенсивности равно

$$I_{\min} = \left(\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2} \right)^2 < I_1 + I_2.$$

1.3 Время и длина когерентности

Свет, излучаемый реальными источниками, такими как Солнце, лампы, светодиоды и т.п. (за исключением лазеров), не является монохроматическим. Это связано с самой спецификой возникновения излучения. Излучение светящегося тела – это совокупность волн, самопроизвольно и независимо испускаемых отдельными возбужденными атомами этого тела. Испускание длится очень короткое время ($\tau \leq 10^{-8}$ с), и за это время атом излучает «обрывок» волны определенной длины со случайной

начальной фазой. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется **волновыми цугами** (см. рисунок 1.3).

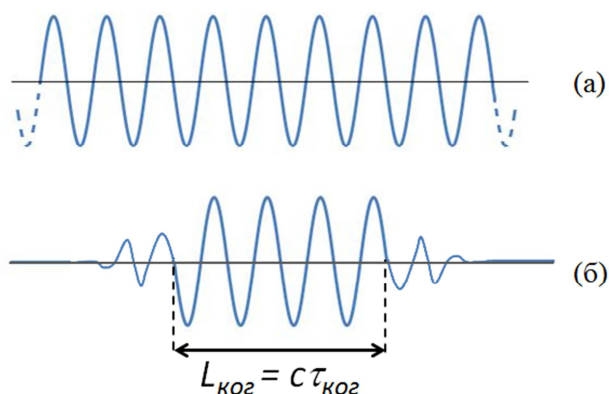


Рисунок 1.3. Монохроматическая волна (а) и волновой цуг (б)

Из-за несогласованности процессов испускания между отдельными атомами, излучаемые источником волны не могут быть когерентными даже в том случае, когда длина волны λ у цугов одна и та же. Реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с *беспорядочно меняющейся фазой*. Время, в течение которого фаза и амплитуда волны, излучаемой реальным источником света, остаются приблизительно постоянными, называют **временем когерентности** $\tau_{\text{ког}}$. В среднем, это короткий временной интервал продолжительностью 10^{-9} - 10^{-10} с. Длину цуга, т.е. расстояние, на которое распространяется волна, сохраняя амплитуду и фазу постоянными, называют **длиной когерентности**. Длина когерентности $L_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$, где c – скорость света (см. рисунок 1.3б).

Чтобы получить когерентные волны от реального источника можно использовать **метод деления амплитуды волны**. Для этого волну пропускают через полупрозрачную поверхность (границу раздела диэлектрических сред), при этом волна разделяется на отраженную и преломленную. Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути, а потом наложить их друг на друга, то будет наблюдаться интерференция. Но только в том случае, если оптическая разность хода волн будет меньше длины когерентности для используемого источника света:

$$\Delta < L_{\text{ког}}. \quad (1.10)$$

При несоблюдении условия (10) интерференционная картина исчезнет.

1.4 Интерференция в тонких пленках

На практике мы часто сталкиваемся с явлением интерференции в тонких пленках, наблюдая, как переливаются яркими красками мыльные пузыри, разлитые на поверхности лужи бензин или масло, как отсвечивают фиолетовым светом оптические объективы с нанесенным просветляющим покрытием и т.п.

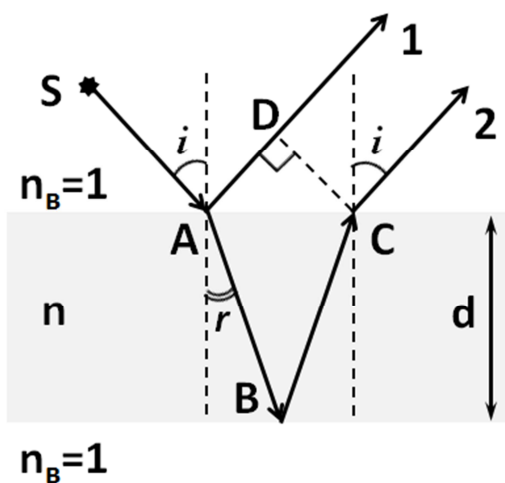


Рисунок 1.4. Ход лучей в тонкой пленке

волна разделится на две: частично отразится от верхней поверхности пленки, и частично преломится. Преломленная волна, дойдя до точки В, частично преломится в воздух, а частично отразится и пойдет к точке С. Здесь она опять частично отразится (эту волну в дальнейшем не рассматриваем из-за малой интенсивности) и преломится, выходя в воздух под углом i .

Вышедшие из пленки волны 1 и 2 будут когерентны, если, согласно условию (1.10), оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек фокальной плоскости линзы. Результат сложения будет определяться оптической разностью хода между волнами.

При определении оптической длины пути волны важно учесть, что *если в процессе распространения волна испытывает отражение от диэлектрической среды с большим показателем преломления (оптически*

Рассмотрим физику этого процесса на примере тонкой плоскопараллельной пленки, находящейся в воздухе. Пусть на прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d падает плоская монохроматическая волна под углом i . Для простоты на рисунке 1.4 изображен только один падающий луч.

На поверхности пленки в точке А

более плотной среды), то в момент отражения ее фаза скачком меняется на противоположную (т.е. на π), что соответствует изменению оптической длины пути L на $\lambda/2$ (см. рисунок 1.5). Отметим, что волна, отраженная от среды с меньшим показателем преломления, как и преломленные волны в обоих этих случаях, никаких фазовых скачков не испытывают.

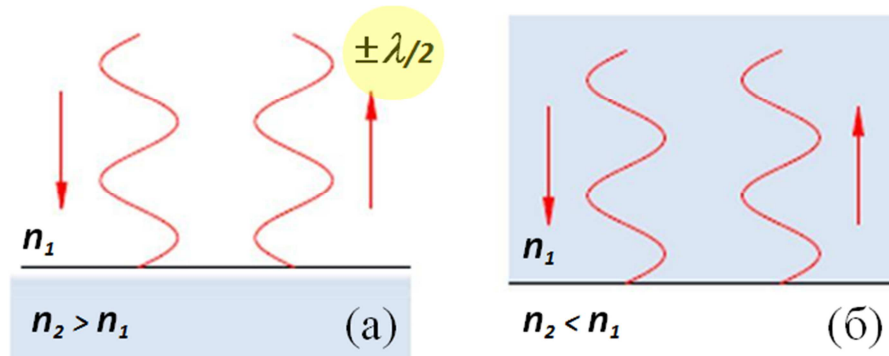


Рисунок 1.5. Фазовый скачок при отражении волны от границы раздела сред: (а) – отражение от оптически более плотной среды (скачок на π в точке отражения); (б) – отражение от оптически менее плотной среды (фаза не меняется)

Так как до точки А и после точек С, D волны 1 и 2 имеют одинаковые оптические длины путей, оптическая разность хода, возникающая между волнами 1 и 2 от источника S до точки наложения, равна:

$$\Delta = n(AB + BC) - \left(AD + \frac{\lambda_0}{2} \right). \quad (1.11)$$

Здесь показатель преломления окружающего пленку воздуха принят равным 1.

Согласно рисунку 1.4 $AB = BC = \frac{d}{\cos r}$ (r - угол преломления);

$AD = AC \cdot \sin i = 2d \cdot \operatorname{tgr} \cdot \sin i$. Учитывая, что по закону преломления $\frac{\sin i}{\sin r} = n$,

получаем:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2d \cdot \operatorname{tgr} \cdot \sin i - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \cos r - \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.12)$$

Или

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.13)$$

В точке наложения волн будет **интерференционный максимум**, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.14)$$

В точке наложения волн будет **интерференционный минимум**, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.15)$$

Таким образом, для заданных λ_0 , d и n оптическая разность хода будет зависеть только от угла падения i . Для всех волн, падающих с одним и тем же наклоном, будет одинаковый интерференционный результат (темные или светлые полосы). *Интерференционные полосы, возникающие в результате падения волн под разными углами на плоскопараллельную пленку, называются **полосами равного наклона***. В этом случае интерферирующие волны «пересекаются» в бесконечности, поэтому говорят, что полосы равного наклона *локализованы в бесконечности*. Для их наблюдения используют собирающую линзу, сфокусированную на бесконечность (см. рисунок 1.6).

*Если пленка имеет переменную толщину, а волны падают параллельным пучком ($i = \text{const}$), то при отражении света от верхней и нижней границ пленки возникают интерференционные **полосы равной толщины***. То есть в этом случае одинаковая оптическая разность хода соответствует одинаковой толщине пленки.

Так как верхняя и нижняя грани пленки не параллельны, то волны накладываются друг на друга вблизи ее поверхности (говорят, что полосы равной толщины *локализованы на поверхности* пленки). На рисунке 1.7 представлена оптическая схема для наблюдения полос равной толщины на клиновидной пленке с малым углом между гранями. На рисунке 1.8 рассматриваются различные варианты полос равной толщины при облучении монохроматическим светом пленок с разной геометрией. Во всех случаях для

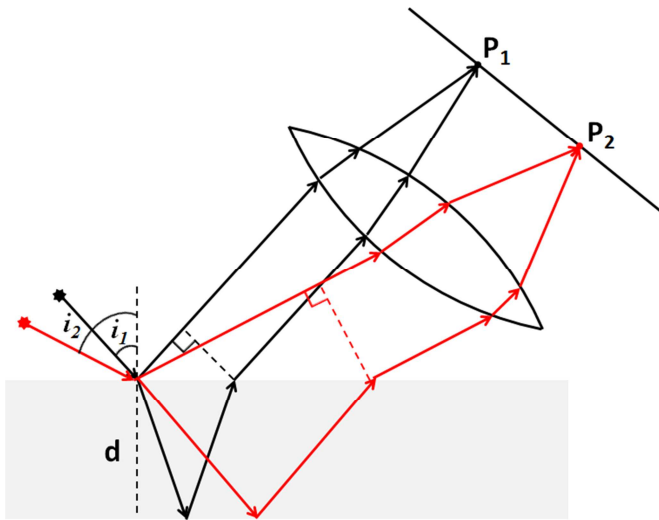


Рисунок 1.6. Полосы равного наклона

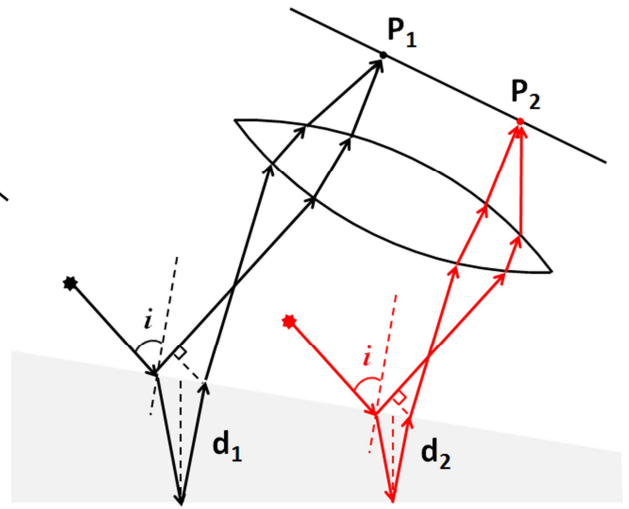


Рисунок 1.7. Полосы равной толщины

двух соседних однотонных полос толщина пленки отличается на половину длины волны.

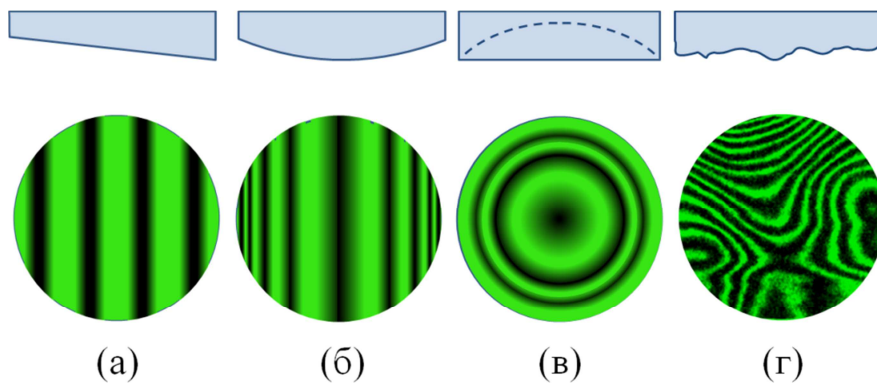


Рисунок 1.8 Полосы равной толщины для различных геометрий тонкой пленки: (а) – клиновидная; (б) – плоско-выпуклая (цилиндрическая); (в) – плоско-вогнутая (сферическая); (г) – с шероховатой поверхностью.

1.5 Кольца Ньютона

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного между плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны R (см. рисунок 1.9).

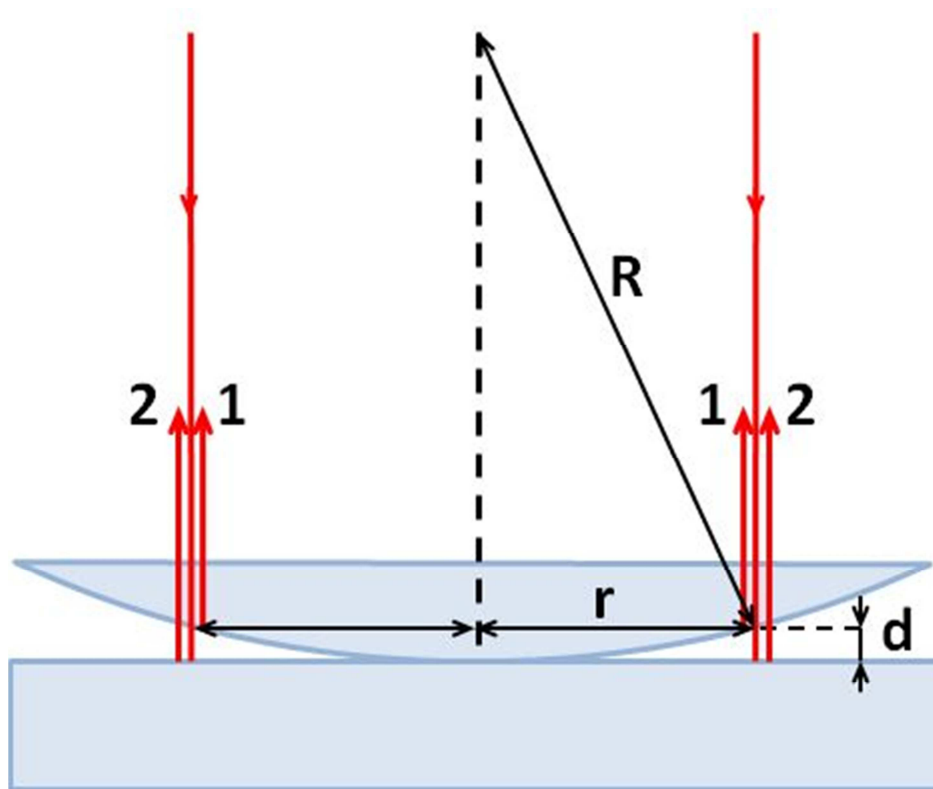
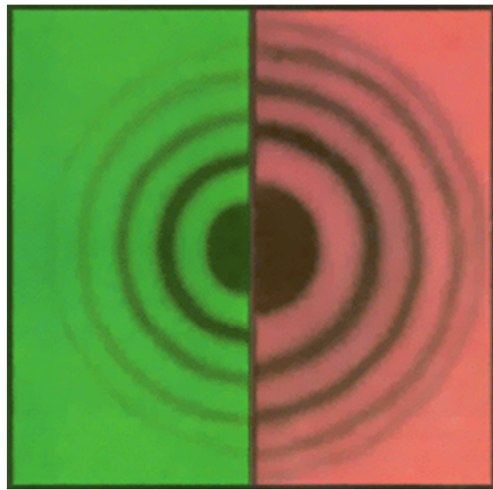


Рисунок 1.9. Оптическая схема для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете

При падении монохроматического света на плоскую поверхность линзы волна проходит через систему, частично отражаясь от плоской границы раздела воздух/линза (волна 0), а также от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой (волны 1 и 2, соответственно). При наложении указанных волн, только между волнами 1 и 2 может возникнуть интерференция, поскольку толщина воздушного зазора составляет микрометры, и оптическая разность хода этих волн не больше толщины воздушного зазора.

При наблюдении в отраженном свете в точке соприкосновения линзы и пластинки будет темное пятно, а вокруг него система концентрических светлых и темных колец. На рисунке 1.10 представлены кольца Ньютона, возникающие при освещении установки светом с разной длиной волны.



$\lambda_0=550 \text{ нм}$ $\lambda_0=650 \text{ нм}$

Рисунок 1.10. Кольца Ньютона
границы раздела воздух/стекло.

При нормальном падении света на поверхность линзы и наблюдении колец Ньютона в отраженном свете, оптическая разность хода интерферирующих волн 1 и 2 равна:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.16)$$

где d – толщина воздушного зазора; $\frac{\lambda_0}{2}$ – дополнительная разность хода, приобретаемая при отражении волны 2 от

Из рисунка 1.9 согласно теореме Пифагора следует, что

$$(R - d)^2 + r^2 = R^2, \quad (1.17)$$

где R – радиус кривизны линзы, а r – смещение от оси симметрии (радиус кольца). Учитывая, что $d \ll R$, из выражения (1.17) можно получить:

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (1.18)$$

Согласно условию минимума интерференции тёмные кольца образуются там, где оптическая разность хода равна нечётному числу половолн:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow r^2 = m \lambda_0 R.$$

Таким образом, **радиус тёмного кольца** в отраженном свете равен:

$$r = \sqrt{m \lambda_0 R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.19)$$

где m – номер кольца.

Аналогичным образом вычисляется **радиус светлого кольца**:

$$r = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda_0 R}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1.20)$$

Появление центрального тёмного пятна при наблюдении колец

Ньютона в отраженном свете связано с тем, что толщина воздушного зазора d в центре линзы равна нулю, и в соответствии с выражением (1.16) происходит лишь скачок фазы при отражении волны 2 от поверхности стеклянной пластины. В этом случае получаем $\Delta = \frac{\lambda_0}{2}$, что является условием интерференционного минимума.

1.6 Метод определения радиуса кривизны линзы

Метод расчета

Из формулы (1.19) видно, что радиус кривизны линзы можно найти, зная радиус m -го темного кольца Ньютона. Радиус соответствующего кольца можно определить с помощью микроскопа, имеющего измерительную шкалу. Однако на практике удобнее находить радиус кривизны линзы через радиусы двух отстоящих друг от друга колец. Такой подход позволяет при большом количестве наблюдаемых колец использовать в расчетах кольца большого радиуса (что увеличивает относительную точность измерения) и при этом не ошибиться в оценке их номера.

Запишем выражения для квадратов радиусов n -го и m -го темного кольца и найдем их разность:

$$r_n^2 = n\lambda_0 R, \quad r_m^2 = m\lambda_0 R, \quad \text{тогда} \quad r_n^2 - r_m^2 = (n - m)\lambda_0 R.$$

Отсюда радиус кривизны линзы можно выразить как:

$$R = \frac{(r_n - r_m)(r_n + r_m)}{(n - m)\lambda_0}. \quad (1.21)$$

С целью уменьшения погрешности в лабораторной работе измеряются не радиусы, а диаметры D темных колец. Поэтому при записи рабочей формулы необходимо перейти от радиусов колец к диаметрам:

$$R = \frac{(D_n - D_m)(D_n + D_m)}{4(n - m)\lambda_0}. \quad (1.22)$$

Для увеличения точности оценки R необходимо брать не соседние кольца, а удовлетворяющие условию $n - m > 2$.

Описание установки

Излучение светодиода со средней длиной волны $\lambda_0 = 640$ нм падает на линзу, помещённую на стеклянную пластинку. Интерференционная картина локализована на поверхности линзы и наблюдается с помощью микроскопа. Радиусы колец измеряются с помощью окулярного микрометра. Измерения проводятся в делениях шкалы окулярного микрометра.

В фокальной плоскости окуляра микроскопа расположены: неподвижная шкала с делениями от 0 до 8, подвижные перекрестье, и индекс в виде биштриха (см. рисунок 1.11).

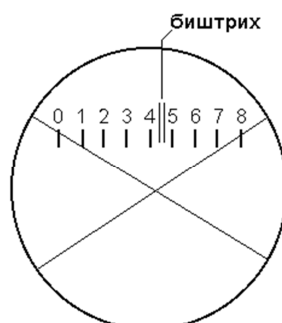


Рисунок 1.11. Поле зрения микроскопа

При вращении микрометрического винта перекрестие и биштрих перемещаются в поле зрения окуляра относительно неподвижной шкалы.



$$9 + \frac{0,30}{2} = 9,15 \text{ дел}$$

$$7,5 + \frac{0,70}{2} = 7,85 \text{ дел}$$

Рисунок 1.12. Снятие показаний микрометра

Отсчёт полных оборотов микрометрического винта производится по горизонтальной шкале, десятые и сотые доли оборота отсчитываются на микрометрическом винте (см. рисунок 1.12). При измерении десятых и сотых

долей оборота показания нониусной шкалы нужно делить на 2, т.к. один оборот нониусной шкалы используемого микрометра соответствует 0.5 делений основной шкалы.

Порядок проведения измерений и обработка результатов

1. Включите осветительную систему микроскопа.
2. Введите в поле зрения микроскопа оправу с исследуемой линзой.
3. Перемещая объектив микроскопа в вертикальном направлении и наблюдая в окуляр, ручкой «фокус» добейтесь контрастной картины освещённого поля.
4. Двигая оправу с линзой, найдите в поле зрения микроскопа кольца Ньютона. Установите кольца в центре поля зрения.
5. Измерьте диаметры 6-8-ми тёмных колец Ньютона в делениях микрометрического винта. Так как кольца имеют заметную ширину и представляют собой полосы, то кольцо следует помещать между биштрихом. Рекомендуется начинать снимать показания с восьмого кольца с правой стороны, далее перемещать биштрих влево, вращая микрометрический винт в одном направлении.
6. Рассчитайте диаметры колец в миллиметрах, учитывая цену деления горизонтальной шкалы микрометра $c = 0,21 \frac{\text{мм}}{\text{дел}}$.
7. Результаты запишите в таблицу.

Таблица 1.1. Параметры колец Ньютона.

№ кольца	Показания микрометра, дел.		Диаметр кольца $D = (a - b) \cdot c$, мм
	Справа, a	Слева, b	
1			
2			
...			
8			

8. По формуле (1.22) рассчитайте радиус кривизны линзы для трех различных наборов n и m ($n - m > 2$). Используйте значение $\lambda_0 = 640$ нм.

9. Для трех полученных значений радиуса кривизны R_1 , R_2 и R_3 рассчитайте относительную и абсолютную погрешности измерений по следующим формулам

$$\varepsilon_{R_i} = \frac{\Delta R_i}{R_i} = \frac{2D_n \Delta D_n + 2D_m \Delta D_m}{(D_n^2 - D_m^2)} + \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (1.23)$$

$$\Delta R_i = \varepsilon_{R_i} \cdot R_i. \quad (1.24)$$

Здесь D_n и D_m - диаметры колец с номерами n и m , соответственно; абсолютные погрешности $\Delta \lambda_0 = 0.5$ нм, $\Delta D_m = \Delta D_n = 0,005$ мм.

9. Найдите средние значения для радиуса кривизны и

абсолютной погрешности: $R_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^n R_i}{n}$, $\Delta R_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta R_i}{n}$.

9. Запишите результат в следующем виде:

$$R = R_{cp} \pm \Delta R_{cp}.$$

Список литературы:

1. Саржевский, А.М. Оптика. Полный курс. Изд. 2-е. - М.: Едиториал УРСС, 2004. – 608 с.
2. Трофимова, Т.И. Курс общей физики. – М.:Высшая школа, 2003. – 542 с.
3. Детлаф, А.А., Яворский, Б.М. Курс общей физики. – М.: Издательский центр «Академия», 2003. – 720 с.

2. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Цель работы.

1. Изучить явление дисперсии света
2. Измерить зависимость показателя преломления стеклянной призмы от длины волны излучения ртутной лампы, изобразить эту зависимость графически, определить вид дисперсии.

Приборы и принадлежности

1. Стеклянная призма
2. Ртутная лампа
3. Гониометр

Список литературы.

1. Саржевский, А.М. Оптика. Полный курс. Изд. 2-е. - М.: Едиториал УРСС, 2004. – 608 с.
2. Трофимова, Т.И. Курс общей физики. – М.:Высшая школа, 2003. – 542 с.
3. Детлаф, А.А., Яворский, Б.М. Курс общей физики. – М.: Издательский центр «Академия», 2003. – 720 с.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы:

1. Запишите комплексный показатель преломления вещества. Что характеризуют оптические постоянные?
2. Как оптические постоянные связаны с диэлектрической проницаемостью вещества?
3. Закон Снеллиуса.
4. Что называется дисперсией света? Какие существуют виды дисперсии?
5. Условия проявления нормальной и аномальной дисперсии?
6. Нарисуйте и объясните ход белого света через призму с нормальной дисперсией.
7. Как дисперсия проявляет себя в природных явлениях?
8. Дайте объяснение дисперсии с точки зрения электронной теории.

9. Нарисуйте и объясните ход монохроматических лучей в призме. Что такое преломляющий угол призмы и угол отклонения луча призмой?

10. Как зависит угол отклонения луча при прохождении его через призму от преломляющего угла призмы. В каком случае он минимален?

11. Выведите рабочую формулу для определения показателя преломления с помощью угла наименьшего отклонения.

2.1 Оптические постоянные. Закон Снеллиуса

Для описания оптических свойств вещества вводится комплексный показатель преломления \tilde{n} :

$$\tilde{n} = n + ik, \quad (2.1)$$

где n и k – *оптические постоянные* вещества.

Действительная часть комплексного показателя преломления, n , называется *абсолютным показателем преломления* (далее – просто показатель преломления). *Показатель преломления n определяет, насколько фазовая скорость¹ света v в данном веществе меньше фазовой скорости света в вакууме:*

$$n = \frac{c}{v}. \quad (2.2)$$

Чем медленнее распространяется свет, тем больше показатель преломления.

Мнимая часть комплексного показателя преломления, k , *связана со скоростью затухания электромагнитной волны в веществе*. Значения k положительны, если вещество поглощает свет, и равны нулю, если вещество прозрачно.

Другой способ описания оптических свойств вещества предполагает использование диэлектрической проницаемости. В общем случае диэлектрическая проницаемость также является комплексной величиной $\tilde{\epsilon} = \epsilon + i\epsilon'$, где ϵ – действительная часть, а ϵ' – мнимая часть

¹ Фазовая скорость волны – скорость движения поверхности постоянных фаз

диэлектрической проницаемости. Между \tilde{n} и $\tilde{\epsilon}$, согласно уравнениям Максвелла, есть однозначная связь. Для магнитных сред $\tilde{\epsilon}\mu = \tilde{n}^2$, где μ – магнитная проницаемость среды. Для немагнитных сред ($\mu \approx 1$):

$$\tilde{\epsilon} = \tilde{n}^2. \quad (2.3)$$

Или, иначе, $\epsilon + i\epsilon' = (n + ik)^2$. Таким образом, оптические постоянные связаны с диэлектрической проницаемостью следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \epsilon &= n^2 - k^2 \\ \epsilon' &= 2nk \end{aligned} \quad (2.4)$$

В области прозрачности вещества (т.е. на тех частотах, где вещество не поглощает электромагнитные волны) $k = 0$, $\epsilon_2 = 0$. Тогда и комплексный показатель преломления и диэлектрическая проницаемость становятся вещественными: $\tilde{n} = n$, $\tilde{\epsilon} = \epsilon$, и $n = \sqrt{\epsilon}$.

При пересечении светом границы раздела сред с различными показателями преломления, изменение фазовой скорости света влечет за собой изменение направления его распространения. Закон, описывающий изменение направления распространения света при переходе из одной прозрачной среды в другую был сформулирован в 1621 году голландским математиком Снеллиусом и называется, соответственно, **закон Снеллиуса** (или закон преломления света). Закон Снеллиуса гласит: *при переходе света из одной прозрачной среды в другую, отношение синуса угла падения света к синусу угла преломления равно отношению показателя преломления второй среды к показателю преломления первой:*

$$\frac{\sin(i)}{\sin(r)} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.5)$$

Здесь i – угол падения света на поверхность раздела двух прозрачных сред (отсчитывается от нормали, т.е. перпендикуляра к поверхности раздела, построенной в точке падения), r – угол преломления света при прохождении

во вторую среду², n_1 и n_2 - показатели преломления первой и второй среды, соответственно (см. рисунок 2.1).

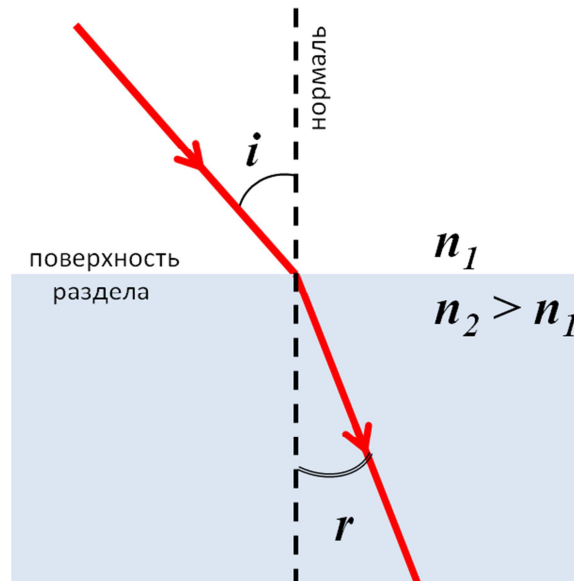


Рисунок 2.1 Преломление света на границе двух прозрачных сред

На рисунке 2.1 изображена ситуация, когда во второй среде свет распространяется медленнее, чем в первой ($v_2 < v_1$ и $n_2 > n_1$), при этом луч при переходе границы раздела отклоняется ближе к нормали. Если свет во второй среде распространяется быстрее ($n_1 > n_2$), то луч отклоняется дальше от нормали. В любом случае, падающий луч, преломленный луч и нормаль к поверхности раздела в точке падения лежат в одной плоскости.

2.2 Дисперсия света

В общем случае, несмотря на название «постоянные», оптические постоянные зависят от частоты падающего на вещество света.

Дисперсией называют зависимость показателя преломления вещества от частоты ω или длины волны λ падающего света: $n = n(\omega)$ или $n = n(\lambda)$.³

Дисперсия характерна для всех веществ.

Дисперсией света называется зависимость фазовой скорости света в

² Общепринятые обозначения, возникшие от английских терминов «incidence» падение, и «refraction» - преломление.

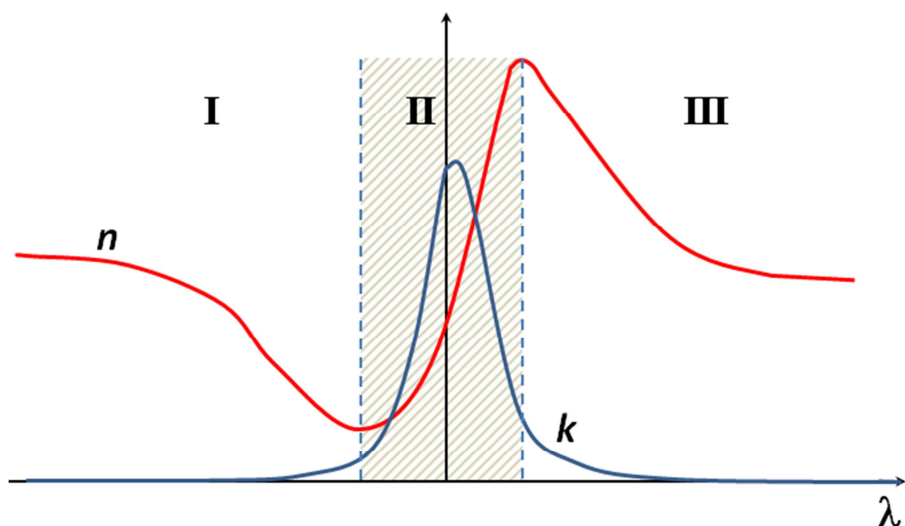
³ $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega}$

веществе от длины волны или частоты падающего света. Очевидно, что причиной дисперсии света является частотная зависимость показателя преломления света в веществе $n = n(\omega)$.

Существует *два вида дисперсии – нормальная и аномальная*. Дисперсию считают *нормальной*, если показатель преломления с увеличением длины волны уменьшается: $\frac{dn}{d\lambda} < 0$. Нормальная дисперсия наблюдается в областях прозрачности вещества. Если с увеличением длины волны показатель преломления растет, $\frac{dn}{d\lambda} > 0$, дисперсию называют *аномальной*: Аномальная дисперсия тесно связана с поглощением света. Она наблюдается в тех относительно узких диапазонах длин волн, в которых свет сильно поглощается веществом (эти области спектра называют полосами поглощения).

На рисунке 2.2 спектральная область II соответствует сильному поглощению материала, в ее пределах отмечается резонансное увеличение k и аномальная дисперсия показателя преломления n . Спектральные области прозрачности I и III демонстрируют нормальную дисперсию, при этом значения k пренебрежимо малы.

Так, например, для неокрашенных стекол нет полос поглощения в видимой области спектра (380 -760 нм) и в ближней инфракрасной области (760 нм – 2.4 мкм), поэтому в этом широком диапазоне длин волн в стекле наблюдается нормальная дисперсия. Однако стекло сильно поглощает ультрафиолетовое излучение и излучение среднего инфракрасного диапазона. Соответственно, в указанных областях стекло демонстрирует аномальную дисперсию. Если вещество имеет несколько полос поглощения, то аномальная дисперсия наблюдается вблизи каждой из них.



I, III – спектральные области прозрачности вещества, II – область поглощения

Рисунок 2.2 Зависимость оптических постоянных вещества от длины волны падающего света

Важным следствием дисперсии света является пространственное разложение некогерентного света на составляющие при попадании в вещество с заметной дисперсией. Так, например, при падении белого света на трехгранную стеклянную призму в результате дисперсии в стекле происходит разложение падающего луча в спектр на составляющие – от красного света до фиолетового (см. рисунок 2.3). Причиной пространственного распределения света по цветам является зависимость угла преломления света от длины волны при пересечении границы раздела воздух/стекло. При падении света из воздуха ($n_1 = 1$) на стекло, показатель преломления которого зависит от длины волны $n_2 = n_2(\lambda)$, закон преломления (2.5) можно записать в виде:

$$\sin(r) = \frac{n_1 \sin(i)}{n_2} = \frac{\sin(i)}{n_2(\lambda)} \quad (2.6)$$

Очевидно, что чем меньше показатель преломления n_2 , тем больше угол преломления луча в призме. А поскольку для прозрачных веществ с нормальной дисперсией показатель преломления уменьшается с увеличением

длины волны, то длинноволновой красный свет имеет меньший показатель преломления n_2 , и преломляется под большим углом, чем коротковолновой фиолетовый свет, для которого n_2 больше.

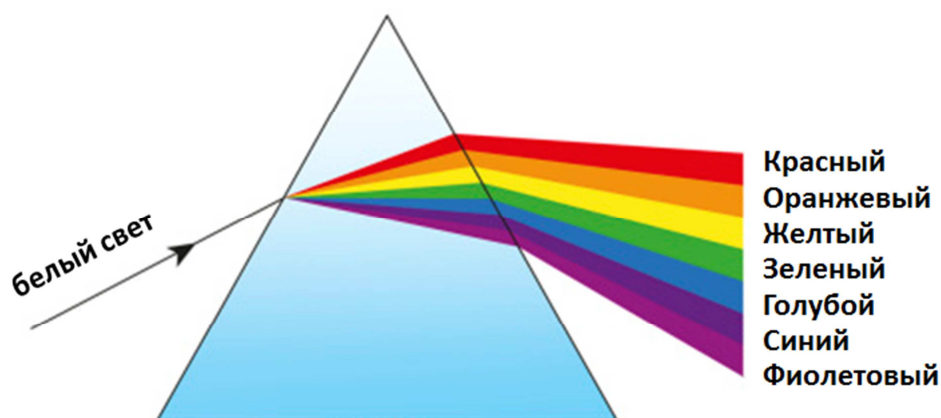


Рисунок 2.3 Дисперсия белого света в призме с нормальной дисперсией

Ярким примером дисперсии света в природе является *радуга*. Она возникает в результате дисперсии света на дождевых каплях. Свет падает на каплю, преломляется, в результате нормальной дисперсии разделяется на лучи разных цветов, затем разложенное в спектр излучение испытывает полное внутреннее отражение от задней полусферы капли, на обратном пути происходит его дальнейшая дисперсия, и, наконец, разложенный в спектр свет преломляется и выходит обратно через переднюю поверхность капли (см. рисунок 2.4).

Таким образом, радугоу можем наблюдать только тогда, когда Солнце светит сзади наблюдателя, а дождь идет впереди него. Из-за дисперсии каждый цвет в отраженных лучах собирается под своим строго определенным углом, и это объясняет, почему радуга образует в небе дугу.

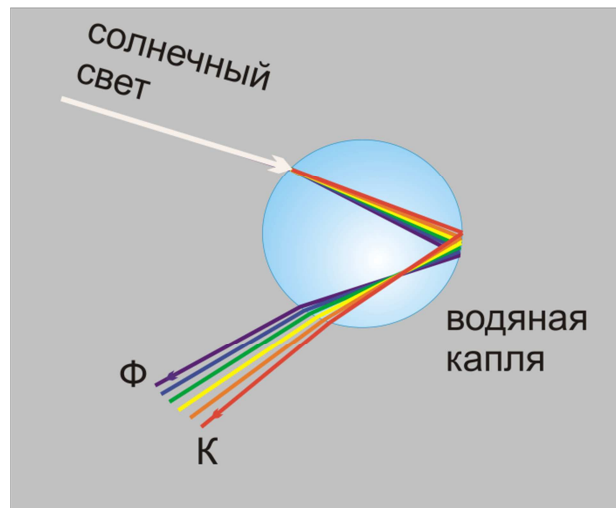


Рисунок 2.4 К возникновению радуги

2.3 Классическая теория дисперсии

Свет представляет собой электромагнитные волны, которые характеризуются колебанием двух векторов, вектора электрической напряженности \vec{E} и вектора магнитной напряженности \vec{H} , с частотой от $4 \cdot 10^{14}$ до $8 \cdot 10^{14}$ Гц (что соответствует видимому диапазону излучения с длиной волны от 380 до 760 нм). Вектор \vec{E} часто также называют **световым вектором**, поскольку именно он определяет величину и направление переноса той части энергии электромагнитного излучения, которая может быть воспринята визуально (световой поток).

Чтобы построить теорию дисперсии для оптических констант, т.е. найти их зависимость от частоты (длины волны), необходимо рассмотреть движение заряженных частиц вещества под действием светового вектора. Заряженными частицами вещества могут быть *свободные электроны, заряженные оболочки атомов и молекул, ионы кристаллической решетки*.

Описывать их движение в рамках классической теории можно в том случае, если энергия фотонов электромагнитного излучения намного меньше средней тепловой энергии заряженных частиц, а сама энергия заряженных частиц может меняться непрерывно, а не дискретно.

С точки зрения классической теории дисперсии, предложенной голландским физиком Лоренцом в начале 20 века, взаимодействие света и

вещества сводится к воздействию электромагнитного поля световой волны на заряженные частицы вещества, которые могут совершать собственные колебания с частотой ω_0 . Такие частицы называют **заряженными осцилляторами**.

Пусть на осциллятор с массой m и зарядом q , движущийся вдоль оси x , действуют следующие силы: внешняя вынуждающая сила, обусловленная действием светового вектора, $\vec{F}_{внеш} = q\vec{E}$, линейная возвращающая сила упругости $\vec{F}_{упр} = K\vec{x}$ с коэффициентом упругости K , и тормозящая сила сопротивления среды $\vec{F}_c = b\frac{d\vec{x}}{dt}$, где b - коэффициент сопротивления среды.

Сопротивление среды выражается в том, что в процессе колебаний заряженная частица постепенно теряет свою энергию, и амплитуда колебаний с течением времени уменьшается. Этот процесс называется затуханием. Затухание связано с излучением вторичных волн и взаимодействием частиц между собой. Явление затухания аналогично трению в механических колебаниях.

Запишем второй закон Ньютона в проекции на ось x :

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = F_{внеш} - F_{упр} - F_c = qE - Kx - b\frac{dx}{dt} \quad (2.7)$$

Знак «-» перед $F_{упр}$ и F_{mp} обусловлен тем, что и сила сопротивления среды, и сила упругости направлены противоположно внешней движущей силе. В канонической форме для **вынужденных затухающих колебаний** уравнение (2.7) можно переписать как:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2x = \frac{q}{m}E \quad (2.8)$$

Здесь $\omega_0 = \sqrt{K/m}$ - собственная циклическая частота колебаний осциллятора в отсутствие сопротивления среды и внешних сил, а постоянная затухания $\gamma = \frac{b}{m}$ определяет, насколько быстро уменьшается амплитуда

колебаний осциллятора с течением времени из-за сопротивления среды.

Если рассматривать воздействие на заряженный осциллятор плоской монохроматической световой волны с частотой ω и амплитудой \vec{E}_0 , т.е. $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$, то решением дифференциального уравнения (2.8) будет

$$x = x_0 \exp(-i\omega t) = \frac{q}{m} \frac{E}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}, \quad (2.9)$$

где x_0 – комплексная амплитуда вынужденных затухающих колебаний заряженной частицы

$$x_0 = \frac{q}{m} \frac{E_0}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}. \quad (2.10)$$

Рассмотрим поляризацию немагнитного вещества ($\mu \approx 1$) под действием электромагнитного поля световой волны. В отсутствие внешнего воздействия заряженные частицы вещества находятся в равновесии. Под действием электрического поля \vec{E} световой волны заряженные частицы смещаются из положения равновесия на некоторое расстояние x . В результате возникает электрический диполь с дипольным моментом $\vec{p} = qx$. Если в единице объема среды имеется N заряженных частиц, то электрический дипольный момент единицы объема, называемый поляризованностью \vec{P} , равен:

$$\vec{P} = N\vec{p} = Nqx. \quad (2.11)$$

Учтем связь между поляризованностью \vec{P} и вектором диэлектрического смещения \vec{D} :

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon}\epsilon_0\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}, \quad (2.12)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная (диэлектрическая проницаемость вакуума).

Тогда выразим \vec{P} из (2.12), и с учетом (2.11) и полученного решения (2.9) для x , получим:

$$\vec{P} = \epsilon_0\vec{E}(\tilde{\epsilon} - 1) = Nqx = \frac{Nq^2}{m} \frac{E}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}. \quad (2.13)$$

Отсюда комплексная диэлектрическая проницаемость среды равна

$$\tilde{\epsilon} = 1 + Nqx = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}. \quad (2.14)$$

В дальнейшем, объединим постоянный множитель перед вторым слагаемым в отдельную константу:

$$\omega_p^2 = \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m}. \quad (2.15)$$

Для действительной ϵ и мнимой ϵ' частей комплексной диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon} = \epsilon + i\epsilon'$ с использованием (2.15) можно записать отдельные выражения:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}. \quad (2.16)$$

$$\epsilon'(\omega) = \frac{\gamma\omega\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}. \quad (2.17)$$

На рисунке (2.5) схематически представлены зависимости от частоты действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. Соответствующие комплексной диэлектрической проницаемости значения оптических постоянных n и k , рассчитанные с учетом формул (2.4), представлены на рисунке 2.6.

Как видим, в области частот света, близких к собственной частоте колебаний заряженных частиц $\omega \approx \omega_0$, мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ' и мнимая часть показателя преломления k достигают резкого максимума (резонанс). В этой области вещество резонансно поглощает энергию падающего излучения. Поведение показателя преломления n и действительной части диэлектрической проницаемости ϵ в той же области спектра свидетельствуют о том, что при поглощении света вещество характеризуется аномальной дисперсией: $\frac{dn}{d\omega} < 0$ (или $\frac{dn}{d\lambda} > 0$).

В областях частот удаленных от резонансной частоты ω_0 показатель преломления n (как и ϵ) демонстрирует нормальную дисперсию:

$$\frac{dn}{d\omega} > 0 \left(\text{или } \frac{dn}{d\lambda} < 0 \right).$$

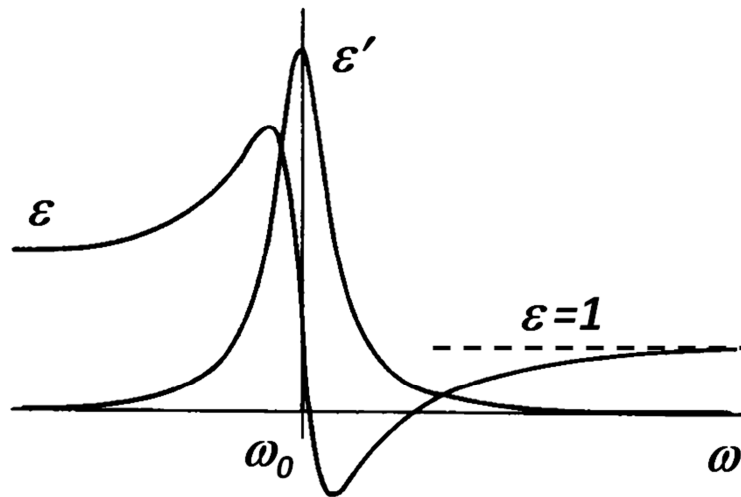


Рисунок 2.5 Частотная зависимость действительной ε и мнимой ε' частей комплексной диэлектрической проницаемости

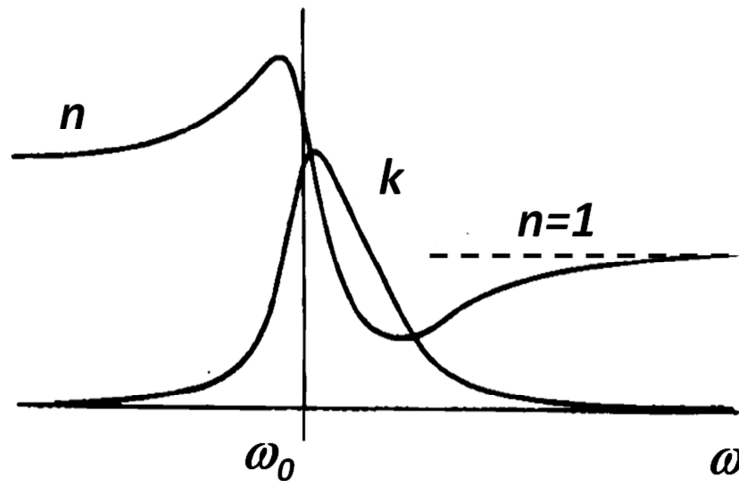


Рисунок 2.6 Частотная зависимость оптических постоянных (действительной n и мнимой k частей комплексного показателя преломления \tilde{n})

Анализ выражений (2.16) и (2.17) в пределе малых частот ($\omega \rightarrow 0$) показывает, что

$$\varepsilon(0) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}; \quad \varepsilon'(0) = 0 \quad (2.18)$$

Мнимая часть диэлектрической проницаемости стремится к нулю, а действительная становится константой, статическим значением диэлектрической проницаемости, зависящим от концентрации осцилляторов и их массы. Так, например, для воды значение статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon(0) = 81$, а для трансформаторного масла 2.2. Показатель

преломления при этом имеет только действительную часть $n(0) = \sqrt{\varepsilon(0)}$, поглощение отсутствует $k(0) = 0$.

В пределе больших частот ($\omega \gg \omega_0$, $\omega \rightarrow \infty$) из (2.16) и (2.17) получаем:

$$\varepsilon(\infty) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \approx 1; \quad \varepsilon'(\infty) = 0 \quad (2.19)$$

Действительная часть диэлектрической проницаемости стремится к 1 снизу, а мнимая стремится к нулю. Соответствующие компоненты комплексного показателя преломления равны $n(\infty) = \sqrt{\varepsilon(\infty)} \approx 1$; $k(\infty) = 0$. То есть, в пределе высоких частот показатель преломления стремится к 1 снизу, поглощение отсутствует.

Таким образом, представленная классическая модель правильно описывает дисперсию оптических постоянных в случае, если взаимодействие света с веществом можно описывать в рамках *одноосцилляторного* приближения (т.е. рассматривая только один сорт заряженных частиц - осцилляторов).

Однако во многих случаях взаимодействия света с веществом будет необходимо учесть наличие заряженных частиц разных типов (электроны, ионы), или учесть, что заряженные частицы одного сорта могут иметь несколько собственных (резонансных) частот ω_0 . Тогда в формулах (2.14) – (2.17) потребуется провести суммирование по осцилляторам разных типов со своими массами, зарядами и собственными частотами. Такое приближение называют *многоосцилляторным*. Так для примера на рисунках 2.7 и 2.8 представлены частотные зависимости оптических постоянных при наличии в веществе осцилляторов двух сортов.

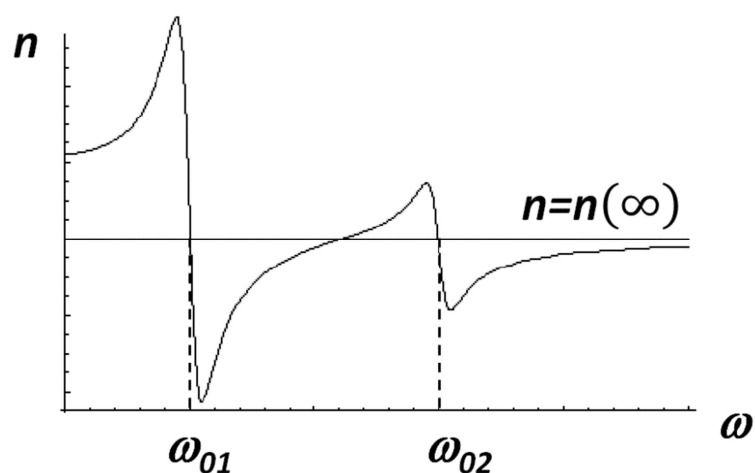


Рисунок 2.7 Дисперсия действительной части комплексного показателя преломления при наличии двух сортов осцилляторов в веществе

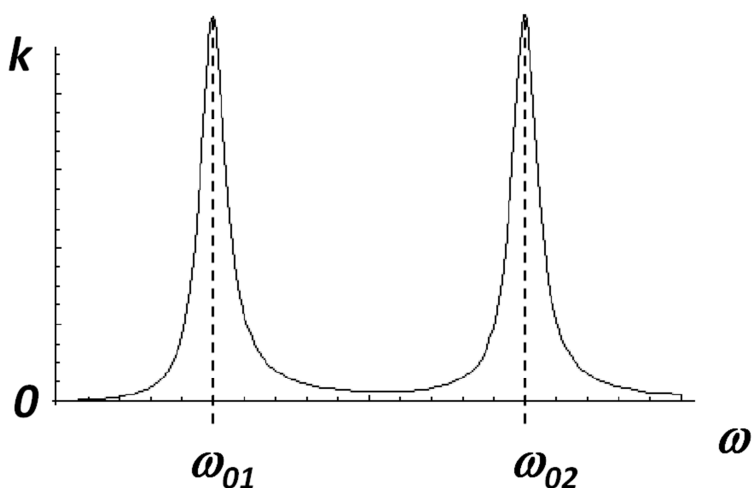


Рисунок 2.8 Дисперсия мнимой части комплексного показателя преломления при наличии двух сортов осцилляторов в веществе

Рассмотренная классическая теория дисперсии с достаточно хорошей точностью описывает поведение разного типа материалов – диэлектриков, металлов, полупроводников.

В случае если вещество – *диэлектрик*, в качестве заряженных частиц могут выступать электроны атомной оболочки и ионы кристаллической решетки, причем эти частицы могут совершать колебания с разными собственными частотами, т.е. в общем случае следует использовать многоосцилляторную модель. Характерные примеры дисперсии в

диэлектриках приведены на рисунках 2.2, 2.5-2.8.

Если вещество – *металл*, то взаимодействие со светом в основном происходит за счет вынужденных колебаний свободных электронов, и в этом случае собственная частота колебаний отдельных электронов $\omega_0 = 0$. Тогда

введенная в формуле (2.15) константа $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e}}$ - называется плазменной

частотой и представляет собой собственную частоту колебаний электронного газа в металлах относительно ионов кристаллической решетки. Применение модели Лоренца для металлов дает широкую область пренебрежимо малых значений n и больших значений k для частот меньше плазменной ($\omega < \omega_p$ - область поглощения и отражения света металлом), и область нормальной дисперсии при $\omega > \omega_p$.

Если вещество – полупроводник, то это значит, что у него как в металлах есть свободные носители заряда (электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне), но есть и ионы кристаллической решетки, которые ведут себя как заряженные осцилляторы в диэлектриках. Таким образом, полупроводники обладают свойствами как металлов, так и диэлектриков. Вследствие этого для полупроводников формулы (2.16), (2.17) для вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости должны включать вклады и от ионов кристаллической решетки, и от свободных носителей заряда.

2.4 Определение показателя преломления вещества по углу наименьшего отклонения

Метод расчета

Рассмотрим метод определения показателя преломления, применимый для прозрачных веществ ($k=0$). Метод состоит в измерении минимального угла отклонения лучей при прохождении света через треугольную призму, изготовленную из исследуемого материала.

На окруженную воздухом призму направляют параллельный пучок

Если обозначить как i_2 угол падения на правую грань луча, прошедшего сквозь призму, то угол преломления из призмы в воздух будет составлять r_2 :

$$\frac{\sin(r_2)}{\sin(i_2)} = n \quad (2.21)$$

Внутренние углы призмы r_1 и i_2 не поддаются измерениям для небольших призм. Чтобы иметь возможность определить показатель преломления n призмы из эксперимента, необходимо получить его зависимость от практически измеряемых внешних углов i_1 , r_2 , и преломляющего угла призмы δ .

Рассмотрим на рисунке 2.9 четырехугольник $DBEF$, образованный боковыми гранями и нормалью к ним. Так как сумма углов четырехугольника равна 2π , то $\angle DFE = 2\pi - \pi/2 - \pi/2 - \delta = \pi - \delta$. Тогда из треугольника DEF , с учетом равенства суммы углов треугольника π , получаем:

$$\delta = i_2 + r_1 \quad (2.22)$$

Подставляем (2.22) в (2.20):

$$\begin{aligned} n &= \frac{\sin(i_1)}{\sin(r_1)} = \frac{\sin(i_1)}{\sin(\delta - i_2)} = \frac{\sin(i_1)}{\sin(\delta)\cos(i_2) - \sin(i_2)\cos(\delta)} = \\ &= \frac{\sin(i_1)}{\sin(\delta)\sqrt{1 - \sin^2(i_2)} - \sin(i_2)\cos(\delta)} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Выразим $\sin(i_2)$ из (2.21) и подставим в (2.23). Выполнив преобразования, получим зависимость показателя преломления призмы от внешних углов i_1 , r_2 , и преломляющего угла призмы δ :

$$n = \frac{1}{\sin(\delta)} \sqrt{\sin^2(i_1) + \sin^2(r_2) + 2\sin(i_1)\sin(r_2)\cos(\delta)}. \quad (2.24)$$

Измерение углов i_1, r_2 является возможным, но не является удобным, поскольку отсчитываются они от разных граней призмы. Гораздо удобнее при выполнении эксперимента проводить измерение углов, которые отсчитываются от одного и того же направления. На практике вместо углов

i_1, r_2 удобнее измерять **угол отклонения лучей** призмой от своего первоначального направления. На рисунке 2.9 угол отклонения лучей обозначен φ . Он отсчитывается между направлением падения луча на призму и направлением выхода из нее.

Из треугольника DGE видно, что сумма углов треугольника $\pi = (i_1 - r_1) + (r_2 - i_2) + (\pi - \varphi)$, откуда с учетом (2.22) получаем:

$$\varphi = i_1 + r_2 - \delta. \quad (2.25)$$

Оценим поведение φ в приближении малых углов i_1 и r_2 . Поскольку для малых углов синус угла приблизительно равен значению самого угла, выраженному в радианах ($\sin(x) \approx x$), соотношения (2.20) и (2.21) можно представить в виде

$$n \approx \frac{i_1}{r_1} \approx \frac{r_2}{i_2}, \quad (2.26)$$

Тогда, подставляя в (2.25) выражения для i_1 и r_2 из (2.26), получаем $\varphi = i_1 + r_2 - \delta \approx nr_1 + ni_2 - \delta = n(r_1 + i_2) - \delta = n\delta - \delta = \delta(n - 1)$, т.е.

$$\varphi \approx \delta(n - 1). \quad (2.27)$$

Из чего можно сделать важный вывод, что **чем больше преломляющий угол призмы δ тем сильнее отклоняется луч**. Этот вывод качественно справедлив также и для больших углов. Поэтому, если хотят добиться большего отклонения луча от первоначального направления, для эксперимента выбирают призмы с большим преломляющим углом.

Итак, как следует из формулы (2.25), значение угла отклонения меняется с изменением угла падения света на призму. Можно показать, что **минимальный угол отклонения φ_{min} наблюдается в ситуации, когда свет идет через призму симметрично**, т.е. угол падения света на призму и угол преломления при выходе света из призмы равны между собой:

$$i_1 = r_2, \quad (2.28)$$

а $r_1 = i_2$, соответственно. Если призма является равнобедренной, то внутри призмы свет при этом будет распространяться параллельно основанию (см.

рисунок 2.10). Минимальный угол отклонения φ_{min} называют **углом наименьшего отклонения**.

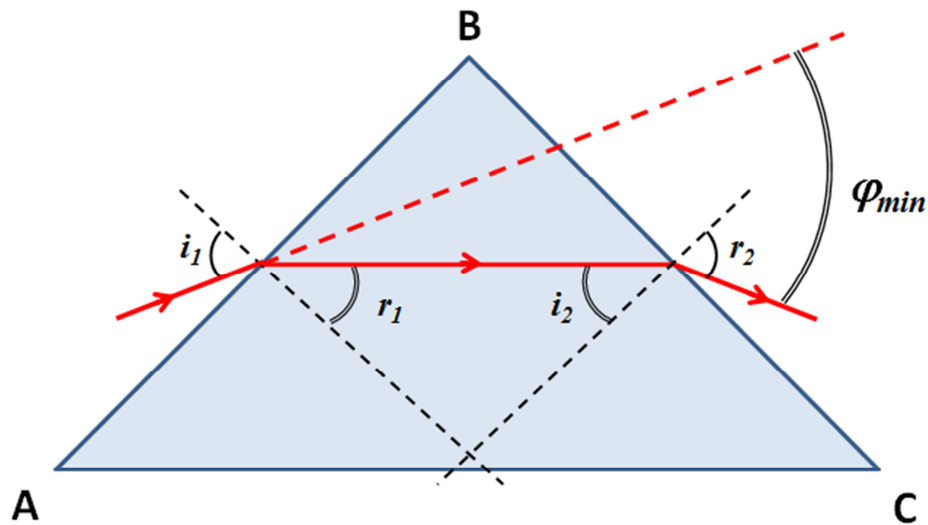


Рисунок 2.10 Симметричный ход луча через призму ($i_1 = r_2$; $r_1 = i_2$; $\varphi = \varphi_{min}$)

Подставив условие (2.28) в формулу (2.25), получим

$$i_1 = \frac{\varphi_{min} + \delta}{2}, \quad (2.29)$$

В то время как подстановка (2.28) в (2.25) дает

$$r_1 = \frac{\delta}{2}, \quad (2.30)$$

Используя выражения (2.29) и (2.30), из закона преломления (2.20) мы получаем рабочую формулу для определения показателя преломления призмы путем измерения угла наименьшего отклонения для светового луча:

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\varphi_{min} + \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (2.31)$$

То же самое выражение получается из формулы (2.24) при подстановке в нее условия (2.29) и тригонометрических преобразований.

Следовательно, определение показателя преломления вещества сводится к измерению преломляющего угла призмы δ и угла наименьшего отклонения лучей φ_{min} .

Следует отметить, что метод определения показателя преломления призмы путем измерения угла наименьшего отклонения φ_{min} не только более удобен, чем метод измерения внешних углов i_1 и r_2 (упрощается и само измерение угла, и расчетная формула), но также и более точен (сокращает число измеряемых углов, а значит, уменьшает полную погрешность измерений).

Относительная и абсолютная погрешности показателя преломления призмы определяются по следующим формулам. Относительная погрешность показателя преломления:

$$\varepsilon_n = \frac{\Delta n}{n} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi_{min} + \delta}{2} \right) \cdot (\Delta \varphi_{min} + \Delta \delta) - \operatorname{ctg} \left(\frac{\delta}{2} \right) \cdot \Delta \delta \right]. \quad (2.32)$$

Абсолютная погрешность показателя преломления:

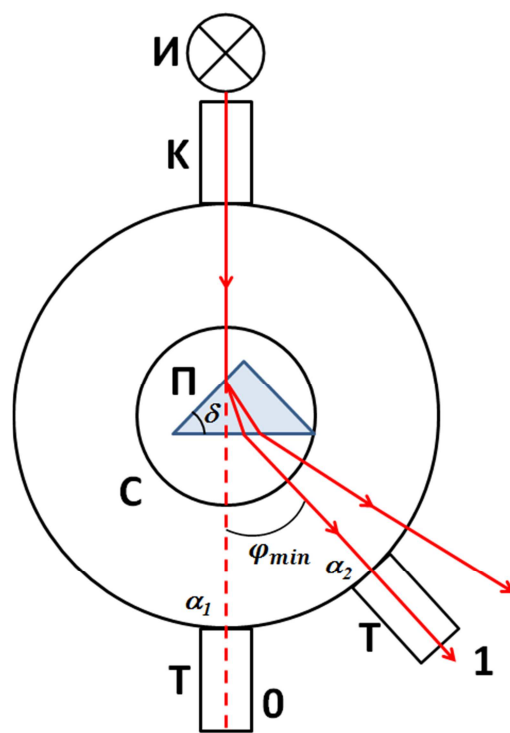
$$\Delta n = \varepsilon_n \cdot n \quad (2.33)$$

Здесь $\Delta \varphi_{min}$ и $\Delta \delta$ - абсолютные погрешности угла наименьшего отклонения и преломляющего угла призмы, соответственно.

Описание установки

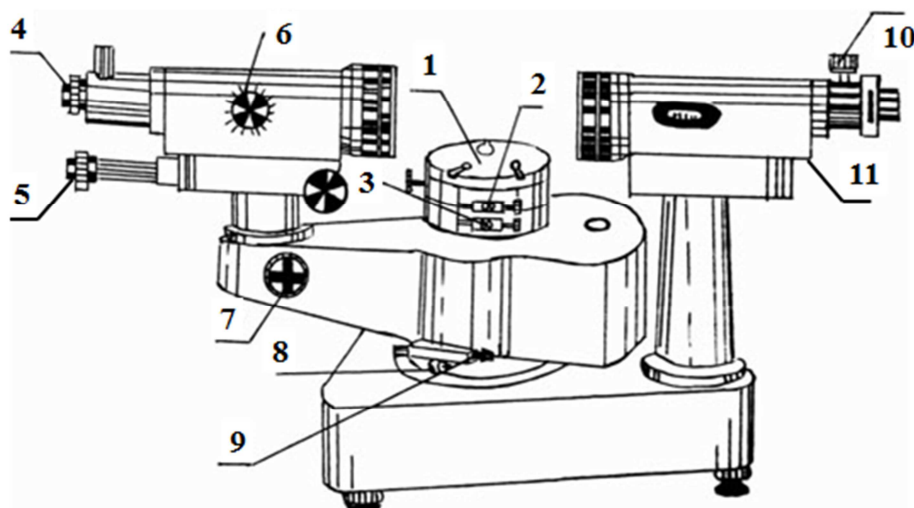
Экспериментальная установка состоит из ртутной лампы, гониометра и стеклянной треугольной призмы (один из углов равнобедренного треугольника является прямым). Гониометром называют оптический прибор, предназначенный для бесконтактного измерения углов с высокой точностью (в нашем случае – с точностью до 1"). Схематичное изображение установки представлено на рисунке 2.11. Детальное изображение гониометра приведено на рисунке 2.12.

Немонохроматическое излучение ртутной лампы I падает на спектральную щель коллиматора K гониометра. Оптическая система коллиматора преобразует пучок в параллельный и направляет его на стеклянную призму $П$. Призма устанавливается на предметный столик C гониометра таким образом, чтобы прямой угол треугольника был обращен к коллиматору (см. рисунок 2.11). Благодаря явлению дисперсии призма раскладывает немонахроматическое (белое) излучение в спектр. Таким образом, лучи различных цветов (с соответствующей длиной волны λ) выходят из призмы под разными углами. Спектральные линии различных цветов наблюдаются в окуляре зрительной трубы T гониометра после ее поворота в соответствующем направлении. Измерение угла проводится путем снятия показаний в окуляре отсчетного устройства гониометра после юстировки трубы на *угол наименьшего отклонения для света с данной длиной волны λ* (см. раздел «Порядок проведения измерений и обработки результатов»).



И – источник света (ртутная лампа); *К* – коллиматор со спектральной щелью; *С* – предметный столик; *П* – стеклянная призма; *Т* – зрительная труба гониометра; 0 и 1 – положения зрительной трубы, установленной, соответственно, на направление падения луча на призму (α_1) и направление выхода луча из призмы при $\varphi = \varphi_{\min}$ (α_2)

Рисунок 2.11 Схема экспериментальной установки.



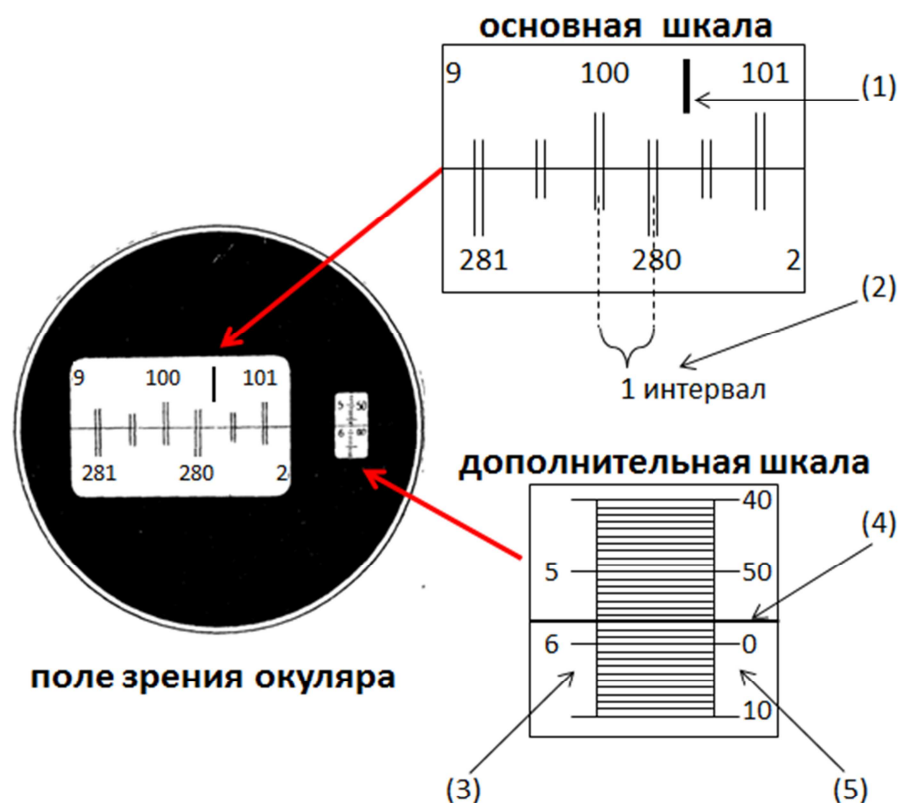
1- предметный столик; 2,3 – зажимные винты предметного столика; 4 – окуляр зрительной трубы; 5 – окуляр отсчетного устройства; 6 – маховичок фокусировки зрительной трубы; 7 – маховичок оптического микрометра; 8 – зажимной винт зрительной трубы; 9 – микрометрический винт; 10 – винт регулировки ширины спектральной щели коллиматора; 11 – коллиматор

Рисунок 2.12. Гониометр

Порядок снятия отсчёта на гониометре Г-5

1. Включить освещение поля зрения отсчётного устройства с помощью тумблера, расположенного в нижней левой части основания гониометра.
2. Отрегулировать резкость изображения шкалы отсчётного устройства окуляра 5 путем вращения оправы окуляра.
3. Найти в поле зрения отсчётного устройства основную шкалу и дополнительную (см. рисунок 2.13). Основная шкала находится в центре поля зрения окуляра. Она позволяет измерить число градусов и число десятков минут. Дополнительная шкала находится в правой части поля зрения окуляра. Она дает возможность измерить число единиц минут и число секунд.
4. Снять отсчет по основной шкале. Для этого поверните маховичок оптического микрометра 7 так, чтобы верхние и нижние изображения штрихов точно совместились. Найдите вертикальный индикатор (1) над штрихами. **Число градусов** будет равно ближайшему числу, расположенному слева от индикатора. **Число десятков минут** равно числу интервалов (2), заключенных между верхним сдвоенным штрихом, соответствующим отсчитанному числу градусов, и нижним сдвоенным штрихом, показание которого отличается от верхнего на 180° .
5. Снять отсчет по дополнительной шкале. **Число единиц минут** отсчитывается по левой части шкалы (3) согласно показанию горизонтального индикатора (4). **Число секунд** отсчитывается по правой части шкалы (5) согласно показанию того же индикатора.
6. Объединить показания, снятые по обеим шкалам. Записать значение угла с точностью до секунды.

На рисунке 2.13 приведен пример отсчёта. При затруднении в измерении углов обращайтесь к преподавателю или лаборанту.



ТЕКУЩИЙ ОТСЧЕТ $100^{\circ} 15' 57''$

(1) – вертикальный индикатор; (2) – число интервалов, соответствующее числу десятков минут; (3) – шкала единиц минут; (4) – горизонтальный индикатор; (5) – шкала секунд

Рисунок 2.13 К снятию показаний гониометра

Порядок проведения измерений и обработки результатов

Внимание: при работе на установке необходимо строго соблюдать правила техники безопасности:

1. Категорически запрещено включать ртутную лампу в нагретом состоянии. Если есть необходимость повторного включения лампы после ее выключения, следует подождать охлаждения в течение 10 минут.
2. Не применяйте усилие при работе с гониометром. Перед поворотом зрительной трубы гониометра убедитесь, что труба не зафиксирована.

Перед началом работы студент обязан внимательно изучить описание гониометра и усвоить порядок снятия отсчета по гониометру (см. раздел «Описание установки»). **Ртутную лампу при этом не включать.**

Только после этого приступать к выполнению работы:

1. Включить ртутную лампу и установить зрительную трубу гониометра напротив источника света. Найти изображение щели коллиматора в поле зрения трубы и совместить его с двойной визирной линией (четкость изображения достигается при помощи винта 6). Снять отсчет угла α_1 , соответствующего направлению падения белого света на призму, которая будет установлена впоследствии (см. рисунок 2.11). Угол падения одинаков для всех длин волн немонахроматического излучения ртутной лампы. Внести значение α_1 в Таблицу 2.1.
2. В работе применяется прямоугольная равнобедренная призма. Установить на предметном столике гониометра призму прямым углом к источнику света. При таком расположении преломляющий угол призмы будет равен $\delta = 45^\circ$.
3. Невооруженным глазом найти направление, в котором видно разложение в спектр изображения щели коллиматора. Затем поворачивать зрительную трубу вправо (или влево) до тех пор, пока двойная желтая спектральная линия (дублет) не окажется в середине поля зрения окуляра зрительной трубы. Остановить зрительную трубу, закрепить ее с помощью винта 8.
4. Медленно поворачивать рукой предметный столик с призмой по часовой стрелке (если труба повернута вправо относительно оси коллиматора) или против часовой стрелки (если труба повернута влево относительно оси коллиматора) и одновременно наблюдать в окуляре зрительной трубы за движением линий спектра. Во время вращения столика меняется угол φ отклонения лучей призмой. При этом спектр сначала движется в одном направлении, затем останавливается, и начинает двигаться в обратном направлении. Нужно остановить столик в тот момент, когда останавливается спектр. Тем самым мы фиксируем направление α_2 , соответствующее углу наименьшего отклонения луча призмой $\varphi = \varphi_{\min}$. (см. рисунок 2.11).
5. Произвести измерения угла α_2 для каждой линии в спектре. Для этого нужно совместить визирную линию с линией спектра с помощью винта 9. Снять отсчет α_2 . Внести значение в Таблицу 2.1. Повторить действия для

следующей линии в спектре.

6. Рассчитать значение угла наименьшего отклонения $\varphi_{\min} = |\alpha_2 - \alpha_1|$ для каждой линии в спектре. Внести значения в Таблицу 2.1.
7. Вычислить показатель преломления n для каждой линии спектра по формуле (2.31), где $\delta = 45^\circ$. Рекомендуется рассчитывать показатель преломления с точностью до трех десятичных знаков после запятой. Внести значения в Таблицу 2.1.
8. По формулам (2.32) и (2.33) рассчитать абсолютные погрешности измерения показателя преломления Δn . Следует учесть, что $\Delta\varphi_{\min} = \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2$ и использовать значения абсолютных погрешностей $\Delta\alpha = \Delta\delta = 0.5'' = 2.4 \cdot 10^{-6}$ рад. Внести значения в Таблицу 2.1.
9. Построить график зависимости показателя преломления от длины волны $n(\lambda)$. Масштаб при этом следует выбрать согласно диапазону имеющихся значений n и λ . Каждую точку отображать с учетом погрешности Δn .
10. По виду зависимости $n(\lambda)$ установить вид дисперсии материала призмы.

Таблица 2.1 Параметры спектральных линий в дисперсионном спектре

Линия спектра	α_1	α_2	φ_{\min}	n	Δn
Красная $\lambda=623$ нм					
Желтая $\lambda=577$ нм					
Зеленая $\lambda=546$ нм					
Зелено-голубая $\lambda=491$ нм					
Синяя $\lambda=434$ нм					

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Цель работы:

1. Изучить дифракцию Фраунгофера на одной щели и на дифракционной решетке.
2. Определить длины волн излучения ртутной лампы с помощью дифракционной решетки.
3. Рассчитать угловую дисперсию дифракционной решетки для желтого дублета в спектре излучения ртутной лампы и сравнить с ее теоретическим значением.
4. Рассчитать максимальный порядок дифракции для желтого дублета.

Приборы и принадлежности:

1. Дифракционная решетка.
2. Гониометр.
3. Ртутная лампа.

Литература:

1. Саржевский, А.М. Оптика. Полный курс. Изд. 2-е. - М.: Едиториал УРСС, 2004. – 608 с.
2. Трофимова, Т.И. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 2003. – 542 с.
3. Детлаф, А.А., Яворский, Б.М. Курс общей физики. – М.: Издательский центр «Академия», 2003. – 720 с.
4. Апенко М.И., Гвоздева Н.П. Физическая оптика. – М.: Машиностроение, 1979. – 216 с.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы:

1. В чем заключается явление дифракции?
2. Принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Какие виды дифракции вы знаете? При каких условиях они наблюдаются?

4. Дифракция Фраунгофера на одной щели. В каких направлениях получаются минимумы и максимумы на одной щели? Изобразить распределение интенсивности света при дифракции на щели.
5. Сформулируйте условия максимумов и минимумов при дифракции на одной щели.
6. Как зависит угол дифракции от длины волны?
7. Что такое дифракционная решетка? Что понимают под периодом дифракционной решетки?
8. Запишите условия главных и дополнительных максимумов, а также минимумов при дифракции света на решетке. Изобразите распределение интенсивности при дифракции на решетке.
9. Дифракционные спектры. Различия между дисперсионным и дифракционным спектрами.
10. Дифракционная решетка как спектральный прибор. Критерий Рэлея. Разрешающая сила и угловая дисперсия дифракционной решетки.

3.1 Основные понятия теории дифракции света

При прохождении света через малые отверстия, взаимодействии света с малыми частицами и распространении вблизи границ непрозрачного экрана световая волна испытывает отклонение от пути, предсказываемого законами геометрической оптики (в частности, законом прямолинейного распространения света). Свет огибает препятствия и попадает в область геометрической тени.

Дифракция света – это отклонения от законов геометрической оптики, наблюдаемые при распространении света в оптически неоднородных средах.

При дифракции за препятствием наблюдается перераспределение светового потока, т.е. возникает дифракционная картина в виде возникновения максимумов и минимумов интенсивности. Препятствием, или оптической неоднородностью, может служить любой объект, показатель

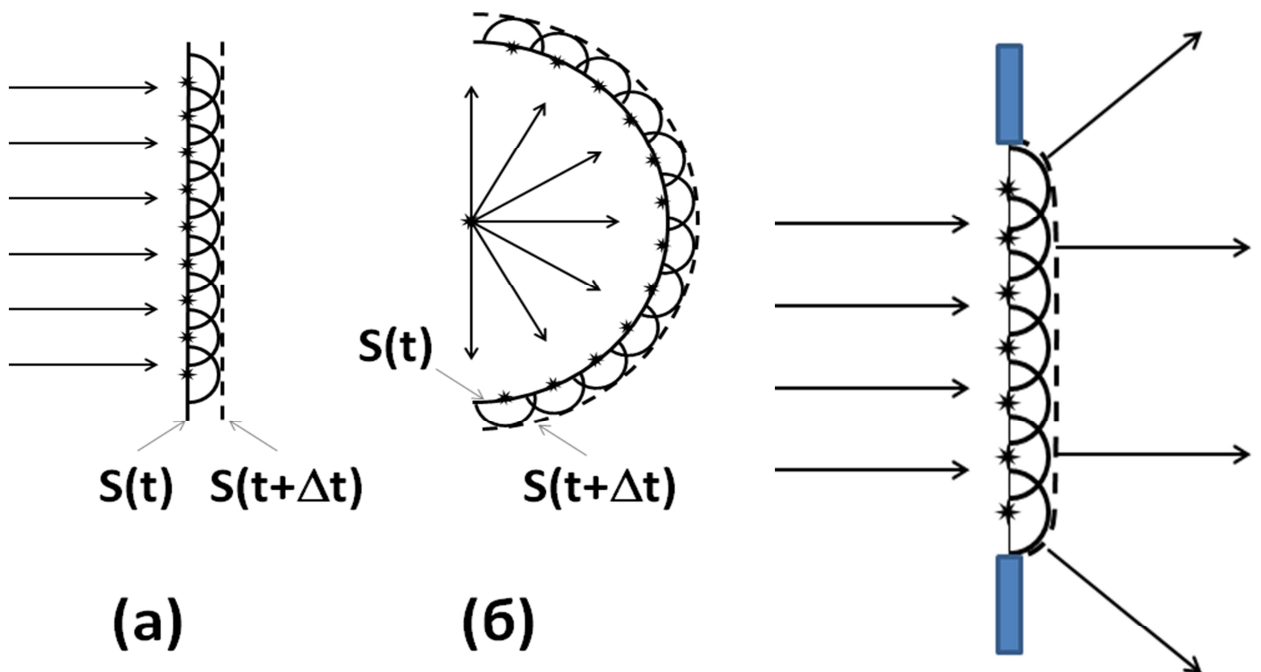
преломления которого отличается от показателя преломления окружающей среды. Чем больше разница между показателями преломления, тем контрастней будет дифракционная картина.

Явление дифракции обусловлено волновой природой света и не может быть объяснено с точки зрения корпускулярной теории, когда свет рассматривается как пучок фотонов.

Распределение интенсивности при дифракции света можно найти с помощью **принципа Гюйгенса-Френеля**. Он состоит из двух частей:

(1) *Каждая точка, до которой дошла волна, служит источником вторичных сферических волн. Огибающая вторичных волн даёт положение волнового фронта в следующий момент времени (принцип Гюйгенса).*

На рисунке 3.1 показан способ построения волнового фронта $S(t+\Delta t)$ плоской (а) и сферической (б) волн в момент времени $t+\Delta t$ по известному фронту $S(t)$ в момент времени t . Принцип Гюйгенса объясняет неизбежность отклонения световой волны от прямолинейного распространения при наличии преграды (см. рисунок 3.2). Однако он ничего не говорит об амплитуде (а значит и интенсивности) волн, распространяющихся в различных направлениях.



(а) – плоская волна; (б) – сферическая волна

Рисунок 3.2 Изменение фронта волны вблизи краев

(2) Вторичные волны являются когерентными и суммируются по принципу интерференции. Амплитуда вторичной волны пропорциональна площади элемента поверхности, испустившего эту волну (принцип Френеля).

Согласно этому принципу огибающая вторичных волн является поверхностью, где благодаря взаимной интерференции вторичных волн результирующая волна имеет максимальную интенсивность. Если же на пути распространения света установить экран, то в результате интерференции вторичных волн на экране будет происходить перераспределение интенсивности светового потока в пространстве (минимумы и максимумы).

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля построение огибающей волны можно заменить расчетами интерференции вторичных волн, что дает возможность также рассчитать распределение интенсивности в дифракционной картине.

Разделяют два вида дифракции – дифракцию Френеля и дифракцию Фраунгофера.

Дифракция Френеля – это дифракция в сходящихся или расходящихся лучах, т.е. когда препятствие и экран, на котором наблюдается дифракционная картина, находятся на конечном расстоянии друг от друга. В этом случае дифракционная картина формируется в «ближней зоне».

Дифракция Фраунгофера – это дифракция в параллельных лучах, т.е. источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Дифракционная картина формируется в «дальней зоне». Для осуществления этого условия источник света помещают в фокусе собирающей линзы, установленной перед препятствием. Тогда дифракционная картина наблюдается в фокальной плоскости второй линзы, установленной за препятствием, или с помощью зрительной трубы, настроенной на бесконечность.

Дифракция Фраунгофера может наблюдаться и в случае падения сферической волны на объект, и при отсутствии линзы. Практически, если

характерный размер b препятствия (отверстия), установленного на расстоянии r от источника и на расстоянии s от экрана, намного меньше радиуса первой зоны Френеля ($b \ll R_1 = \sqrt{\lambda f}$, где $\frac{1}{f} = \frac{1}{r} + \frac{1}{s}$), то при рассмотрении явления дифракции можно пользоваться приближением Фраунгофера. Также это условие наблюдения дифракции Фраунгофера можно записать как $\frac{b^2}{\lambda r} \ll 1$, $\frac{b^2}{\lambda s} \ll 1$.

Если размер препятствия составляет одну или несколько зон Френеля, то в этом случае справедливо приближение Френеля. Если же размер препятствия велик и составляет сотни зон Френеля, то явления дифракции на нем практически не проявляются, а работает приближение геометрической оптики.

3.2 Многолучевая интерференция

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, дифракционная картина образуется в результате интерференции большого числа когерентных вторичных волн, поэтому рассмотрим многолучевую интерференцию.

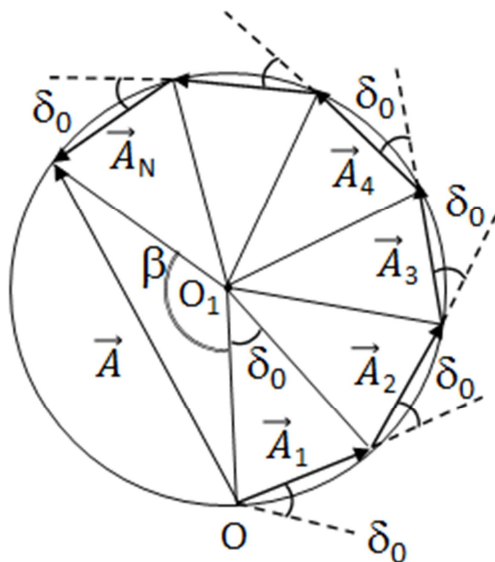


Рисунок 3.3 Векторная диаграмма сложения сонаправленных колебаний

Для нахождения амплитуды A результирующих колебаний и интенсивности света ($I \sim A^2$) в произвольной точке интерференционной картины воспользуемся методом векторных диаграмм для сложения одинаково направленных колебаний. В этом методе каждое колебание изображается вектором, длина которого равна амплитуде колебания, а сдвиг фаз между двумя складываемыми колебаниями равен углу между соответствующими векторами. Сумма этих векторов представляет собой

вектор, соответствующий результирующему колебанию.

На рисунке 3.3 показана векторная диаграмма сложения колебаний при интерференции N волн, возбуждающих в рассматриваемой точке пространства когерентные колебания вдоль одной оси с одинаковыми амплитудами $A_i=A_1$ и не зависящим от i сдвигом фаз δ_0 между $(i+1)$ -м и i -м колебаниями. Результирующая волна представлена вектором \vec{A} .

Из рисунка видно, что амплитуда результирующих колебаний равна

$$A = 2 \cdot OO_1 \left| \sin \frac{\beta}{2} \right|, \text{ где } \beta = 2\pi - N\delta_0 \text{ и } OO_1 = \frac{A_1}{2 \left| \sin \frac{\delta_0}{2} \right|}. \quad (3.1)$$

Поэтому для амплитуды A и интенсивности I можно записать выражение:

$$A = A_1 \left| \frac{\sin \frac{N\delta_0}{2}}{\sin \frac{\delta_0}{2}} \right|, \quad I \equiv I_1 \frac{\sin^2 \frac{N\delta_0}{2}}{\sin^2 \frac{\delta_0}{2}}. \quad (3.2)$$

Главные максимумы многолучевой интерференции N волн наблюдаются при условии $\sin \frac{\delta_0}{2} \rightarrow 0$, т.е. $\delta_0 = \pm 2m\pi$, где $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок максимума.

Учитывая, что для малых углов синус угла стремится к значению самого угла в радианах, можно показать, что в формулах (3.2) отношение синусов в этом случае равно N . Поэтому амплитуда и интенсивность колебаний в главных максимумах равны: $A_{max} = NA_1$ и $I_{max} = N^2 I_1$.

Интерференционные минимумы ($A=0$) удовлетворяют условию:

$$\delta_0 = \pm \frac{2\pi m}{N}, \quad (3.3)$$

где m принимает любые целые положительные значения, кроме кратных N . При этом условии в формулах (3.2) равен нулю только числитель, но не знаменатель.

Характер зависимости интенсивности от δ_0 показан на рисунке 3.4. Между каждой парой соседних интерференционных минимумов находится

один максимум – либо главный, либо побочный. Отметим, что при больших N интенсивности побочных максимумов пренебрежимо малы по сравнению с интенсивностью главных максимумов.

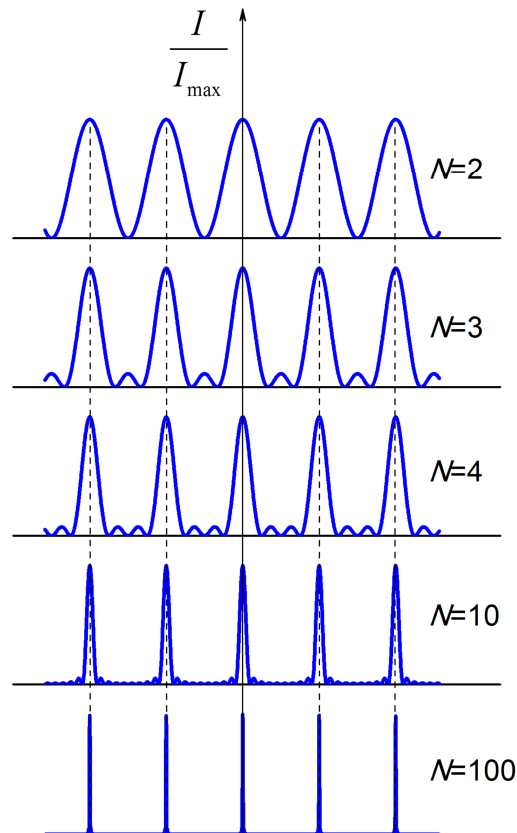


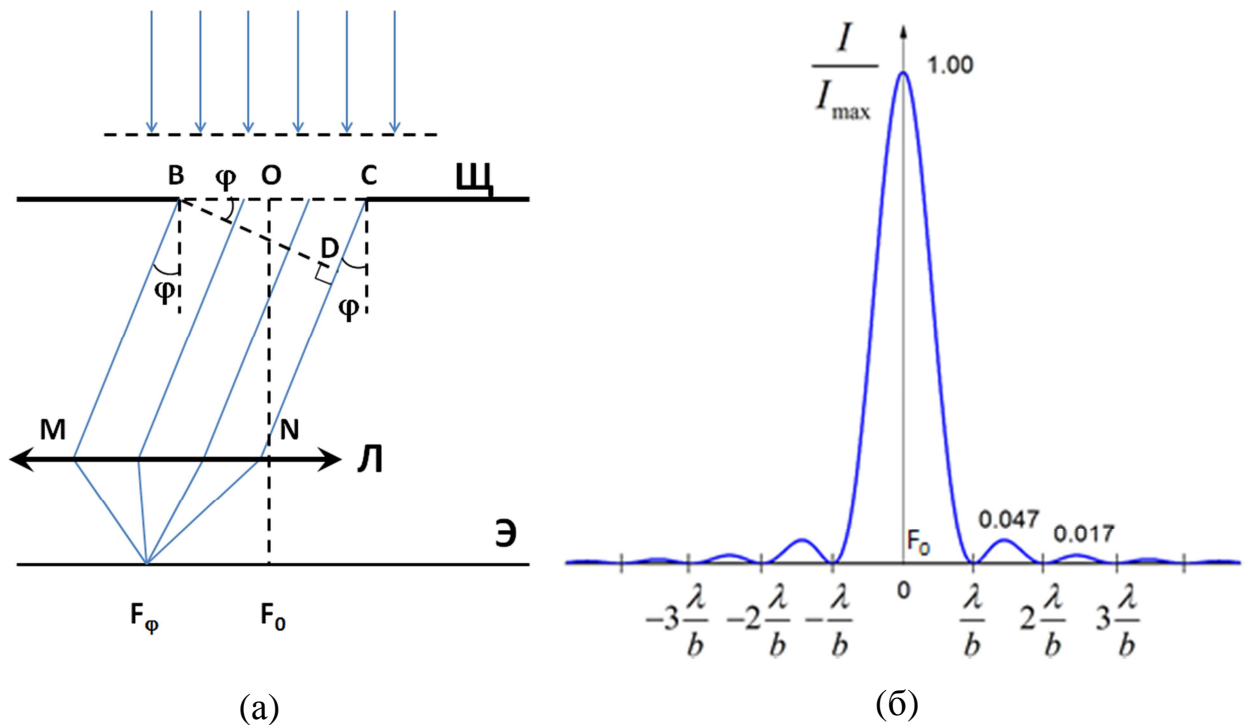
Рисунок 3.4 Распределение интенсивности при многолучевой интерференции

3.3 Дифракция Фраунгофера на одной щели

Пусть параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ падает нормально на щель в непрозрачной плоскости (см. рисунок 3.5а), в котором прорезана прямоугольная щель с шириной $b = |BC|$ и длиной намного большей b . Дифракционную картину наблюдают на экране параллельном щели и расположенном в фокальной плоскости линзы, установленной за щелью.

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля каждая точка щели является источником вторичных когерентных волн. Так как плоскость щели

совпадает с фронтом падающей плоской волны, вторичные волны колеблются в одной фазе.



(а) ход лучей через щель Щ и собирающую линзу Л; (б) распределение интенсивности на экране Э

Рисунок 3.5 Дифракция Фраунгофера на одной щели

Параллельные лучи, идущие от щели под углом дифракции φ к направлению лучей падающего света, собираются линзой в боковом фокусе F_φ на экране. Оптическая разность хода между крайними лучами BM и CN , идущими от краёв щели, равна:

$$\Delta = |CD| = b \sin \varphi , \quad (3.4)$$

где CD – основание перпендикуляра, опущенного из точки B на луч CN . При этом разность фаз δ между колебаниями, создаваемыми в точке F_φ крайними лучами

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \varphi . \quad (3.5)$$

Для решения задачи о дифракции Фраунгофера щель разбивается на очень большое число N одинаковых, очень узких полосок, параллельных ребру B . Вторичные волны, излучаемые этими элементами щели,

возбуждают в точке F_φ экрана колебания с одинаковой (т.к. площади полосок одинаковы) амплитудой A_1 , которые сдвинуты по фазе от предыдущего колебания на одну и ту же малую величину δ_0 , зависящую от угла дифракции φ . Таким образом, на экране имеет место многолучевая интерференция. Разность фаз между этими колебаниями

$$\delta_0 = \frac{\delta}{N} = \frac{2\pi}{\lambda N} b \sin \varphi. \quad (3.6)$$

Подставляя δ_0 в (3.2) и учитывая, что δ_0 – мало, ($\sin \frac{\delta_0}{2} \approx \frac{\delta_0}{2} = \frac{\pi b \sin \varphi}{N \lambda}$),

получим амплитуду A_φ и интенсивность I_φ результирующего колебания:

$$A_\varphi = A_1 \left| \frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \sin \varphi}{N \lambda}} \right|, \quad I_\varphi = I_1 \frac{\sin^2 \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{N \lambda} \right)^2}, \quad (3.7)$$

Обозначим $A_0 = A_1 N$ – алгебраическая сумма амплитуд колебаний, создаваемых всеми элементами щели (A_0 прямо пропорциональна b), тогда (3.7) преобразуется к виду:

$$A_\varphi = A_0 \left| \frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \sin \varphi}{N}} \right|, \quad I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}. \quad (3.8)$$

Здесь $I_0 = N^2 I_1$ – интенсивность в центре дифракционной картины ($\varphi=0$), создаваемая всей щелью. Распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера на одной щели представлено на рисунке 3.5б.

Формулы (3.8) содержат функцию типа $\left| \frac{\sin x}{x} \right|$, где $x = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}$.

Минимум данной функции будет при условии $\sin x = 0$, при этом $x \neq 0$. Таким образом, **положение минимумов** можно получить из условия $x = \pm \pi t$, где $t = 1, 2, 3, \dots$

Положения максимумов данной функции получают из условия равенства нулю первой производной данной функции по x , т.е. $\frac{d}{dx} \left| \frac{\sin x}{x} \right| = 0$.

Взяв производную, получаем условие максимумов $\operatorname{tg}(x) = x$. Это трансцендентное уравнение, решением которого будут значения $x_{1\max} = 1.43 \approx 3\pi/2$, $x_{2\max} = 2.46 \approx 5\pi/2$, $x_{3\max} = 3.47 \approx 7\pi/2, \dots$ Таким образом, $x_{\max} = (2m+1)\pi/2$. Отметим, что при $x \rightarrow 0$, функция $\left| \frac{\sin x}{x} \right| \rightarrow 1$, что соответствует центральному максимуму, по обе стороны от которого расположены меньшие по величине вторичные максимумы.

Таким образом, **условие дифракционных минимумов при дифракции Фраунгофера на одной щели** будет следующим:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (3.9)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - порядок дифракционных минимумов.

Условие дифракционных максимумов на одной щели будет следующим:

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (3.10)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - порядок дифракционных максимумов.

Важно заметить, что в направлении $\varphi=0$ свет распространяется с наибольшей интенсивностью. То есть в точке F_0 (см. рисунок 3.5) наблюдается центральный дифракционный максимум с интенсивностью I_0 . В центральном максимуме сосредоточено почти 90% светового потока, проходящего через щель. Если на щель падает белый свет, а не монохроматический, то центральный максимум – белый с радужной окраской по краям. Все же остальные полосы цветные, так как угол дифракции из условия (3.10) зависит от длины волны.

Чем меньше ширина b щели, тем шире центральный максимум, так как возрастают углы дифракции, которые соответствуют минимумам первого порядка, ограничивающим центральный максимум.

3.4 Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Явление дифракции положено в основу действия некоторых спектральных приборов, в частности – дифракционной решетки.

Дифракционная решетка – это спектральный прибор, предназначенный для пространственного разделения лучей с разной длиной волны, т.е. для разложения света в спектр. Она представляет собой совокупность большого числа одинаковых щелей шириной b в непрозрачном экране, разделенных одинаковыми непрозрачными участками шириной a . Таким образом, щели расположены периодически. Расстояние $d = a + b$ называется **периодом дифракционной решетки** или **постоянной решетки**.

Пусть N_0 – число щелей решетки, приходящихся на единицу длины. Очевидно, что период решетки d связан с числом щелей соотношением

$d = \frac{l}{N_0}$. Если l – длина решетки, измеренная перпендикулярно щелям, то

полное число щелей $N = lN_0$.

Пусть на решетку падает нормально монохроматическая волна с длиной волны λ . Каждая щель в результате дифракции становится источником вторичных волн, идущих за решеткой по всем направлениям. Амплитуды вторичных волн от различных щелей одинаковы ($A_1 = A_\varphi$) и зависят только от угла дифракции. Если за дифракционной решеткой установить собирающую линзу, то когерентные вторичные волны, идущие от различных щелей в одном направлении φ соберутся на экране в одной точке и в результате наложения будут интерферировать.

На рисунке 3.6 представлена схема наблюдения дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке. В произвольной точке экрана, положение которой определяется углом дифракции φ , осуществляется

многолучевая интерференция волн, идущих от отдельных щелей. Видно, что оптическая разность хода Δ вторичных волн, идущих от соседних щелей, равна $d \sin \varphi$, и, соответственно, разность фаз $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$.

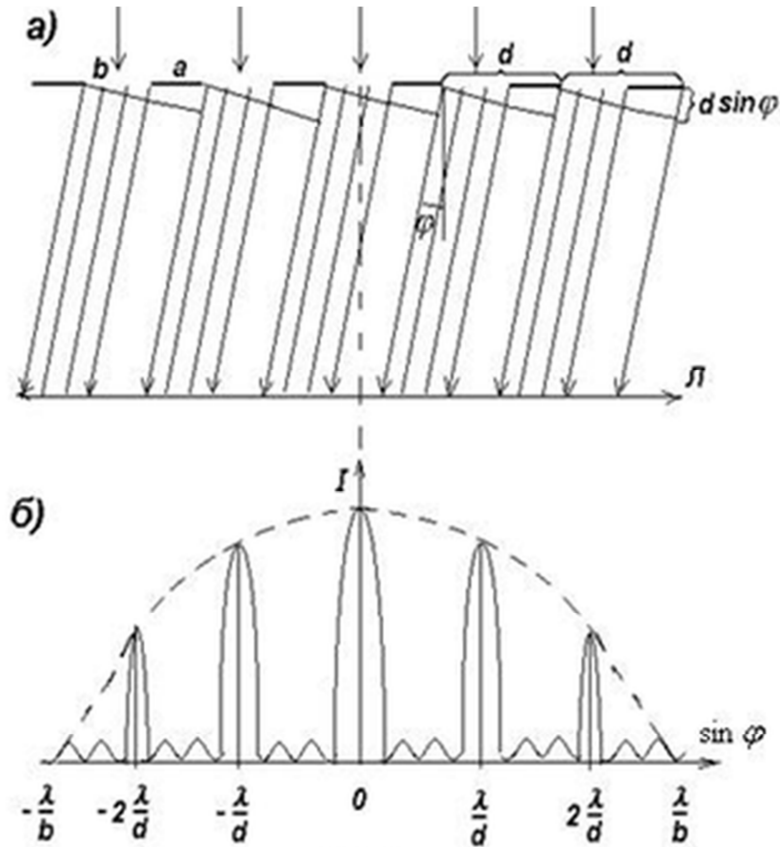


Рисунок 3.6 Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

В тех точках экрана, для которых разность фаз удовлетворяет соотношению $\delta = \pm 2\pi m$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$), вторичные волны придут в одинаковой фазе, и колебания в этих точках будут взаимно усиливать друг друга. Таким образом, **условие главных максимумов при дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке** имеет вид:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (3.11)$$

где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок главного максимума,

Если полное число щелей в решетке N , то между главными максимумами расположится $N-1$ минимумов. Условие наблюдения этих минимумов вытекает из условия нахождения в противофазе вторичных волн, идущих от отдельных щелей в одну точку. Согласно (3.3) в этом случае

разность фаз $\delta = \pm \frac{2\pi m}{N}$ (m – любые целые числа, кроме кратных N), а значит

условие минимумов принимает вид:

$$d \sin \varphi = \pm m \frac{\lambda}{N}, \quad (3.12)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$, кроме $m = N, 2N, 3N, \dots$, т.к. в этих случаях условие минимумов (3.12) переходит в условие максимумов (3.11).

Минимумы, определяемые условием (3.12), называются **добавочными**, в отличие от **главных минимумов**, получающихся при дифракции на одной щели. Главные минимумы, согласно (3.9) удовлетворяют условию

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (3.13)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$

Таким образом, полная картина при дифракции на N щелях определяется из условий:

Главные максимумы: $d \sin \varphi = \pm m \lambda, m = 0, 1, 2, \dots$

Главные минимумы: $b \sin \varphi = \pm m \lambda, m = 1, 2, 3, \dots$

Добавочные минимумы: $d \sin \varphi = \pm m \frac{\lambda}{N}, m = 1, 2, 3, \dots$, кроме $m = N, 2N, 3N, \dots$

Между добавочными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы. Число таких максимумов, приходящееся на промежуток между соседними главными максимумами равен $N-2$.

На рисунке 3.6б приведена дифракционная картина для решётки, где $N=4, d=3b$. Пунктирная кривая изображает интенсивность от одной щели, умноженную на N^2 . Число главных максимумов внутри пунктирной кривой зависит от соотношения между постоянной решетки d и шириной щели b . Если отношение постоянной решетки к ширине щели есть целое число, то условие (3.11) переходит в условие (3.13), и данный главный максимум пропадает.

Возникновение добавочных минимумов при дифракции на большом числе щелей приводит к тому, что главные максимумы становятся более

узкими и яркими, происходит концентрация световой энергии в направлениях, соответствующих главным максимумам.

Амплитуды колебаний, исходящих от всех N щелей решетки в направлениях усиления, складываются. Амплитуда результирующего колебания получается в N раз больше амплитуды колебания от одной щели, а результирующая интенсивность в N^2 раз больше интенсивности нулевого максимума от одной щели, так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды.

Таким образом, по мере увеличения числа щелей вся энергия проходящего через решетку света сосредоточена в направлениях главных максимумов, во всех же остальных направлениях свет почти не проходит.

Из условия (3.11) следует, что направление φ на главный максимум для конкретной решетки зависит от длины волны λ . Чем больше длина волны λ , тем больше угол φ , при котором будет наблюдаться максимум данного порядка m . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m=0$), разлагаются в спектр, фиолетовая граница которого будет обращена к центральному максимуму, а красная будет расположена дальше от центра. В этом **разница между дифракционным и дисперсионным спектрами**, в котором фиолетовые лучи, напротив, отклоняются сильнее красных.

На рисунке 3.7 изображено разложение белого света в спектры различных порядков при помощи дифракционной решетки. Максимум нулевого порядка остается белым. Спектры первого, второго и других порядков расположены симметрично относительно спектра нулевого порядка. Расстояние между линиями с одинаковой длиной волны λ в спектрах возрастает по мере увеличения порядка спектров. Спектры более высоких порядков могут накладываться друг на друга.

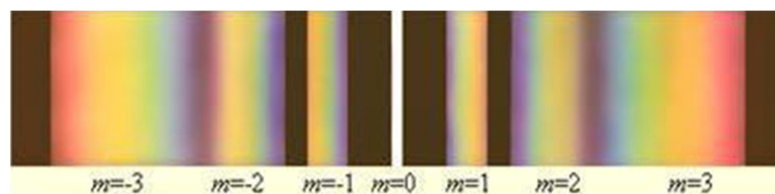
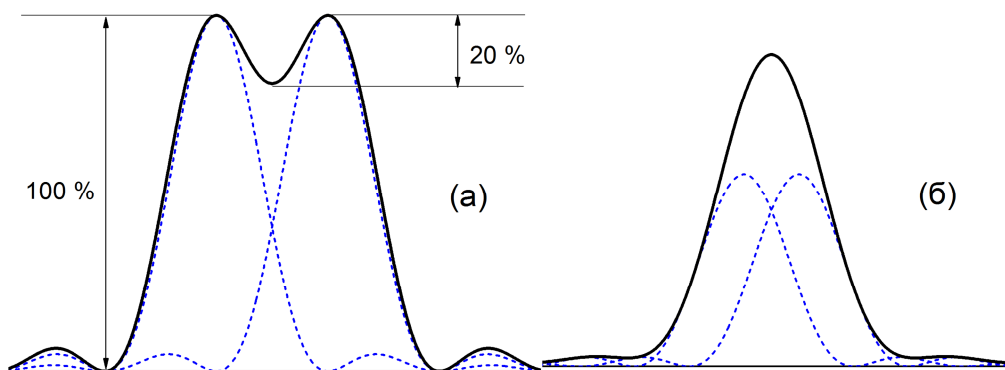


Рисунок 3.7 Разложение света в спектр с помощью дифракционной решетки

3.5 Основные характеристики дифракционной решетки

Если бы существовала идеальная оптическая система без дефектов и aberrаций, то все равно изображение любой светящейся точки вследствие волновой природы света наблюдалось бы в виде центрального светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами.

Согласно **критерию Рэля** изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или близлежащих спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (т.е. разделены для восприятия), если *центральный максимум дифракционной картины от одного источника совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого*. При этом провал интенсивности в центре суммарной кривой составляет 20% от максимальной интенсивности. Этого достаточно для разрешения двух линий. Если критерий Рэля нарушен, то наблюдается одна широкая линия (см. рисунок 3.8).



(а) критерий выполняется; (б) критерий нарушен

Рисунок 3.8 Иллюстрация критерия Рэля

Разрешающей способностью R спектрального прибора называют безразмерную величину, численно равную отношению длины волны к разрешаемому спектральному интервалу:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (3.14)$$

где $\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются раздельно (разрешаемый спектральный интервал).

Рассчитаем разрешающую способность дифракционной решетки. Пусть максимум m -го порядка для длины волны λ_2 наблюдается под углом φ_{\max} (согласно (3.11) $d \sin \varphi_{\max} = m\lambda_2$). В том же порядке ближайший дифракционный минимум для волны λ_1 находится под углом φ_{\min} (согласно

$$(3.12) \quad d \sin \varphi_{\min} = m\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{N}). \quad \text{По критерию Рэлея } \varphi_{\max} = \varphi_{\min}, \quad \text{откуда}$$

$$m\lambda_2 = m\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{N} \Rightarrow \delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_1}{mN}. \quad \text{Таким образом,}$$

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (3.15)$$

Разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра m и числу N щелей решетки.

Дифракционные решетки имеют преимущества перед призмами, так как обеспечивают более высокую разрешающую способность.

Второй характеристикой дифракционной решетки является **угловая дисперсия D_φ** :

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (3.16)$$

где $d\varphi$ - угловое расстояние между спектральными линиями с длинами волн λ и $\lambda+d\lambda$. В системе СИ единицы измерения D_φ - рад/м, внесистемные единицы – мин/нм. Таким образом, угловую дисперсию D_φ можно определить как *угловое расстояние между спектральными линиями, разность длин волн которых составляет 1 нм.*

Дифференцируя условие главных максимумов (3.11), получим $d \cos \varphi d\varphi = m d\lambda$. Так как угол φ для низших порядков мал, то $\cos \varphi \rightarrow 1$, тогда

$$D_{\varphi} = \frac{m}{d}. \quad (3.17)$$

В результате для решетки длиной l , используя выражения (3.16) и (3.17), получим:

$$D_{\varphi} l = \frac{m}{d} \cdot l = mN = R, \text{ т. е.}$$

$$R = D_{\varphi} l. \quad (3.18)$$

С точки зрения повышения дисперсии (а значит и разрешающей способности) спектрального прибора выгодно работать в высшем порядке спектра. Однако порядок спектра ограничен, т.к. $\sin \varphi_{\max} = 1$ и поэтому

$$|m_{\max}| = \frac{d}{\lambda}. \quad (3.19)$$

Кроме того, интенсивность спектра очень быстро убывает с увеличением порядка, а спектры высших порядков часто накладываются друг на друга.

В низшем порядке спектра дифракционной решетки удобно работать еще и потому, что здесь мы можем считать дисперсию с большой степенью точности величиной постоянной (и по φ , и по λ):

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda} \right)_{\varphi \rightarrow 0} = \frac{m}{d} = \text{const}.$$

В спектрах высоких порядков придется учитывать, что $D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d} \cdot \frac{1}{\cos \varphi}$

3.6 Основные характеристики дифракционной решетки

Метод расчета

Если дифракционная решетка освещается немонахроматическим излучением, то, как следует из формулы (3.11), направления на максимумы будут различаться для разных длин волн:

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \varphi_m, \quad (3.20)$$

где φ_m – угол дифракции для данной линии в спектре m -го порядка.

При экспериментальном определении угла дифракции φ_m точность повышается, если проводить измерения угла не между направлением на интересующий нас максимум m -го порядка и направлением на центральный максимум ($\varphi=0$), а измерить угол между направлениями на максимум m -го порядка справа и слева от центрального максимума (см. рисунок 3.9):

$$\varphi_m = \frac{|\alpha_{1m} - \alpha_{2m}|}{2}. \quad (3.21)$$

Здесь α_{1m} и α_{2m} – отсчеты по гониометру при установке зрительной трубы на соответствующую линию m -го порядка слева и справа от центрального максимума.

Учитывая формулы (3.20) и (3.21), можно записать рабочую формулу для определения длины волны спектральной линии в дифракционном спектре:

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \left| \frac{\alpha_{1m} - \alpha_{2m}}{2} \right|. \quad (3.22)$$

Относительная и абсолютная погрешности длины волны определяются по следующим формулам. Относительная погрешность длины волны:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta d}{d} + \Delta\alpha \operatorname{ctg} \left| \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right|, \quad (3.23)$$

Абсолютная погрешность длины волны:

$$\Delta\lambda = \varepsilon_\lambda \cdot \lambda \quad (3.24)$$

Здесь Δd и $\Delta\alpha$ - абсолютные погрешности периода дифракционной решетки и измерения угла, соответственно.

Описание установки

Экспериментальная установка состоит из ртутной лампы, гониометра и дифракционной решетки. Гониометром называют оптический прибор, предназначенный для бесконтактного измерения углов с высокой точностью

(в нашем случае – с точностью до 1").) Схематичное изображение установки представлено на рисунке 3.9. Детальное изображение гониометра приведено на рисунке 3.10.

Немонохроматическое излучение ртутной лампы *I* падает на спектральную щель коллиматора *K* гониометра. Оптическая система коллиматора преобразует пучок в параллельный и направляет его на дифракционную решетку *D*, установленную вместе с подставкой на предметный столик *C* гониометра. Дифракционная решетка раскладывает немонахроматическое излучение в спектр. Спектральные линии наблюдаются в окуляре зрительной трубы *T* гониометра после ее поворота в соответствующем направлении. Измерение угла проводится путем снятия показаний в окуляре отсчетного устройства гониометра, при этом зрительная труба должна быть зафиксирована.

Порядок снятия отсчёта на гониометре Г-5

1. Включить освещение поля зрения отсчётного устройства с помощью тумблера, расположенного в нижней левой части основания гониометра.
2. Отрегулировать резкость изображения шкалы отсчётного устройства окуляра 5 путем вращения оправы окуляра.
3. Найти в поле зрения отсчётного устройства основную шкалу и дополнительную (см. рисунок 3.11). Основная шкала находится в центре поля зрения окуляра. Она позволяет измерить число градусов и число десятков минут. Дополнительная шкала находится в правой части поля зрения окуляра. Она дает возможность измерить число единиц минут и число секунд.

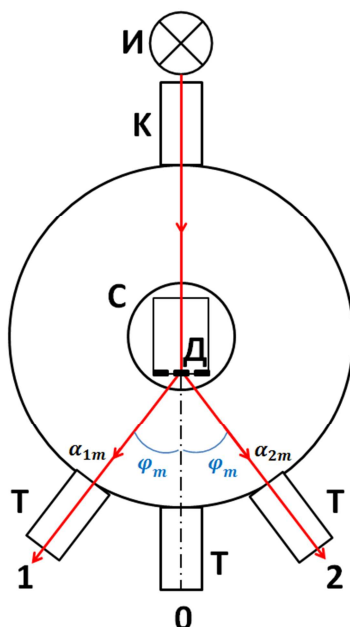


Рисунок 3.9 Схема экспериментальной установки.

И – источник света (ртутная лампа); *К* – коллиматор со спектральной щелью; *С* – предметный столик; *Д* – дифракционная решетка на подставке; *Т* – зрительная труба гониометра;

0, 1, 2 – положения зрительной трубы, установленной, соответственно, на центральный максимум ($m=0$), и максимумы m -го порядка слева и справа.

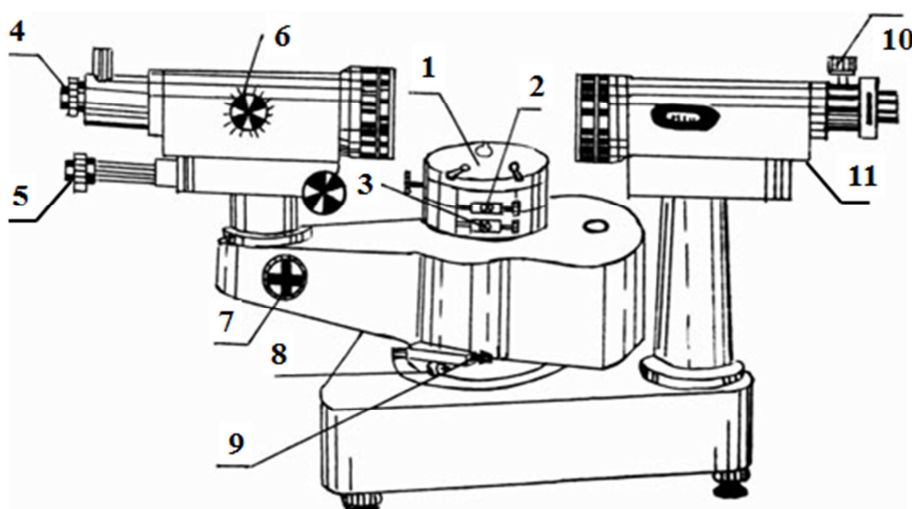


Рисунок 3.10. Гониометр

1- предметный столик; 2,3 – зажимные винты предметного столика; 4 – окуляр зрительной трубы; 5 – окуляр отсчетного устройства; 6 – маховичок фокусировки зрительной трубы; 7 – маховичок оптического микрометра; 8 – зажимной винт зрительной трубы; 9 – микрометрический винт; 10 – винт регулировки ширины спектральной щели коллиматора; 11 – коллиматор.

4. Снять отсчет по основной шкале. Для этого поверните маховичок оптического микрометра 7 так, чтобы верхние и нижние изображения

штрихов точно совместились. Найдите вертикальный индикатор (1) над штрихами. *Число градусов* будет равно ближайшему числу, расположенному слева от индикатора. *Число десятков минут* равно числу интервалов (2), заключенных между верхним сдвоенным штрихом, соответствующим отсчитанному числу градусов, и нижним сдвоенным штрихом, показание которого отличается от верхнего на 180° .

5. Снять отсчет по дополнительной шкале. *Число единиц минут* отсчитывается по левой части шкалы (3) согласно показанию горизонтального индикатора (4). *Число секунд* отсчитывается по правой части шкалы (5) согласно показанию того же индикатора.
6. Объединить показания, снятые по обеим шкалам. Записать значение угла с точностью до секунды.

Порядок проведения измерений и обработки результатов

Внимание: при работе на установке необходимо строго соблюдать правила техники безопасности:

1. Категорически запрещено включать ртутную лампу в нагретом состоянии. Если есть необходимость повторного включения лампы после ее выключения, следует подождать охлаждения в течение 10 минут.
2. Не применяйте усилие при работе с гониометром. Перед поворотом зрительной трубы гониометра убедитесь, что труба не зафиксирована.

Перед началом работы студент обязан внимательно изучить описание гониометра и усвоить порядок снятия отсчета по гониометру (см. раздел «Описание установки»). Ртутную лампу при этом не включать. Только после этого приступать к выполнению работы:

1. Включить ртутную лампу и установить зрительную трубу гониометра напротив источника света.
2. Сфокусировать окуляр зрительной трубы на отчетливое видение визирной линии.
3. Установить на предметном столике (1) гониометра дифракционную решетку перпендикулярно оси коллиматора.

4. Повернуть зрительную трубу так, чтобы ее визирная линия совпала с линией спектра первого порядка ($m=1$), длину волны которой следует определить. Зафиксировать зажимным винтом 8 трубу в этом положении. После снятия показания ослабить зажимной винт 8.
5. Последовательно произвести отсчет углов α_1 слева для всех изучаемых спектральных линий согласно п.4. Записать значения в таблицу 3.1.
6. Аналогично снять отсчет углов α_2 справа для всех спектральных линий и занести эти значения в таблицу 3.1.
7. По формуле (3.22) рассчитать длины волн λ для спектральных линий и результаты расчетов занести в таблицу 3.1. В лабораторной работе используется дифракционная решетка с периодом $d = 2$ мкм.
8. По формулам (3.23) и (3.24) рассчитать абсолютные погрешности измерения длин волн $\Delta\lambda$. Используйте значения абсолютных погрешностей $\Delta d = 2 \cdot 10^{-2}$ мкм, $\Delta\alpha = 0.5'' = 2.4 \cdot 10^{-6}$ рад.
9. По формуле (3.16) определить угловую дисперсию D_φ дифракционной решетки для желтого дублета, где $d\varphi$ - угловое расстояние между близкими желтыми линиями, равное разности показаний φ_1 или φ_2 для данных линий; $d\lambda$ - разница длин волн желтого дублета. Выразите угловую дисперсию в системных единицах (рад/м) и внесистемных единицах (мин/нм).

$$1^\circ = 1,74 \cdot 10^{-2} \text{ рад}; 1' = 2,91 \cdot 10^{-4} \text{ рад}; 1'' = 4,85 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$$
10. Рассчитать теоретическое значение угловой дисперсии D_φ в первом порядке ($m=1$) по формуле (3.17) и сравнить экспериментальное и теоретическое значения угловой дисперсии.
11. Рассчитать максимальный порядок спектра, в котором будет наблюдаться желтый дублет для данной дифракционной решетки, используя формулу (3.19). Полученный результат округлить до целого значения в меньшую сторону.

Таблица 3.1 Параметры спектральных линий в дифракционном спектре

Линия	α_1	α_2	λ , нм	$\Delta\lambda$, нм
Синяя				
Сине-зеленая				
Зеленая				
Желтая 1				
Желтая 2				
Красная				

На рисунке 3.11 приведен пример отсчёта. При затруднении в измерении углов обращайтесь к преподавателю или лаборанту.

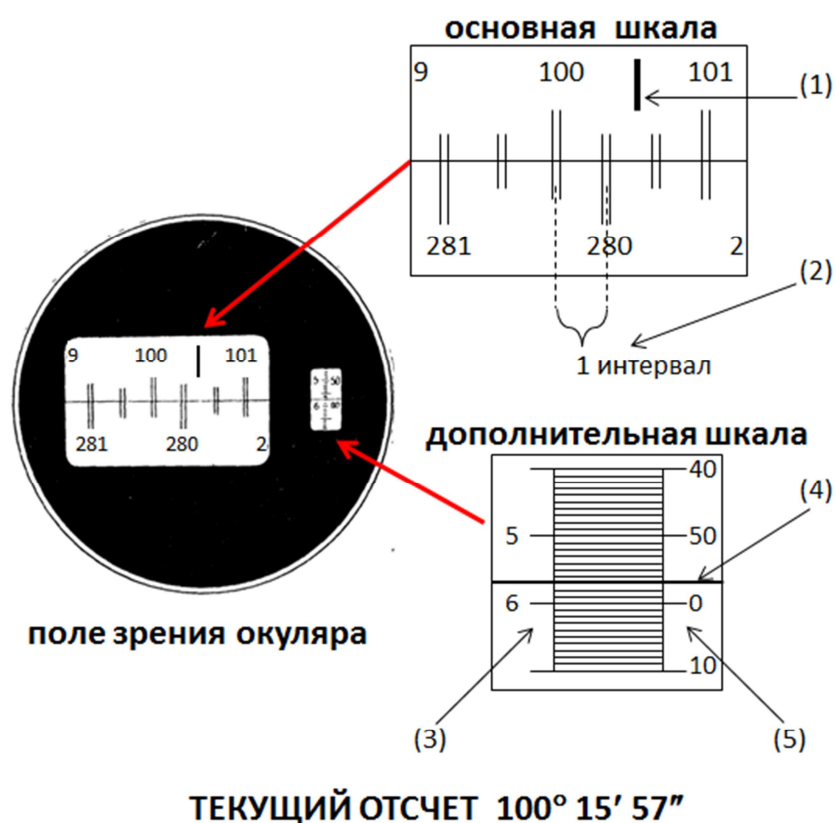


Рисунок 3.11 К снятию показаний гониометра

- (1) – вертикальный индикатор; (2) – число интервалов, соответствующее числу десятков минут; (3) – шкала единиц минут; (4) – горизонтальный индикатор; (5) – шкала секунд

4. АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы:

1. Изучить типы поляризации света и методы их описания.
2. Ознакомиться с методикой поляризационных измерений.
3. Провести анализ состояния поляризации лазерного излучения.

Приборы и принадлежности:

1. Гелий-неоновый лазер;
2. Поляроид (анализатор);
3. Фотоприемник;
4. Цифровой вольтметр.

Литература:

1. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2. – М.: Наука, 1982. – 496 с.
2. Трофимова Т.И. Курс общей физики – М.: Высшая школа, 2003. – 542 с.
3. Ландсберг Т. С. Оптика – М.: Наука, 1976. – 928 с.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в рабочую тетрадь следующие вопросы:

1. Типы поляризации света (линейная, эллиптическая, круговая).
2. Закон Брюстера.
4. Закон Малюса.
5. Сущность анализа состояния поляризации светового потока.
6. Физические явления, приводящие к поляризации излучения лазера.

4.1. Типы поляризации света

В приближении волновой оптики свет - это электромагнитная волна. В каждой точке пространства в данный момент времени электромагнитное поле характеризуется векторами напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей, образующими с вектором скорости \vec{V} правовинтовую систему (рис.4.1).

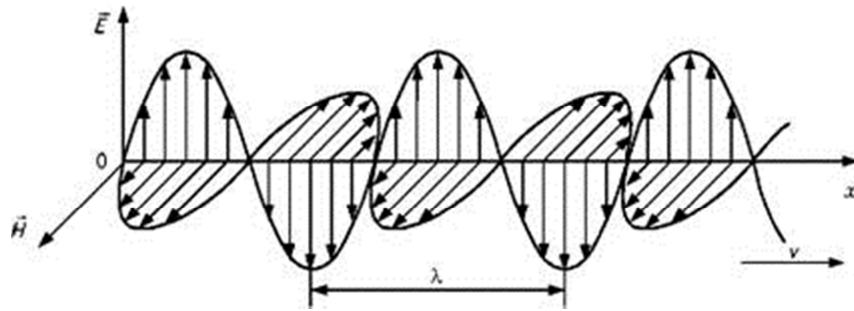
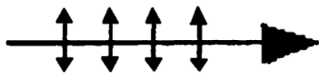


Рис. 4.1. Взаимная ориентация векторов \vec{E} , \vec{H} и \vec{V} электромагнитной волны.

Электромагнитные волны поперечны. Всем поперечным волнам присуще явление поляризации. Под **поляризацией** понимают пространственно-временное соотношение между направлением светового потока и направлением колебаний электрического (магнитного) вектора. Состояние поляризации - одна из основных характеристик светового потока. Различают 3 типа поляризации - линейную, эллиптическую и круговую. Свет называется **линейно поляризованным**, если направление колебаний электрического вектора (соответственно, магнитного) фиксировано в пространстве и не изменяется с течением времени (рис.4.2).



а)



б)

Рис.4.2. Упрощенное графическое представление линейно поляризованного света: а) направление колебаний вектора \vec{E} в плоскости чертежа, б) направление колебаний вектора \vec{E} перпендикулярно плоскости чертежа.

Свет, в котором представлены колебания всех направлений, но имеется какое-то преимущественное направление, называется **частично поляризованным** (рис. 4.3).

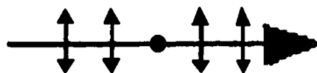


Рис.4.3. Упрощенное графическое представление частично поляризованного света: вектор \vec{E} совершает колебания преимущественно в плоскости чертежа.

В случае **эллиптической** и **круговой** поляризации конец вектора \vec{E} с течением времени описывает в пространстве кривую, проекция которой на плоскость, перпендикулярную направлению распространения волны представляет собой эллипс или окружность. Подобный тип поляризации при помощи стрелок и точек графически представить невозможно.

Неполяризованный свет называется **естественным**. Направление колебаний вектора \vec{E} в нем беспорядочно и непрерывно меняется. Естественный световой поток можно разделить на два любых линейно поляризованных потока равной интенсивности с ортогональными направлениями колебаний вектора \vec{E} (рис. 4.4). Указанные световые потоки некогерентные, т.е. разность фаз за время измерения изменяется случайным образом.

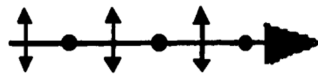


Рис.4.4. Упрощенное графическое представление естественного света.

Более наглядным и общим методом описания поляризации является проекционная картина - проекция кривой, описываемой концом вектора \vec{E} с течением времени на плоскость, перпендикулярную направлению распространения света \vec{V} (рис.4.5).

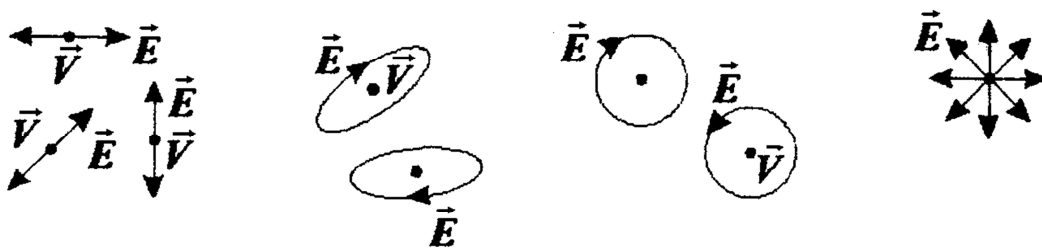


Рис. 4.5. Проекционные картины для (слева направо): линейно поляризованного света, эллиптически поляризованного света, света, поляризованного по кругу, естественного света. Направление распространения светового потока \vec{V} во всех случаях перпендикулярно плоскости рисунка.

Как в классической, так и в квантовой электродинамике, излучение, испускаемое атомами (молекулами) поляризовано. Однако, вследствие хаотической ориентации элементарных излучателей, излучение макроскопических источников света обычно неполяризовано. При определенной ориентации элементарных излучателей, например, в кристаллах, можно получить поляризованное излучение. Лазерное излучение тоже, как правило, поляризовано.

Естественное (неполяризованное) излучение обычных источников может становиться поляризованным при взаимодействии с веществом. Можно выделить три физических явления, при которых происходит преобразование естественного света в линейно поляризованный:

1. Поляризация света при отражении и преломлении на границе раздела двух диэлектриков.
2. Двойное лучепреломление в анизотропных средах.
3. Дихроизм поглощения света.

4.2. Получение линейно поляризованного света при отражении и преломлении на границе раздела двух диэлектриков. Закон Брюстера

При падении естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков возникают два световых потока - отраженный и преломленный, оба частично поляризованные (колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений). Частичная поляризация света количественно характеризуется степенью поляризации Δ :

$$\Delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.1)$$

где I_{\max} и I_{\min} - максимальная и минимальная интенсивности света, соответствующие двум ортогональным компонентам вектора \vec{E} . Степень поляризации отраженного и преломленного потоков зависит от угла падения света. Отношение интенсивностей отраженной и падающей волн является

величиной безразмерной и называется коэффициентом отражения R . Этот коэффициент отражения для волны с направлениями колебаний вектора \vec{E} , перпендикулярными (\vec{E}_{\perp}) и параллельными (\vec{E}_{\parallel}) плоскости падения также зависит от угла падения (рис.4.6.).

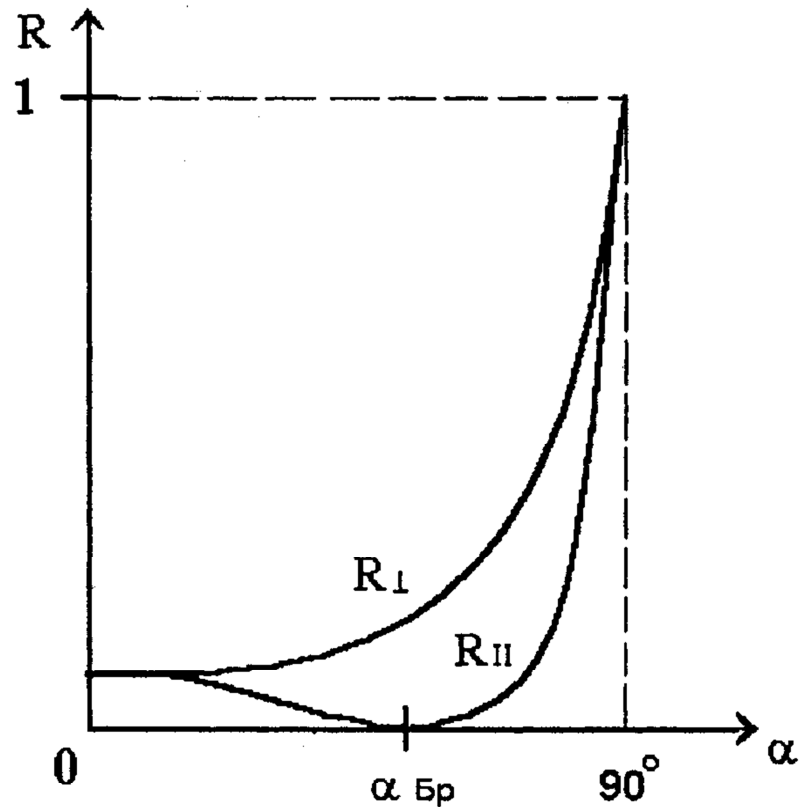


Рис.4.6. Зависимость коэффициентов отражения R_{\perp} и R_{\parallel} от угла падения α .

При падении света под углом, определяемым из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.2)$$

коэффициент отражения для света с \vec{E}_{\parallel} равен нулю, и отраженный свет содержит лишь составляющую с направлениями колебаний вектора \vec{E} , перпендикулярными плоскости падения, т.е. полностью линейно поляризован в этом направлении (рис.4.7). Угол $\alpha_{\text{Бр}}$ называется углом Брюстера, а соотношение (4.2) - **законом Брюстера**.

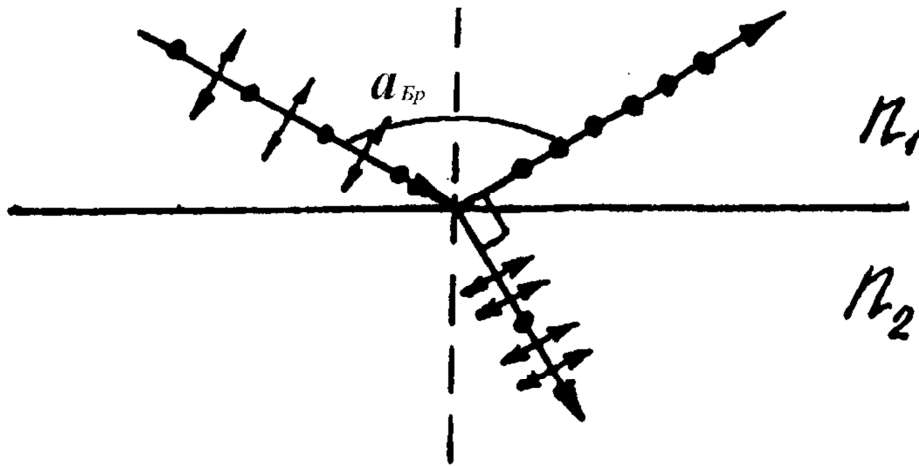


Рис.4.7. Падение естественного света под углом Брюстера на границу раздела двух диэлектриков.

В естественном падающем свете интенсивность колебаний различных направлений одинакова. Энергия этих колебаний распределяется между отраженной и преломленной волной. Поэтому если отраженный свет содержит колебания вектора \vec{E} , перпендикулярные плоскости падения, то в силу закона сохранения энергии в преломленном луче преобладают колебания вектора \vec{E} , параллельные плоскости падения. Степень поляризации преломленного луча при падении под углом Брюстера достигает наибольшего значения, однако, он остается поляризованным лишь частично, т.к. в нем присутствуют и колебания с \vec{E}_{\perp} . При угле падения α_{Br} отраженный и преломленный лучи перпендикулярны.

4.3. Поляризаторы. Закон Малюса. Анализ состояния поляризации светового потока

Оптическое устройство, преобразующее естественный свет в поляризованный, называется поляризатором. Различают линейные поляризаторы, дающие на выходе линейно поляризованный свет, и циркулярные, проходя через которые естественный свет преобразуется в эллиптически поляризованный или поляризованный по кругу. Принцип действия линейного поляризатора состоит в том, что он разделяет

первоначальный пучок естественного света на две ортогональные линейно поляризованные компоненты, пропускает одну из них и поглощает или отклоняет другую. Направление в поляризаторе, совпадающее с направлением колебаний вектора \vec{E} линейно поляризованного света, прошедшего поляризатор, является оптической осью поляризатора. Поляризатор можно использовать и для анализа состояния поляризации светового потока. В этом случае его называют анализатором.

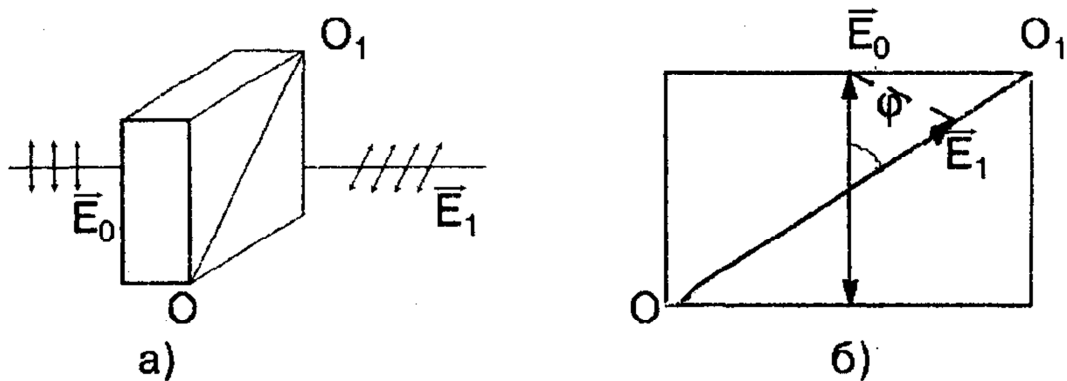


Рис. 4.8. Прохождение линейно поляризованного света сквозь анализатор: а) вид сбоку, б) вид с торца анализатора.

Пусть на анализатор падает пучок линейно поляризованного света (рис.4.8). Направление колебаний вектора \vec{E}_0 в падающем пучке составляет угол φ с осью анализатора OO_1 . После прохождения анализатора свет остается линейно поляризованным, но направление колебаний вектора \vec{E} изменится и будет совпадать с осью анализатора. Амплитуда прошедшей через анализатор волны равна:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \cos \varphi \quad (4.3)$$

т.к. $I \sim E^2$, получаем

$$I_1 = I_0 \cos^2 \varphi \quad (4.4)$$

где I_o - интенсивность линейно поляризованного света, падающего на анализатор; I_1 - интенсивность линейно поляризованного света, прошедшего через анализатор.

Соотношение (4.4) называется **законом Малюса**. При вращении анализатора вокруг оси, совпадающей с направлением распространения света, I_1 будет изменяться:

При $\varphi = 0$, $I_1 = I_o$ (без учета поглощения);

При $\varphi = \pi/2$, $I_1 = 0$.

Если на анализатор падает линейно поляризованный свет, то при вращении анализатора вокруг оси, совпадающей с направлением распространения света, интенсивность выходящего пучка плавно меняется от I_{\max} до $I_{\min} = 0$. Если падающий свет эллиптический или частично поляризован, интенсивность плавно изменяется от I_{\max} до $I_{\min} \neq 0$. При падении естественного света или света поляризованного по кругу, интенсивность выходящего потока не изменяется.

4.4. Физические явления, приводящие к поляризации излучения гелий-неонового лазера

Принципиальная схема лазера изображена на рис.4.9. Активная среда (смесь атомов He и Ne) заключена в газоразрядную трубку 1, торцы которой замкнуты плоскопараллельными кварцевыми пластинками 2, установленными под углом Брюстера к оси трубки.

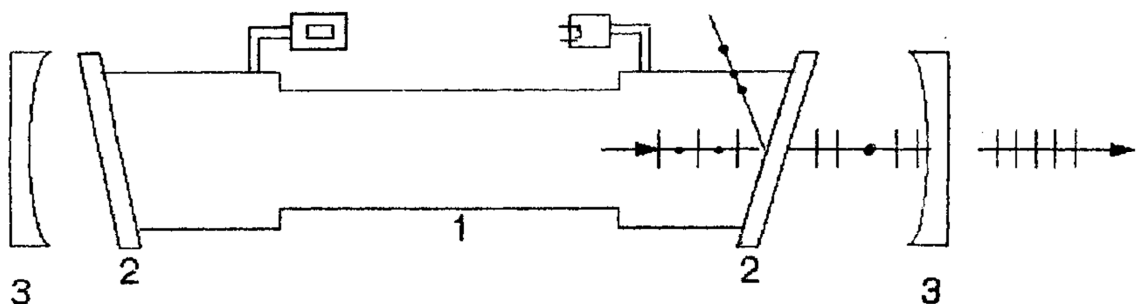


Рис. 4.9. Принципиальная схема гелий-неонового лазера и формирования поляризованного излучения.

Оптический резонатор образован сферическими зеркалами 3 с многослойным диэлектрическим покрытием. Такие зеркала имеют очень высокий коэффициент отражения в нужном спектральном интервале и почти не поглощают свет. Пропускание зеркала, через которое выводится излучение, составляет около 1-2%, другого - менее 1%, то есть потери света при отражении минимальны.

Для получения стационарной генерации необходимо, чтобы усиление в активной среде компенсировало потери энергии светового излучения на пути, пройденном фотонами между двумя отражениями в резонаторе.

В предгенерационный период световой поток, обусловленный спонтанными переходами атомов Ne из возбужденного состояния в основное, неполяризован. При падении под углом Брюстера коэффициент отражения от кварцевой пластины для составляющей светового потока \vec{E}_{\parallel} равен нулю, для составляющей \vec{E}_{\perp} отличен от нуля. Это приводит к тому, что энергетические потери на отражение от выходных окон трубки неодинаковы для составляющих с различным направлением колебаний вектора \vec{E} . Для составляющей \vec{E}_{\parallel} они равны нулю. Энергетические потери характеризуются коэффициентом потерь $K_{пот}$.

Свет, прошедший кварцевые пластинки является частично поляризованным с преобладанием компоненты \vec{E}_{\parallel} . Отражаясь от зеркал резонатора, он вновь попадает в активную среду и усиливается. Необходимым условием возникновения генерации является равенство или превышение коэффициента усиления над коэффициентом потерь (зависимость этих величин от длины волны излучения показана на рис.4.10).

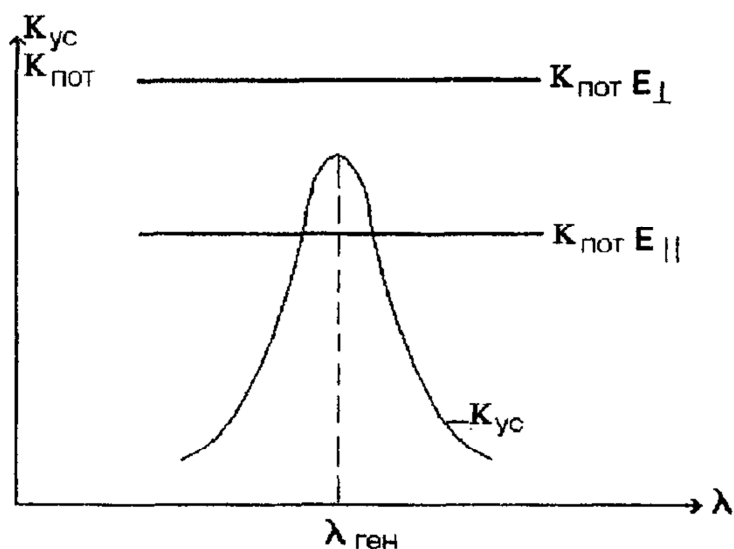


Рис. 4.10. Зависимость коэффициента усиления $\hat{E}_{\text{от}}$ и коэффициентов потерь $\hat{E}_{\text{ид}}$ от длины волны излучения лазера λ .

При многократных отражениях на частоте генерации для составляющей \vec{E}_{\parallel} коэффициент усиления превышает коэффициент потерь ($K_{ус} > K_{пот}$), для составляющей \vec{E}_{\perp} потери преобладают над усилением ($K_{ус} < K_{пот}$). Поэтому в генерации развивается только одна поляризационная мода \vec{E}_{\parallel} .

При правильной юстировке оптических элементов выходное излучение лазера линейно поляризовано в плоскости падения луча на кварцевые пластины. Поворачивая трубку лазера со всеми ее элементами относительно оси, можно установить плоскость поляризации в различных направлениях.

4.5. Описание установки

Для анализа состояния поляризации излучения гелий-неонового лазера используется установка, схема которой изображена на рис. 4.11.

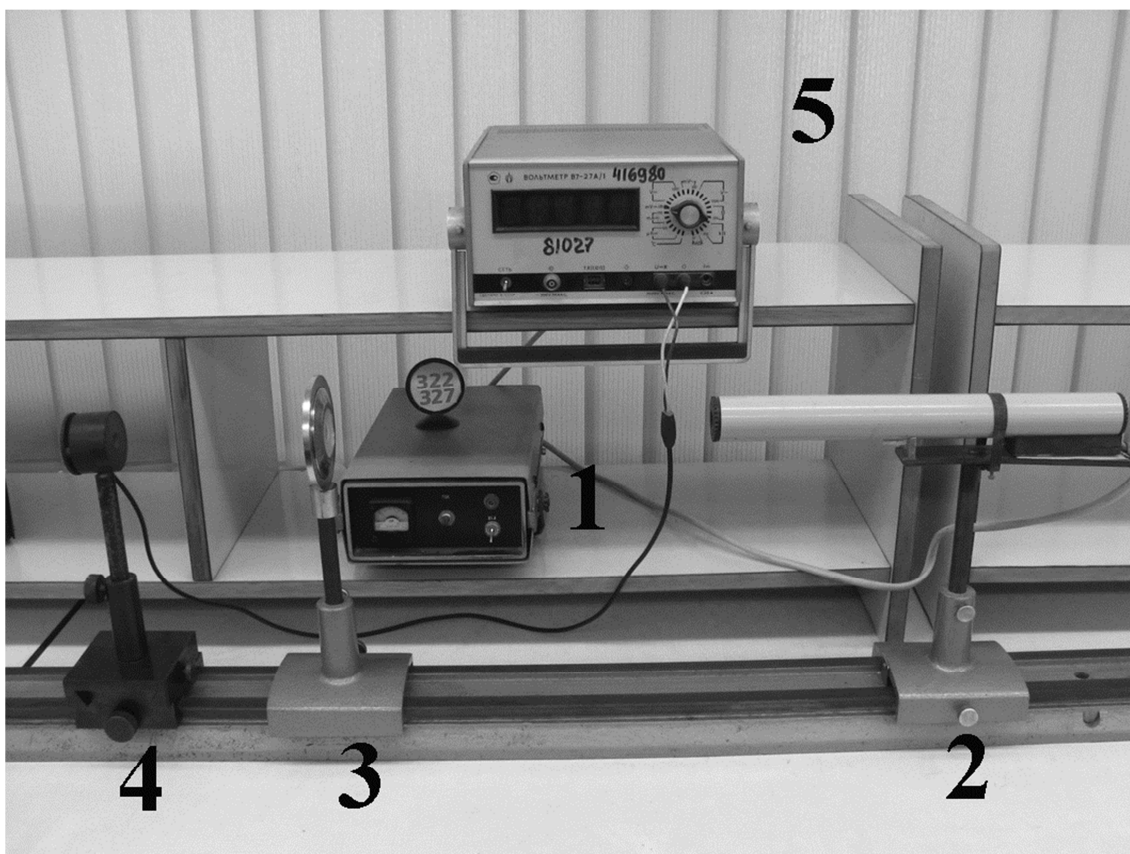


Рис. 4.11. Общий вид экспериментальной установки: 1- блок питания гелий-неонового лазера; 2- гелий-неоновый лазер ЛГ-78; 3- поляроид (анализатор); 4- фотоприемник; 5- цифровой вольтметр.

Выходящий из лазера 2 поляризованный монохроматический свет падает на фотоприемник 4, преобразующий световую энергию в электрический ток.

Перед фотоприемником расположен поляроид 3, являющийся анализатором. Вращая поляроид относительно оси лазерного луча, можно пропускать составляющие светового потока с различными направлениями колебаний вектора \vec{E} . По показаниям вольтметра 5 определяем напряжение, пропорциональное интенсивности света, пропущенного поляроидом.

4.6. Порядок выполнения работы

1. Заранее распечатать шаблон полярной системы координат (рис.4.12). В рабочей тетради подготовить таблицу 4.1 для записи результатов измерений:

Таблица 4.1

$\varphi, ^\circ$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110
$\cos^2 \varphi$	1,00	0,97	0,88	0,75	0,59	0,41	0,25	0,12	0,03	0,00	0,03	0,12
U, мВ												
U/ U _{max}												

(продолжение Таблицы 4.1)

$\varphi, ^\circ$	120	130	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230
$\cos^2 \varphi$	0,25	0,41	0,59	0,75	0,88	0,97	1,00	0,97	0,88	0,75	0,59	0,41
U, мВ												
U/ U _{max}												

(продолжение Таблицы 4.1)

$\varphi, ^\circ$	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
$\cos^2 \varphi$	0,25	0,12	0,03	0,00	0,03	0,12	0,25	0,41	0,59	0,75	0,88	0,97
U, мВ												
U/ U _{max}												

2. Проверить схему подключения экспериментальной установки (рис. 4.11):

- блок питания лазера 1 и вольтметр 5 подключены к сети;
- переключатель режимов измерений вольтметра в положении “mV=100”;
- фотоприемник 4 подсоединен к выходам “U=R” и “O” вольтметра.

3. ВНИМАНИЕ!

При работе на установке необходимо строго соблюдать правила техники безопасности.

Категорически запрещается:

- Перемещать лазер.
- Отсоединять разъемы токоведущего кабеля.
- Смотреть в выходное отверстие лазера.

ПОПАДАНИЕ В ГЛАЗА ПРЯМОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ!

4. Снять защитную крышку с фотоприемника. Включить блок питания лазера и вольтметр. Луч лазера должен точно попадать в отверстие фотоприемника. Этого можно добиться, ослабив винтом крепление фотоприемника и чуть поворачивая его по горизонтали.

5. Совместить 0° на шкале анализатора 3 с верхней меткой на его оправе и записать показание вольтметра U (с точностью до одного милливольт) в таблицу 1. Поворачивая анализатор через каждые 10° , целиком заполнить строчку “ U , мВ” таблицы 4.1.

6. Выключить блок питания лазера и вольтметр. Надеть защитную крышку на фотоприемник.

7. Среди всех найденных значений напряжения U найти максимальное значение напряжения U_{\max} . Подсчитать отношения U/U_{\max} для всех значений угла поворота анализатора φ (округляя результат до сотых) и записать их в таблицу 4.1.

8. По данным таблицы 4.1 построить график зависимости отношения U/U_{\max} от угла φ в полярной системе координат.

9. В той же полярной системе координат построить зависимость $\cos^2 \varphi = f(\varphi)$

- теоретической кривой, описываемой законом Малюса (значения $\cos^2 \varphi$ уже даны в таблице 4.1).

10. Среди всех найденных значений напряжения U найти минимальное значение напряжения U_{\min} . По формуле

$$\Delta = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}} \cdot 100\% \quad (4.5)$$

определить степень поляризации исследуемого излучения Δ .

11. Определить, под каким углом к вертикальному направлению расположена плоскость колебаний лазерного излучения (для теоретической кривой $\cos^2 \varphi = f(\varphi)$ этот угол равен 90°).

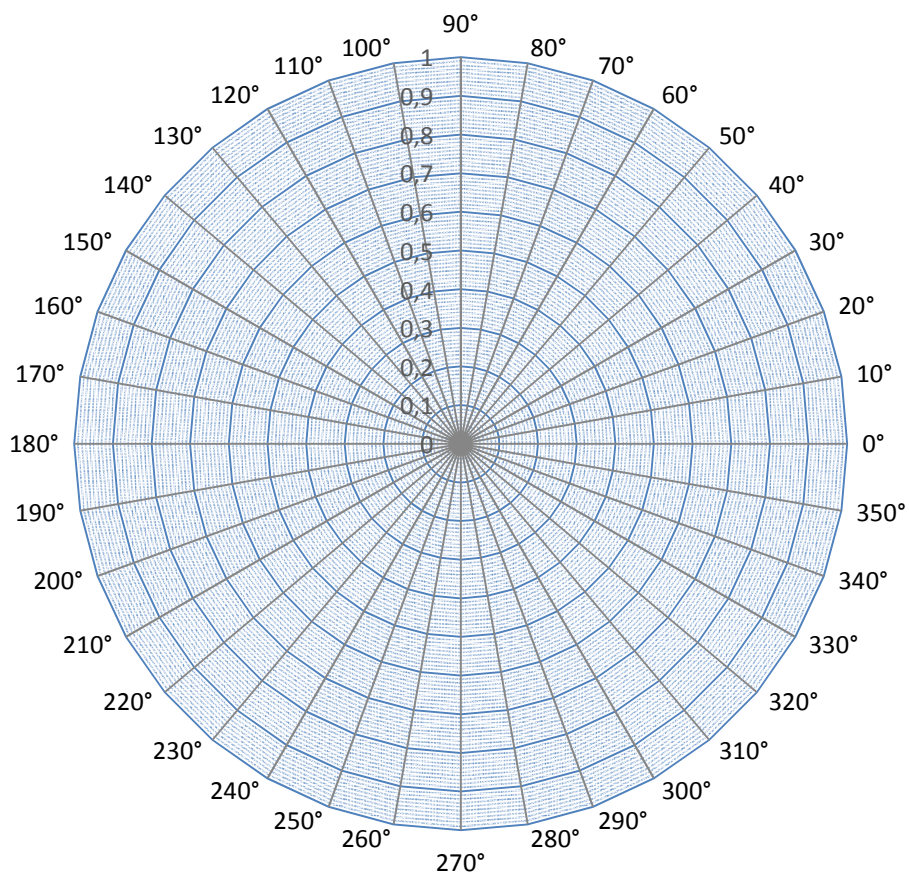


Рис.4.12. Шаблон полярной системы координат для построения теоретической и экспериментальной зависимостей.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА САХАРА ПОЛУТЕНЕВЫМ ПОЛЯРИМЕТРОМ

Цель работы:

1. Изучить основные виды поляризации световой волны.
2. Изучить основные физические явления, положенные в основу действия линейных поляризаторов.
3. Изучить явление вращения плоскости поляризации.
4. Определить удельное вращение и концентрацию раствора сахара.

Приборы и принадлежности:

1. Сахариметр универсальный СУ-4.
2. Поляриметрическая кювета с водным раствором сахара известной концентрации.
3. Поляриметрическая кювета с водным раствором сахара неизвестной концентрации.

Литература:

1. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2. – М.: Наука, 1982. – 496 с.
2. Трофимова Т.И. Курс общей физики – М.: Высшая школа, 2003. – 542 с.
3. Ландсберг Т. С. Оптика – М.: Наука, 1976. – 928 с.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в рабочую тетрадь следующие вопросы:

1. Свет как электромагнитная волна. Границы видимого диапазона спектра.
2. Какой свет называется естественным, линейно поляризованным, эллиптически и циркулярно поляризованным, частично поляризованным?
3. Как графически изображаются различные виды поляризации?
4. Что такое поляризатор, главное сечение и оптическая ось поляризатора?

5. Назовите основные способы получения линейно поляризованного света.
6. В чем заключается и как объясняется явление двойного лучепреломления?
7. Как устроены поляризационные призмы?
8. Как формулируется закон Малюса?
9. Какие вещества называются оптически активными? Какова взаимосвязь угла поворота плоскости поляризации с параметрами оптически активного вещества?
10. Оптическая схема и принцип действия сахариметра.

5.1. Поляризация света

Свет представляет собой электромагнитные волны в интервале частот $\nu = (7,5 - 4,0) \cdot 10^{14}$ Гц, воспринимаемых человеческим глазом, что соответствует длинам волн в вакууме от 400 до 760 нм. Векторы напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей электромагнитной волны лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (скорости света). Векторы \vec{E} , \vec{H} , \vec{v} образуют правовинтовую систему (рис. 5.1).

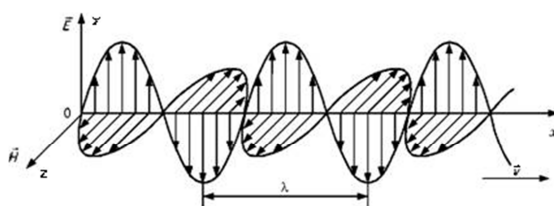


Рис. 5.1. Взаимная ориентация векторов \vec{E} , \vec{H} и \vec{v} линейно поляризованной плоской монохроматической электромагнитной волны.

Взаимно перпендикулярные векторы \vec{E} , \vec{H} колеблются в одной фазе - они одновременно обращаются в нуль и одновременно достигают максимальных значений. Электромагнитная волна называется монохроматической, если

векторы \vec{E} (\vec{H}) совершают гармонические колебания одной определенной и строго постоянной частоты. В этом случае проекции вектора \vec{E} (\vec{H}) на оси прямоугольной системы координат также совершают колебания неизменной частоты. Для плоской монохроматической волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси OX проекции E_z и E_y равны:

$$E_y = E_{oy} \cos(\omega t - kx + \alpha_1), \quad (5.1)$$

$$E_z = E_{oz} \cos(\omega t - kx + \alpha_2), \quad (5.2)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ -циклическая частота волны, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число. Свет называется **полностью поляризованным**, если две взаимно перпендикулярные компоненты вектора \vec{E} , определяемые формулами (5.1), (5.2) совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз, т.е. $\alpha_2 - \alpha_1 = const$. В этом случае конец вектора \vec{E} в каждой точке поля описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной к оси OX . Уравнение этого эллипса можно получить, исключив из (1) и (2) величину $(\omega t - kx)$:

$$\frac{E_y^2}{E_{oy}^2} + \frac{E_z^2}{E_{oz}^2} - \frac{2E_y E_z}{E_{oy} E_{oz}} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (5.3)$$

Такая плоская электромагнитная волна называется **эллиптически поляризованной**. Если амплитуды E_{oy} и E_{oz} одинаковые, а $\alpha_2 - \alpha_1 = (2K + 1)\pi/2$, где $K = 0, 1, 2, \dots$, то эллипсы для \vec{E} превращаются в окружности. Такая волна называется **циркулярно поляризованной (поляризованной по кругу)**. Конец вектора \vec{E} в этом случае описывает окружность.

Если $\alpha_2 - \alpha_1 = K\pi$, где $K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, то эллипсы вырождаются в два взаимно перпендикулярных отрезка прямых. Такая волна называется **линейно поляризованной (плоско поляризованной)**. В плоско

поляризованной волне векторы \vec{E} во всех точках поля колеблются вдоль параллельных прямых, лежащих в одной плоскости. Если ось OY декартовой системы координат направить параллельно этим прямым, то $E_y = E$, $E_z = 0$; аналогично для вектора \vec{H} : $H_y = 0$, $H_z = H$ (рис. 5.1).

Следовательно, для линейно поляризованной плоской монохроматической волны выполняются соотношения

$$E = E_y = E_o \cos(\omega \cdot t - kx + \alpha), \quad (5.4)$$

$$H = H_z = H_o \cos(\omega \cdot t - kx + \alpha), \quad (5.5)$$

где E_o , H_o - соответственно амплитуда напряженности электрического и магнитного поля волны. Таким образом, векторы \vec{E} (\vec{H}) в линейно поляризованном свете колеблются в плоскостях, положение которых не меняется с течением времени.

Свет, испускаемый каким-либо элементарным излучателем (атомом, молекулой, ионом), всегда поляризован в каждом акте излучения. Но макроскопические источники света состоят из огромного числа таких частиц-излучателей. Поэтому в общем излучении направление, колебаний вектора \vec{E} (\vec{H}) в каждый момент времени непредсказуемо. Такое излучение называется **неполяризованным или естественным светом**. В естественном свете плоскость колебаний вектора \vec{E} (\vec{H}) хаотически и непрерывно меняет свое положение в пространстве. Свет, в котором можно выделить преимущественное положение плоскости колебаний вектора \vec{E} (\vec{H}), называется **частично поляризованным**.

Состояние поляризации световых волн зачастую изображают упрощенно графически в виде стрелок, располагающихся вдоль луча и показывающих направление колебаний электрического вектора \vec{E} . В плоско поляризованном свете вектор \vec{E} колеблется в неизменной плоскости, поэтому соответствующие стрелки либо их проекции располагаются вдоль луча

равномерно (рис. 5.2). Упрощенное графическое представление частично поляризованного и естественного света приведено на рис. 5.3. и 5.4.



Рис.5.2. Упрощенное графическое представление линейно поляризованного света: а) направление колебаний вектора \vec{E} в плоскости рисунка, б) направление колебаний вектора \vec{E} перпендикулярно плоскости рисунка.

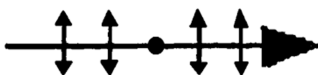


Рис.5.3. Упрощенное графическое представление частично поляризованного света: вектор \vec{E} совершает колебания преимущественно в плоскости рисунка.

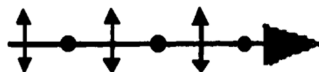


Рис.5.4. Упрощенное графическое представление естественного света.

Практически полностью поляризовано только излучение лазеров. Большинство источников света (раскаленные тела, светящиеся газы) излучают свет, близкий к естественному. Нужны специальные устройства, преобразующие естественный свет в поляризованный.

5.2. Поляризаторы, физические принципы их действия

Поляризатор представляет собой устройство для получения поляризованного света из естественного. Различают линейные поляризаторы, дающие на выходе плоско поляризованный свет, и циркулярные, проходя через которые естественный свет преобразуется в эллиптически

поляризованный или поляризованный по кругу.

В основу устройства поляризаторов положены следующие физические явления: 1) поляризация света при отражении и преломлении на границе раздела двух прозрачных диэлектриков, 2) двойное лучепреломление, 3) линейный дихроизм.

Свет, отраженный от поверхности, всегда частично поляризован. При угле падения луча, удовлетворяющем закону Брюстера

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (5.6)$$

отраженный луч полностью линейно поляризован, а преломленный - частично поляризован (рис. 5.5).

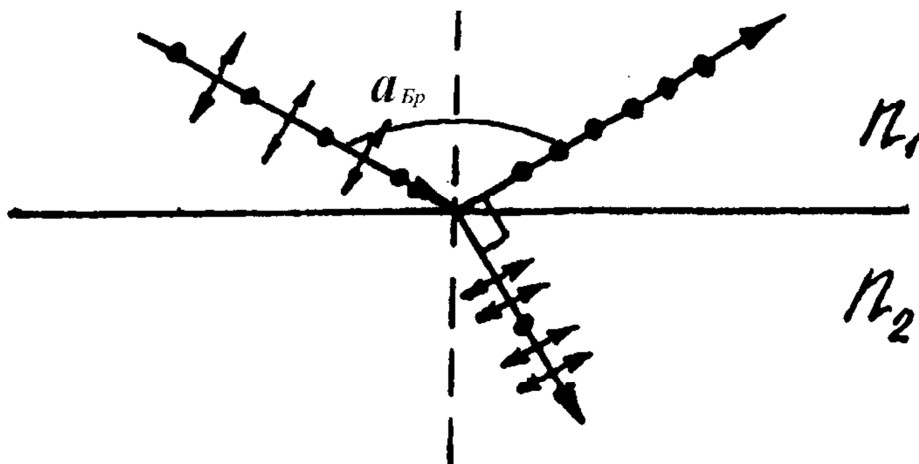


Рис.5.5. Падение естественного света под углом Брюстера на границу раздела двух диэлектриков.

Колебания электрического вектора \vec{E} в отраженном луче совершаются в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, а в преломленном - преобладают колебания \vec{E} в плоскости падения. Угол падения, удовлетворяющий условию (6), носит название угла Брюстера или угла полной поляризации. Степень поляризации преломленного луча можно увеличить, пропуская его последовательно через ряд прозрачных

плоскопараллельных пластин. Указанное явление используется в устройстве линейных поляризаторов, получивших название стопы в оптике или стопы Столетова. Предназначенная для видимой области спектра стопа Столетова представляет собой набор из 10 - 15 прозрачных плоскопараллельных пластин очень малой толщины, изготовленных из оптического стекла. При угле падения $i = i_{\sigma}$ естественного света имеет место практически полная поляризация проходящего света.

Другой класс линейных поляризаторов составляют поляризационные призмы, действие которых основано на явлении двойного лучепреломления. **Двойное лучепреломление** наблюдается при прохождении света через прозрачные кристаллы, обладающие оптической анизотропией, и заключается в разделении проходящего через вещество луча на два, каждый из которых является плоско поляризованным. Колебания электрического вектора обоих лучей происходят во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Существует направление в кристалле, получившее название оптической оси, проходя вдоль которого луч света не испытывает двойного лучепреломления. Кристаллы, имеющие одну оптическую ось, называются одноосными. Плоскость, проходящая через оптическую ось кристалла и рассматриваемый луч, называется главным сечением. В одноосных кристаллах колебания электрического вектора \vec{E} одного из лучей, получившего название обыкновенного (о), происходят перпендикулярно главному сечению, а второго луча, называемого необыкновенным (е), - в плоскости главного сечения (рис. 5.6).

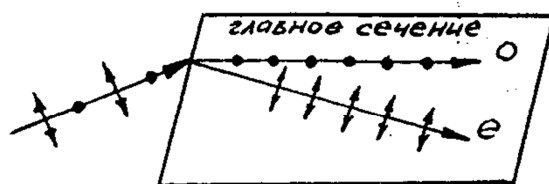


Рис. 5.6. Двойное лучепреломление в одноосном кристалле.

Обыкновенный луч подчиняется законам преломления. Для

необыкновенного луча законы преломления не выполняются, т.е. он не всегда лежит в плоскости падения, а отношение синуса угла падения к синусу угла преломления зависит от направления распространения луча в кристалле. К одноосным кристаллам относятся исландский шпат, кварц, натриевая селитра, лед и др. Помимо одноосных кристаллов существуют и двуосные. Оба луча, возникающие при прохождении света через двуосные кристаллы, являются необыкновенными. Двуосными кристаллами являются такие как топаз, слюда, кристаллическая сера и др.

Явление двойного лучепреломления обусловлено зависимостью показателя преломления среды от направления колебаний электрического вектора световой волны. По теории Максвелла для немагнитных сред $n = \sqrt{\epsilon}$, где ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость. В анизотропных средах ϵ зависит от направления \vec{E} , в данном случае от направления колебаний электрического вектора каждого из лучей. По этой причине показатели преломления каждого из лучей - обыкновенного луча $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ и необыкновенного луча $n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ различны. Следовательно, не совпадают между собой скорости распространения $v_o = c/\sqrt{\epsilon_{\perp}}$, $v_e = c/\sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ и волновые поверхности обыкновенного и необыкновенного лучей. Величины n_e и v_e зависят от направления распространения света, а для обыкновенного луча n_o и v_o постоянны. Двойное лучепреломление может возникать и в прозрачных изотропных веществах под влиянием внешних полей - электрического и магнитного, а также под действием упругих сил.

Как уже упоминалось, двойное лучепреломление положено в основу устройства **поляризационных призм**. Поляризационная призма состоит чаще всего из двух трехгранных призм, одна из которых, по меньшей мере, изготовлена из оптически анизотропного вещества. На границу раздела трехгранных призм свет падает наклонно и вследствие различия показателей преломления обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей

осуществляется их пространственное разделение. Устройство типичной однолучевой поляризационной призмы, называемой призмой Николя, приведено на рис. 5.7.

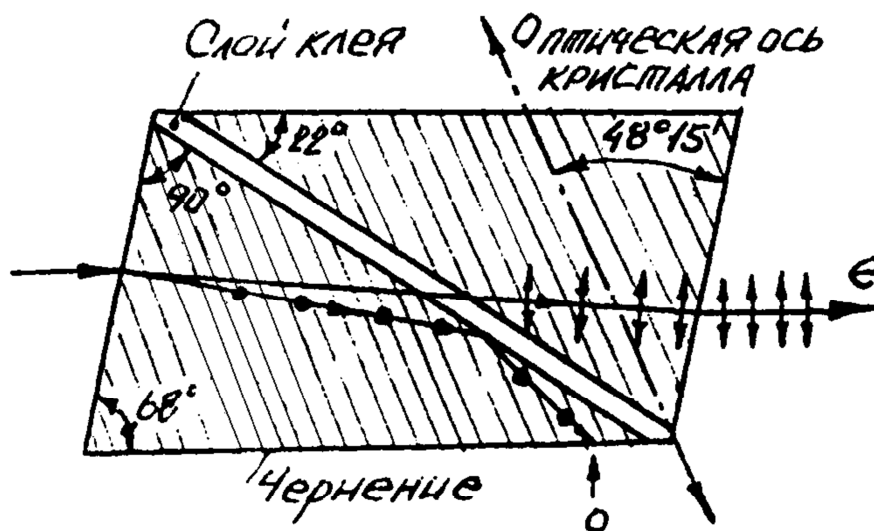


Рис. 5.7. Прохождение света сквозь призму Николя.

На границе раздела трехгранных призм, соединенных прозрачным клеем с показателем преломления n , удовлетворяющим условию $n_o < n < n_e$, обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение и поглощается зачерненной нижней гранью. Таким образом, призма Николя пропускает только один необыкновенный луч.

Существуют и двухлучевые поляризационные призмы, которые пропускают оба поляризованных луча, пространственно их разделяя. В качестве примера такой призмы можно назвать призмы Волластона, Рошона и др. Поляризационные призмы незаменимы при работе в ультрафиолетовой области спектра и в мощных потоках излучения, и позволяют получать однородно поляризованные пучки света, степень поляризации которых отличается от 1 лишь на величину порядка 10^{-5} .

Линейный дихроизм наблюдается в средах, обладающих оптической анизотропией в области полос поглощения, в результате чего обыкновенный и необыкновенный лучи неодинаково поглощаются веществом. Различие в

показателях преломления этих лучей может быть таким большим, что при толщине пленки герпатита порядка 0,005 - 0,1 мм один из лучей практически полностью поглощается, а второй проходит через среду почти без ослабления. Такого рода пленки из дихроичных веществ положены в основу действия линейных поляризаторов, получивших название поляроидов. Обычно поляроид представляет собой тонкую пленку из вещества, обладающего линейным дихроизмом, которая для защиты от внешних воздействий помещается между двумя тонкими пленками из изотропного вещества. Поляроиды компактны, сравнительно просты в изготовлении, их рабочие поверхности варьируются в больших пределах (до 1 м²). Но вместе с тем они обладают невысокой термостойкостью и меньше пропускают света.

Любой линейный поляризатор можно использовать и как анализатор поляризованного излучения. Действие большинства поляризационных приборов, предназначенных для анализа света и проведения количественных измерений, основано на использовании в их конструкции расположенных на одной оси линейного поляризатора и анализатора. Взаимосвязь интенсивности света, падающего на анализатор I_o , и вышедшего из него I_1 , определяется законом Малюса

$$I_1 = I_o \cos^2 \varphi \quad (5.7)$$

где φ - угол между направлением колебаний электрического вектора световой волны, падающей на анализатор, и плоскостью колебаний электрического вектора световой волны после анализатора, называемую плоскостью пропускания. Формула (5.7) справедлива в отсутствие потерь света на поглощение и отражение. Вывод закона Малюса прост: действительно, анализатор пропускает ту составляющую электрического вектора падающей плоско поляризованной волны, которая лежит в плоскости его пропускания (рис. 5.8):

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_o \cos \varphi \quad (5.8)$$

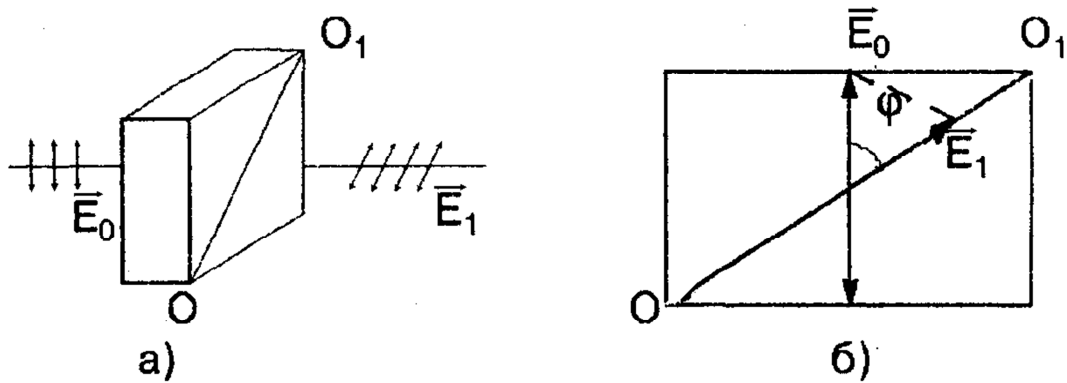


Рис. 5.8. Прохождение линейно поляризованного света сквозь анализатор: а) вид сбоку, б) вид с торца анализатора.

После возведения в квадрат выражения (5.8) получается формула (5.7). Степень поляризации частично поляризованного света Δ определяется выражением

$$\Delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5.9)$$

где I_{\max} и I_{\min} - соответственно максимальное и минимальное значение интенсивности света, которые могут быть получены при его пропускании через анализатор.

Кроме линейных, существуют и циркуляционные поляризаторы. Они представляют собой совокупность линейного поляризатора и пластинки в четверть длины волны. Последняя представляет собой тонкую плоскопараллельную пластинку из одноосного кристалла, оптическая ось которого перпендикулярна проходящему свету. Оба луча, обыкновенный и необыкновенный, проходят через пластинку в одном направлении, но с разными скоростями, вследствие чего имеют разность фаз Δ . Толщина пластинки в четверть длины волны подбирается такой, чтобы выполнялось условие $\Delta = (2K + 1)\pi/2$, где $K = 0, 1, 2, \dots$. В этом случае электрические вектора обоих лучей, складываясь, дадут в итоге эллиптически (циркулярно) поляризованный свет.

Приборы, с помощью которых можно получить любую разность фаз двух лучей, называются компенсаторами. Примером поляризационного компенсатора может служить компенсатор Солейля (рис. 5.9).

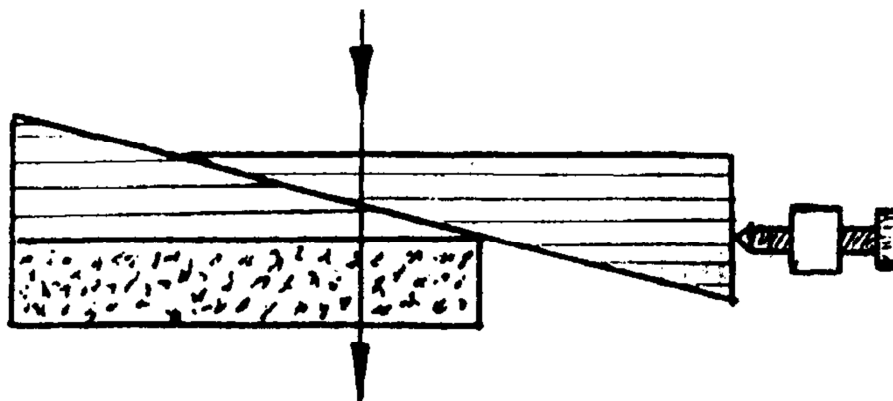


Рис. 5.9. Схема компенсатора Солейля.

Он состоит из двух кварцевых клиньев с параллельными оптическими осями и из кварцевой плоскопараллельной пластинки, оптическая ось которой перпендикулярна к осям клиньев. Верхний клин перемещается с помощью винта параллельно самому себе. При таком перемещении клина суммарная толщина клиньев, одинаковая на всем протяжении их соприкосновения друг с другом, меняется и может быть сделана равной или отличной от толщины нижней пластинки. В первом случае компенсатор не внесет никакой разности фаз между обоими лучами, а во втором – внесет разность фаз, которой можно предать любое значение. Обычно компенсаторы снабжаются отсчетными приспособлениями по измерению определенных физических величин.

5.3. Вращение плоскости поляризации

Указанное явление было открыто Араго в 1811 году и заключается в повороте плоскости колебаний электрического вектора линейно поляризованного света (плоскости поляризации) при его прохождении через вещества, называемые **оптически активными**. Оптической активностью обладают некоторые кристаллы (кварц, киноварь), чистые жидкости

(скипидар, никотин), растворы и газы. Если смотреть навстречу лучу, то плоскость поляризации после прохождения оптически активного вещества поворачивается либо по часовой стрелке (направо), либо против часовой стрелки (налево). Вещества, вращающие направо плоскость колебаний \vec{E} , носят название правовращающих, вращающие налево - левовращающих. Кристаллы кварца встречаются двух разновидностей - право - и левовращающие. Право - и левовращающие кристаллы кварца отличаются по своей внешней кристаллической форме - одни из них являются зеркальным отображением других.

В твердых телах и чистых жидкостях угол поворота плоскости поляризации при постоянной длине волны пропорционален толщине d слоя вещества (рис. 5.10):

$$\varphi = \alpha' \cdot d \quad (5.10)$$

где α' - вращательная способность (удельное вращение), измеряемая обычно в градусах на миллиметр.

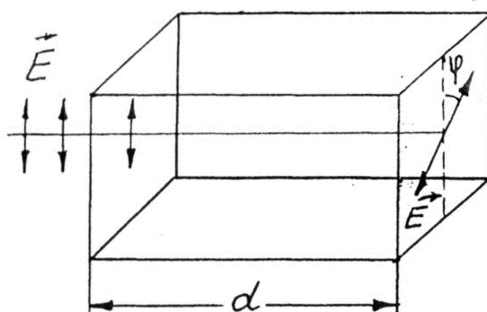


Рис. 5.10. Прохождение линейно поляризованного света сквозь слой оптически активного вещества.

Для растворов угол поворота равен:

$$\varphi = \alpha \cdot c \cdot d \quad (5.11)$$

где c - концентрация оптически активного вещества в растворе, α - удельное вращение. Оптически активными являются водные растворы сахара, виннокаменной кислоты и др. Удельное вращение обнаруживает сильную

зависимость от длины волны. Так, например, угол поворота плоскости поляризации кварцевой пластинкой по мере перехода от красных лучей к фиолетовым увеличивается более чем в 3 раза. Зависимость удельного вращения от длины волны называется вращательной дисперсией. В первом приближении можно считать, что $\alpha \sim 1/\lambda^2$. Удельное вращение зависит также от природы вещества и температуры.

Теория вращения плоскости поляризации была впервые разработана Френелем в 1817 году. В соответствии с этой теорией вращение плоскости поляризации сводится к особому типу двойного лучепреломления, заключающемся в том, что в оптически активных веществах скорость распространения лучей циркулярно поляризованных по правому и левому кругу, различна. При этом для правовращающих веществ большее значение имеет скорость волны, циркулярно поляризованной по правому кругу ($v_d > v_g, n_d < n_g$), а для лево вращающих - наоборот ($v_g > v_d, n_g < n_d$). Здесь применены обозначения d (*droit* - правый) и g (*gauche* - левый). Впоследствии гипотеза Френеля о неравенстве v_d и v_g была подтверждена экспериментально.

Воспользуемся гипотезой Френеля для правовращающих кристаллов. В месте входа в оптически активное вещество плоско поляризованный свет, электрический вектор которого совершает колебания в плоскости AA , можно представить как совокупность двух циркулярно поляризованных волн, правой и левой, с одинаковыми периодами, амплитудами и фазами (рис. 5.11а).

Пройдя слой вещества толщиной d , компоненты будут иметь различные изменения фазы φ_d и φ_g :

$$\varphi_d = \omega(t - d/v_d), \quad \varphi_g = \omega(t - d/v_g). \quad (5.12)$$

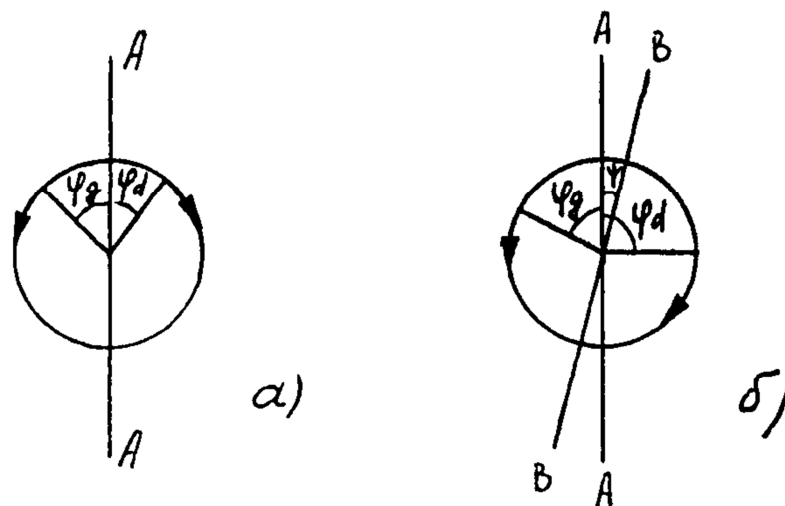


Рис. 5.11. Поворот плоскости поляризации света в оптически активном веществе с точки зрения гипотезы Френеля.

В силу условия $v_d > v_g$ из (5.12) следует, что $\varphi_d > \varphi_g$. Следовательно, плоскостью, относительно которой симметрично расположены оба вектора, является плоскость BB , повернутая вправо относительно AA на угол ψ . Таким образом, плоскость колебаний электрического вектора световой волны, прошедшей через оптически активное вещество, повернулось вправо на угол ψ . Из рис. 5.11б имеем:

$$\varphi_d - \psi = \varphi_d + \psi, \text{ или } \psi = \frac{1}{2}(\varphi_d - \varphi_g). \quad (5.13)$$

Из формул (5.12) и (5.13) следует:

$$\psi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2} = \frac{\omega d}{2} \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_d} \right) = \frac{\omega d}{2} (n_g - n_d) = \frac{\pi d}{\lambda_o} (n_g - n_d) \quad (5.14)$$

где $\omega/c = 2\pi/Tc = 2\pi/\lambda_o$, λ_o - длина волны в вакууме, $n = c/v$ - показатель преломления.

Из формулы (5.14) вытекает пропорциональность угла поворота плоскости поляризации толщине слоя d при неизменной λ_o . Из (5.14) следует также,

что в веществе, где $n_g > n_d$, плоскость поляризации поворачивается вправо, а для веществ, в которых $n_g < n_d$ - влево.

Более поздние молекулярные теории вращения плоскости поляризации сводятся к выяснению причин различия величин n_g и n_d (v_g и v_d), которые являются результатом взаимодействия поля световой волны с молекулами вещества.

5.4. Принцип действия полутеневого поляриметра (сахариметра универсального СУ-4)

Зависимость вращения плоскости поляризации от концентрации раствора положена в основу сахараметрии - метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, который нашел применение в пищевой и химико-фармацевтической промышленности. Измерение концентрации оптически активных веществ, в основном сахара, проводится с помощью поляризационных приборов, получивших название сахариметров.

Сахариметр (рис. 5.12) состоит из узла измерительной головки 2 и осветительного узла 9, соединенных между собой траверсой 6, которая крепится через стойку 17 к основанию 18. На траверсе укреплены два узла: - кюветное отделение 5 для поляриметрических кювет и оправа 7 с поляризатором и полутеневого пластиной. С лицевой стороны измерительной головки расположены лупа 1 для отсчета показаний по шкале и зрительная труба 20. С тыльной стороны измерительной головки находится механизм установки нониуса 3, служащий для совмещения нулевого деления нониуса с нулевым делением шкалы съемного ключа 4. В нижней части измерительной головки расположена рукоятка клинового компенсатора 19, вращением которой перемещают подвижный кварцевый клин и связанную с ним шкалу. Осветительный узел состоит из патрона с лампой (патрон устанавливается тремя винтами 10) и поворотной обоймы 8 со светофильтром и диафрагмой. На основании установлены кнопка 15 для включения осветителя и ручка резистора 16 для регулирования яркости поля зрения. В основании

смонтирован понижающий трансформатор. На тыльной стороне основания находится винт заземления 11, вилка 12 разъёма для подключения осветителя сахариметра к трансформатору и плавкая вставка 13.

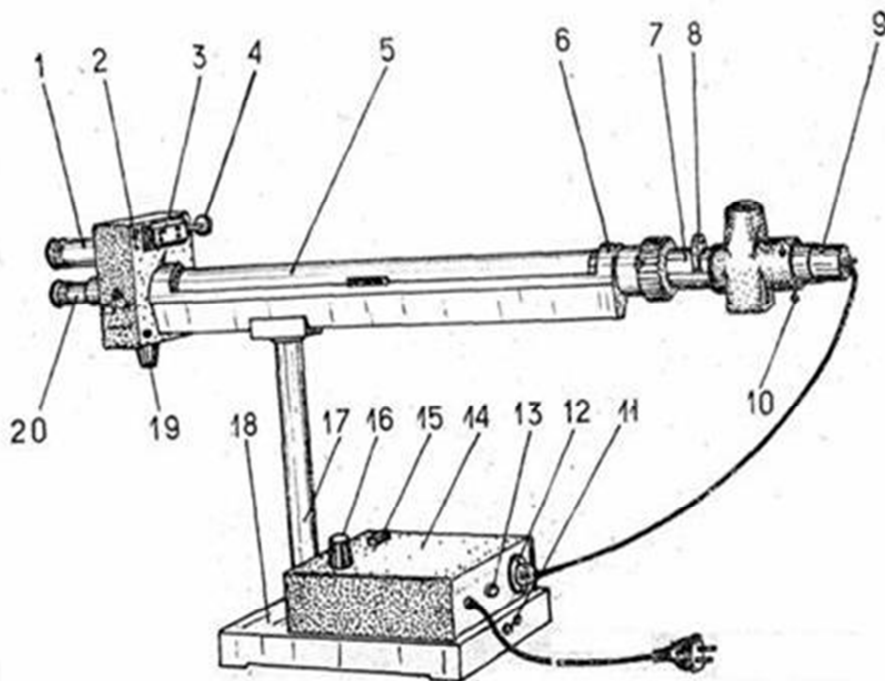


Рис. 5.12. Сахариметр универсальный СУ-4: 1 – лупа; 2 – измерительная головка; 3 – механизм установки нониуса; 4 – ключ; 5 – кюветное отделение; 6 – траверса; 7 – оправа поляризатора; 8 – поворотная обойма; 9 – осветительный узел; 10 – регулировочный винт; 11 – винт заземления; 12 – вилка разъема; 13 – вставка плавкая; 14 – крышка; 15 – кнопка; 16 – ручка резистора; 17 – стойка; 18 – основание; 19 – рукоятка клинового компенсатора; 20 – зрительная труба.

Оптическая схема сахариметра универсального приведена на рис. 5.13. Естественный свет, излучаемый источником 1, проходит через светофильтр 2, пропускающий лучи одной длины волны. Затем монохроматический свет проходит через конденсорные линзы 4,5 и в виде параллельного пучка лучей падает на поляризационную призму 6, которая преобразует его в линейно поляризованный свет. После поляризатора световой поток попадает на полутеневую пластинку 7, состоящую из кварца и стекла. Одна часть свето-

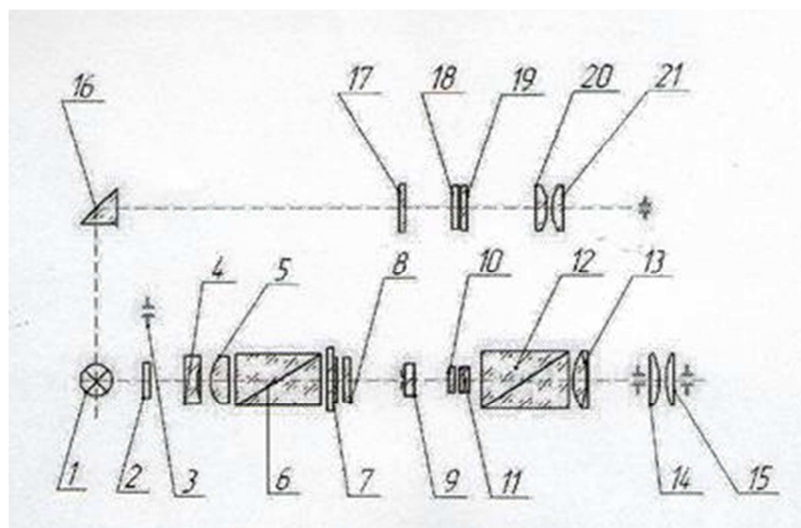


Рис. 5.13. Оптическая схема сахариметра СУ-4: 1 – источник света; 2 – светофильтр; 3 – диафрагма; 4,5 – конденсоры; 6 – поляризатор; 7 – полутеневая пластинка; 8,9 – защитные стекла; 10, 11 – клиновидный компенсатор; 12 – анализатор; 13 – объектив; 14,15 – окуляр и диафрагмы зрительной трубы; 16 – отражательная призма; 17 – светофильтр; 18 – шкала; 19 – нониус; 20,21 – лупа.

вого потока проходит через кварц, который поворачивает плоскость колебаний электрического вектора \vec{E} на некоторый угол. Вторая часть светового потока проходит через стекло (оптически неактивная среда), поэтому плоскость колебаний вектора \vec{E} в нем не изменяется. Следовательно, после прохождения 7 пластинки световой поток разделяется на две части, у которых плоскости колебаний электрического вектора составляют между собой угол $E_1 O E_2$ (рис. 5.14).

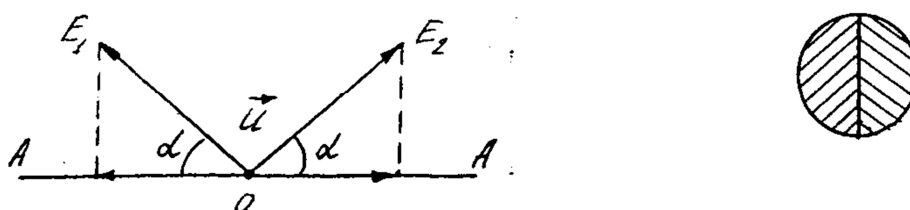


Рис. 5.14. Установка сахариметра «на ноль»: оба поля сравнения одинаковой яркости.

Полутеневая пластинка рассчитана и установлена так, что плоскость

колебаний вектора \vec{E} в обеих частях светового потока составляет одинаковый угол с плоскостью пропускания анализатора AA , вследствие чего анализатор пропускает практически равные по интенсивности световые потоки. В этом случае в поле зрения окуляра 15 зрительной трубы наблюдаются два одинаковых по яркости полукруга, называемые полями сравнения. При установке трубки с раствором оптически активного вещества между анализатором 6 и поляризатором 12 возникает неравенство яркостей полей сравнения, которое обусловлено поворотом на один и тот же угол плоскостей колебания вектора \vec{E} обеих частей потока (рис. 5.15).

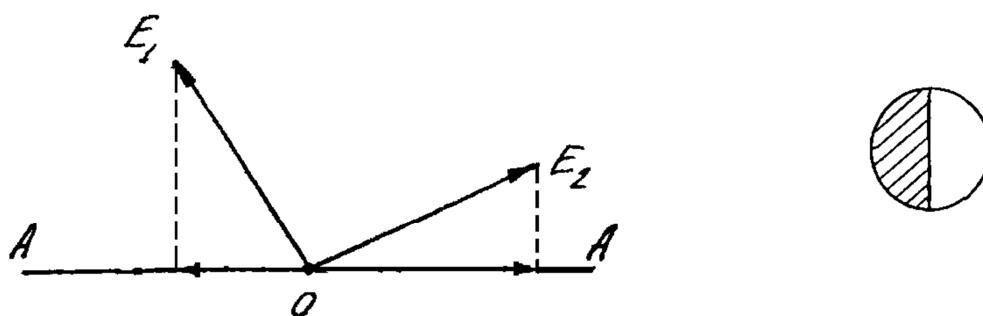


Рис. 5.15. При внесении кюветы с раствором правовращающего оптически активного вещества правое поле сравнения становится ярче левого. Для выравнивания яркостей полей сравнения применен клиновый компенсатор, состоящий из подвижного кварцевого клина левого вращения 10 и неподвижного кварцевого клина правого вращения 11. Выравнивание яркостей достигается перемещением подвижного клина, вместе с которым перемещается шкала прибора 18. Шкала 18 и нониус 19 наблюдаются через лупу 21 и освещаются лампой через отражательную призму 16 и светофильтр 17.

5.5. Порядок снятия отсчёта на сахариметре СУ-4

Угол поворота φ плоскости поляризации оптически активного вещества измеряется на сахариметре в международных сахарных градусах ($^{\circ}S$). $1^{\circ}S$ соответствует $0,3462^{\circ}$ угловым. Отсчетное устройство содержит основную шкалу, снабженную нониусом, что позволяет измерять угол поворота

плоскости поляризации с погрешностью, не превышающей $\pm 0,05^{\circ}\text{S}$. Методику снятия отсчета поясняет рис. 5.16. Отсчет складывается из целого числа $^{\circ}\text{S}$, которое показывает меньшая цифра основной шкалы, расположенная против нуля нониуса, и дробной части. Дробную часть $^{\circ}\text{S}$ показывает тот номер деления шкалы нониуса, который совпадает с некоторым делением основной шкалы.

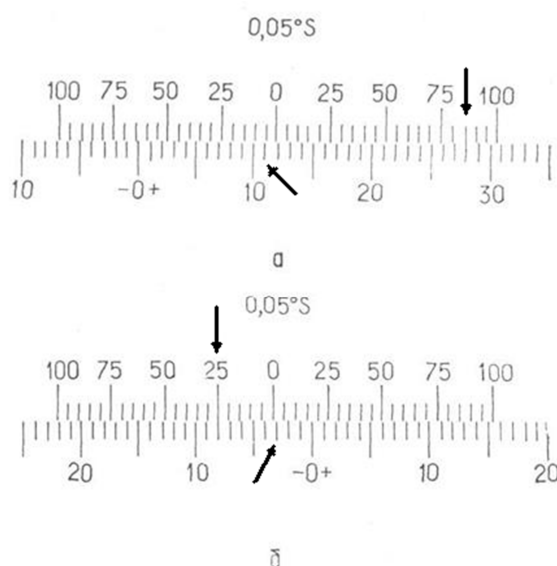


Рис. 5.16. а) положение нониуса и шкалы, соответствующее отсчету « $+11,85^{\circ}\text{S}$ » (нуль нониуса расположен правее нуля шкалы на 11 полных делений и в правой части нониуса с одним из делений шкалы совмещается его семнадцатое деление).

б) положение шкалы и нониуса, соответствующее отсчету « $-3,25^{\circ}\text{S}$ » (нуль нониуса расположен левее нуля шкалы на три полных деления и в левой части нониуса с одним из делений шкалы совмещается его пятое деление).

5.6. Порядок выполнения работы

Внимание: при работе на установке необходимо строго соблюдать правила техники безопасности.

Категорически запрещается открывать кюветы с раствором.

Осветитель включать только во время работы.

Перед выполнением работы ознакомиться со снятием отсчетов по шкале (радел 5.5).

1. Установить ручку 16 (см. рис. 5.12) резистора до упора, вращая против часовой стрелки

2. Включить сахариметр в сеть. Включить кнопкой 15 осветительный блок.
3. Установить лупу шкалы 1 на максимальную резкость изображения штрихов и цифр шкалы и нониуса.
4. Вращением рукоятки клинового компенсатора 19 совместить нули шкалы и нониуса (рис. 5.17)



Рис. 5.17. Предварительная установка шкалы сахариметра.

5. Установить окуляр зрительной трубы 20 на максимальную резкость изображения вертикальной линии раздела полей сравнения.
6. Ручкой резистора 16 установить подходящую для работы освещенность полей сравнения.
7. Вращением рукоятки клинового компенсатора 19 уравнивать яркость полей сравнения. Произвести отсчет показаний шкалы φ_o . **Если отсчет дает более 1°S , следует обратиться за помощью к преподавателю или лаборанту.** Результат отсчета φ_o записать в таблицу.
8. Вращением рукоятки клинового компенсатора 19 сделать яркость полей сравнения разной, а затем снова её уравнивать. Сделать таким образом не менее пяти замеров φ_o . Результаты измерений занести в таблицу 5.1.
9. Поместить поочередно в кюветное отделение прибора кювету с раствором сахара известной концентрации и неизвестной концентрации и повторить операции, указанные в п.п. 7,8. Результаты отсчетов φ_n и φ_x записать в таблицу.
9. Показать результаты измерений преподавателю.
10. Выключить кнопкой 15 осветительный блок.
11. Рассчитать средние значения $\bar{\varphi}_o$, $\bar{\varphi}_n$, $\bar{\varphi}_x$. Перевести их из сахарных

градусов в угловые (1°S соответствует $0,3462^\circ$ угловым).

12. Вычислить средние значения удельного вращения α и содержания сахара в растворе сахара неизвестной концентрации c_x по формулам:

$$\alpha = \frac{\bar{\varphi}_n - \bar{\varphi}_o}{c_n \cdot d}, \quad (5.15)$$

$$c_x = \frac{\bar{\varphi}_x - \bar{\varphi}_o}{\alpha \cdot d}, \quad (5.16)$$

где $c_n = 0,05 \text{ г/см}^3$ – известная концентрация сахарного раствора, $d = 2 \text{ дм}$ – длина обеих кювет.

Величину α выразить в $[\text{град} \cdot \text{см}^3 / \text{г} \cdot \text{дм}]$, величину c_x в $[\text{г/см}^3]$

Таблица 5.1

№	$\varphi_o, ^\circ\text{S}$	$\varphi_n, ^\circ\text{S}$	$\varphi_x, ^\circ\text{S}$
1			
2			
3			
4			
5			
среднее	$\bar{\varphi}_o =$	$\bar{\varphi}_n =$	$\bar{\varphi}_x =$

6. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕТЫХ ТЕЛ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

Цель работы.

1. Изучить основные характеристики и законы теплового излучения.
2. Изучить методы оптической пирометрии.
2. Изучить устройство и принцип работы оптического пирометра с исчезающей нитью.
3. Измерить яркостную температуру и определить истинное значение температуры нити накала лампы.
4. Вычислить постоянную Стефана-Больцмана

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы:

Изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы.

Приборы и принадлежности:

1. Пирометр с исчезающей нитью.
2. Электрическая лампа накаливания.
3. Стабилизированный источник питания.
4. Вольтметр.
5. Амперметр.

Указания по технике безопасности:

Приборы питаются от сети переменного напряжения 220 В.

Не разрешается работать при поврежденной изоляции соединительных проводов!

Отчет по лабораторной работе должен содержать:

- 1) Цель работы;
- 2) Приборы и принадлежности;
- 3) Схему лабораторной установки;
- 4) Физическую модель;
- 5) Математическую модель;

- 6) Таблицу результатов измерений и расчетов;
- 7) Результат расчета погрешности измерений;
- 8) Окончательный результат;
- 9) Вывод.

6.1. Введение

Тепловое излучение – электромагнитное излучение, испускаемое веществом, возникающее за счет его внутренней энергии, т.е. энергии теплового движения атомов и молекул вещества.

Все другие виды свечения (излучения света), возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, кроме теплового, называются *люминесценцией* (хемилюминесценция – излучение за счет энергии химических реакций, электролюминесценция – излучение при протекании тока, фотолюминесценция – излучение под действием света).

Тепловое излучение свойственно всем телам, температура которых выше 0 К. Человек его ощущает при температуре выше температуры тела, мы его видим, если температура тела настолько высокая, что излучение происходит в видимом диапазоне длин волн (излучение углей костра, раскаленной нити лампочки или свечение Солнца).

Основные характеристики теплового излучения.

Поток излучения – мощность излучения, определяемая отношением энергии dW , переносимой излучением ко времени dt переноса:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} . \tag{6.1}$$

Энергетическая светимость R_T ¹ тела – величина, равная отношению потока излучения, испускаемого малым участком поверхности к площади этого участка:

¹ Нижний индекс Т отражает зависимость энергетической светимости R от температуры

$$R_T = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{dW}{dt dS}. \quad (6.2)$$

Размерность энергетической светимости: $[R_T] = 1 \text{ Вт} / \text{м}^2$. Энергетическая светимость является функцией температуры T .

Спектральная плотность энергетической светимости $r_{\lambda T}$ тела – отношение величины энергетической светимости dR_λ приходящейся на малый спектральный интервал от λ до $\lambda + d\lambda$ к ширине этого интервала $d\lambda$

$$r_{\lambda T} = \frac{dR_\lambda}{d\lambda}. \quad (6.3)$$

Единицей измерения $r_{\lambda T}$ в системе СИ является $\text{Вт}/\text{м}^3$. Спектральная плотность энергетической светимости характеризует распределение теплового излучения по длинам волн при температуре T .

Из определения спектральной плотности энергетической светимости (формула 3) следует

$$dR_\lambda = r_{\lambda T} d\lambda. \quad (6.4)$$

На графике $r_{\lambda T}(\lambda)$, рис. 6.1, энергетическая светимость dR_λ численно равна площади, ограниченной малым интервалом $d\lambda$.

Энергетическая светимость R_T тела (во всем спектральной диапазоне λ от 0 до ∞) связана со спектральной плотностью энергетической светимости формулой:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda. \quad (6.5)$$

Энергетической светимости R_T численно равна площади под кривой $r_{\lambda T}(\lambda)$, рис. 6.1.

Спектральная поглощательная способность ($a_{\lambda T}$) показывает какая часть потока излучения с длинами волн от λ до $\lambda + d\lambda$, падающего на тело, поглощается телом:

$$a_{\lambda T} = \frac{d\Phi'_\lambda}{d\Phi_\lambda}, \quad (6.6)$$

где $d\Phi_\lambda$ – поток энергии, падающий на тело и $d\Phi'_\lambda$ – поток энергии, поглощенный телом в спектральном диапазоне от λ до $\lambda + d\lambda$.

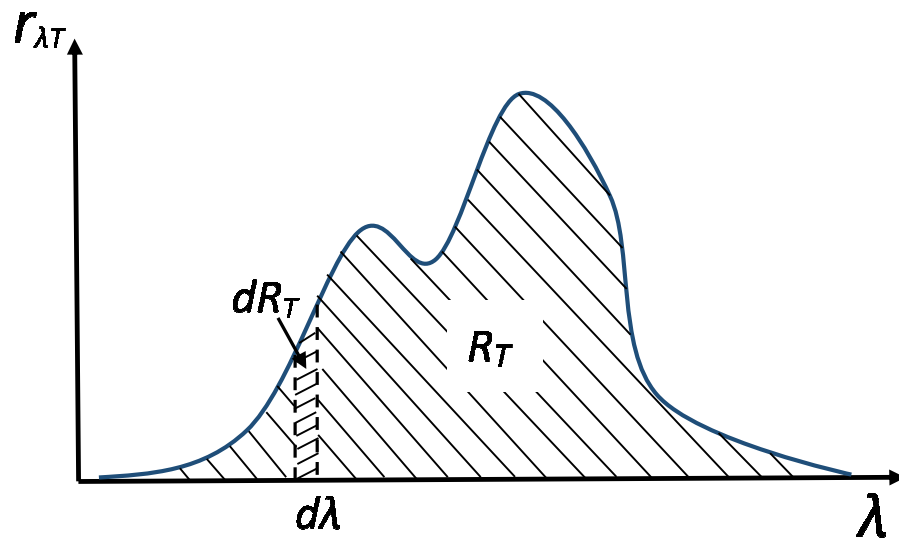


Рис. 6.1. Зависимость спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda T}$ тела от длины волны λ при некоторой температуре T

Спектральная поглощательная способность — величина безразмерная. $a_{\lambda T} \leq 1$. В общем случае величины $r_{\lambda T}$ и $a_{\lambda T}$ зависят от длины волны λ излучения, от температуры тела T , его химического состава и состояния поверхности.

Тело, спектральная поглощательная способность которого равна единице ($a_{\lambda T}^* = 1$)² для всех длин волн и температур, называется *абсолютно черным телом* (АЧТ). Т.е. АЧТ – тело, поглощающее при любой температуре все падающее на него излучение любой длины волны.

Тела, спектральная поглощательная способность которых одинакова для всех длин волн, но меньше единицы ($a_{\lambda T} = a_T = const < 1$), называются *серыми телами*. У серых тел a_T зависит только от температуры, материала и состояния поверхности.

Тела, поглощательная способность которых изменяется с длиной волны, называются телами с *селективным (избирательным) поглощением* (рис. 6.2).

² Физические величины с верхним индексом * относятся к абсолютно черному телу

АЧТ имеет *важное значение*, так как оно является идеальным излучателем, зная свойства которого можно описать излучение реальных тел. Абсолютно черных тел в природе не существует, однако такие тела, как сажа,

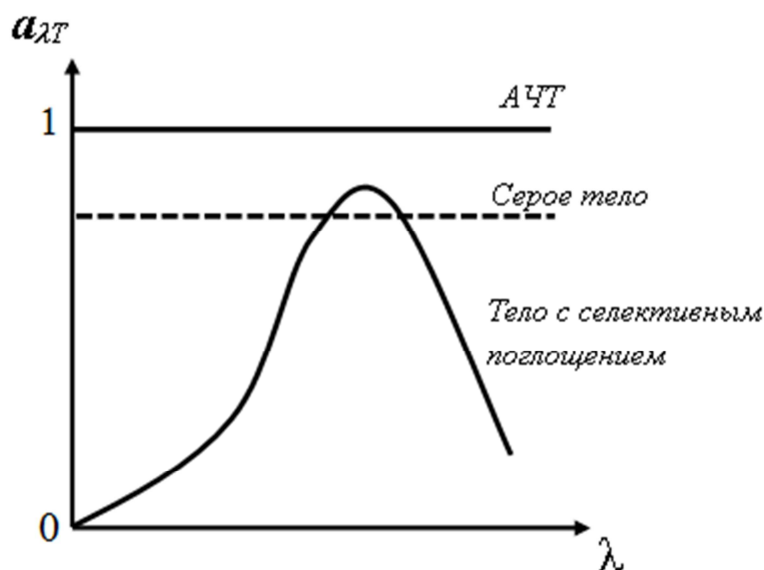


Рис. 6.2. Зависимость спектральной плотности поглощательной способности $a_{\lambda T}$ от длины волны λ для абсолютно черного, серого тел и тела с селективным поглощением

черный бархат в видимой и ультрафиолетовой областях спектра по своим свойствам близки к АЧТ. Наиболее чёрным из всех известных веществ является изобретённый в 2014 году материал Vantablack, состоящий из параллельно ориентированных углеродных нанотрубок, который поглощает 99,965% падающего на него излучения в диапазонах видимого света, микроволн и радиоволн.

В физике для экспериментов используется *модель АЧТ* – замкнутая полость 1 с небольшим отверстием 3, внутренняя поверхность которой покрыта поглощающим материалом 2 (зачернена). Луч света любой частоты, попавший внутрь, при каждом отражении частично поглощается. После многократных отражений интенсивность вышедшего излучения оказывается практически равной нулю. Если стенки полости поддерживаются при температуре T , то из отверстия выходит излучение, весьма близкое по

спектральному составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре (рис. 6.3).

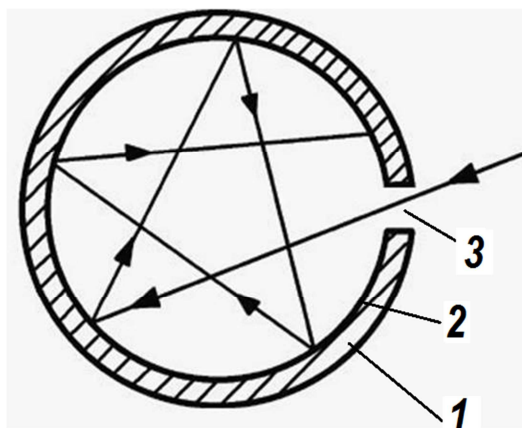


Рис. 6.3. Модель абсолютно черного тела: 1 – замкнутая полость; 2 – поглощающий материал; 3 – отверстие

Опыт показывает, что при размере отверстия, меньшего 0,1 диаметра полости, падающее излучение всех частот практически полностью поглощается. Вследствие этого открытые окна домов со стороны улицы кажутся черными, хотя внутри комнат достаточно светло из-за отражения света от стен.

Изучая закономерности теплового излучения тел, физики надеялись установить взаимосвязь между термодинамикой и оптикой.

В отличие от всех других видов излучения *тепловое излучение* *равновесно*, т.е. тело в единицу времени излучает столько же энергии, сколько поглощает. Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающими телами обусловлена тем, что интенсивность излучения возрастает при повышении температуры. Пусть нагретое (излучающее) тело помещено в адиабатически изолированную и идеально отражающую оболочку. В результате непрерывного обмена энергией такая система через некоторое время придёт в состояние теплового равновесия – все тела примут одну и ту же температуру. При этом тело в единицу времени

будет поглощать столько же энергии, сколько и излучать. Если равновесие нарушено и тело излучает энергии больше, чем поглощает, тогда температура тела начнет понижаться. В результате будет ослабляться количество излучаемой телом энергии, пока не установится равновесие. Это приведет к уменьшению излучаемой энергии. Температура тела будет понижаться до тех пор, пока количество излучаемой энергии не станет равным количеству поглощаемой. При этом состояние излучающего тела может быть охарактеризовано определенной температурой T .

К тепловому излучению, как к любому равновесному процессу, применимы законы термодинамики. Немецкий физик Кирхгоф, анализируя излучение и поглощение различных тел, заключенных в адиабатную оболочку, пришел к заключению, которое получило название закона Кирхгофа.

Закон Кирхгофа: отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглотительной способности не зависит от природы тел, является для всех тел одной и той же *универсальной* функцией длины волны и температуры и равно спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела при той же температуре:

$$\left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_3 = \dots = f(\lambda, T) = r_{\lambda T}^*, \quad (6.7)$$

где $f(\lambda, T)$ – универсальная функция Кирхгофа, индексы 1, 2, 3, . . . и т. д. относятся к разным телам.

Величины $r_{\lambda T}$ и $a_{\lambda T}$ могут сильно меняться при переходе от одного тела к другому, но их отношение постоянно для всех тел (при данной длине волны и температуре).

Для АЧТ $a_{\lambda T}^* = 1$, следовательно, для него $\frac{r_{\lambda T}^*}{a_{\lambda T}^*} = f(\lambda, T) = r_{\lambda T}^*$.

Т.е. универсальная функция Кирхгофа – есть спектральная плотность энергетической светимости АЧТ.

Опытным путем были получены зависимости спектральной плотности энергетической светимости АЧТ $r_{\lambda T}^*$ для разных температур. Стояла задача объяснить характер этих зависимостей и описать их математически.

6.2. Законы излучения абсолютно черного тела

Закон Стефана – Больцмана: энергетическая светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры:

$$R_T^* = \sigma T^4 \quad (6.8)$$

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴) – постоянная Стефана– Больцмана.

Этот закон получен на основе анализа *экспериментальных данных и термодинамических соображений*.

Из закона Кирхгофа (формула 6.8) следует, что спектральная плотность энергетической светимости $r_{\lambda T}$ любого тела равна произведению его спектральной поглотительной способности $a_{\lambda T}$ на спектральную плотность энергетической светимости АЧТ $r_{\lambda T}^*$:

$$r_{\lambda T} = a_{\lambda T} \cdot r_{\lambda T}^*. \quad (6.9)$$

Согласно формулам (6.5) и (6.9) энергетическая светимость селективно поглощающего и излучающего тела равна

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = \int_0^{\infty} a_{\lambda T} \cdot r_{\lambda T}^* d\lambda. \quad (6.10)$$

Для серого тела $a_{\lambda T} = a_T = const$ для всех длин волн λ , поэтому **для серых тел:**

$$R_T = a_T \int_0^{\infty} r_{\lambda T}^* d\lambda = a_T R_T^*,$$

$$R_T = a_T \sigma T^4 \quad (6.11)$$

I закон Вина (закон смещения): длина волны λ_{max} , соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda T max}^*$ АЧТ, обратно пропорциональна его термодинамической температуре T :

$$\lambda_{max} = \frac{B}{T}, \quad (6.12)$$

где $B = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К – постоянная Вина.

Т.е. с повышением температуры АЧТ максимум функции $r^*_{\lambda T}$ смещается в сторону более коротких длин волн (рис. 6.4).

Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла или углей).

II закон Вина: максимальная спектральная плотность энергетической светимости АЧТ пропорциональна пятой степени температуры:

$$r^*_{\lambda_{max}T} = CT^5, \quad (6.13)$$

где $C = 1,29 \cdot 10^{-5}$ Вт / (м³ К⁵).

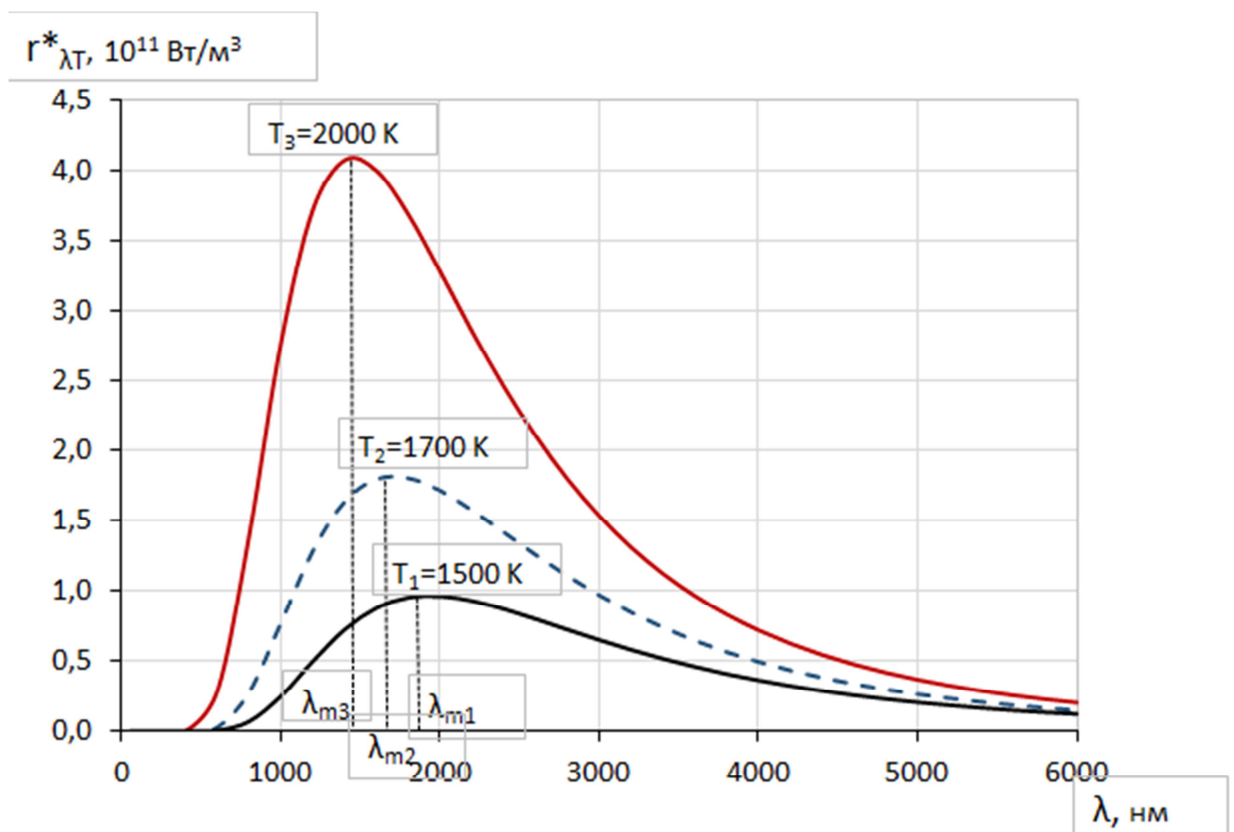


Рис. 6.4. Зависимость спектральной плотности энергетической светимости $r^*_{\lambda T}$ абсолютно черного тела от длины волны λ при разных температурах:

$$T_1=1500 \text{ К}, T_2=1700 \text{ К}, T_3=2000 \text{ К}$$

Вин на основе *термодинамики и экспериментальных* данных получил формулу для спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda T}$ АЧТ:

$$r_{\lambda T}^* = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T}}, \quad (6.14)$$

где c_1 и c_2 – постоянные величины.

Формула (14) справедлива только для малых длин волн, рис.6.5.

Однако явный вид функции спектрального распределения теплового излучения АЧТ оказалось невозможным определить в рамках термодинамического подхода.

Формула Рэля–Джинса

Английские ученые Рэлей и Джинс в 1900г. применили к тепловому излучению методы статистической физики, воспользовавшись классическим законом равномерного распределения энергии по степеням свободы в состоянии термодинамического равновесия, и учли волновую электромагнитную природу излучения.

Формула Рэля–Джинса

$$r_{\lambda T}^* = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4}, \quad (6.15)$$

где c – скорость света в вакууме.

Недостатком этой формулы является то, что она согласуется с экспериментальными данными только в области больших длин волн (рис.6.5), а при уменьшении длины волны неограниченно возрастает (в ультрафиолетовой области). Откуда следует, что полная энергетическая светимость $R(T)$ АЧТ при любой температуре обращается в бесконечность

$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = \infty$, что расходится с экспериментальными данными, согласно

которым энергетическая светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени его температуры. Этот результат получил название *ультрафиолетовой катастрофы*.

Таким образом, в рамках *классической физики* объяснить законы теплового излучения и описать зависимость спектральной плотности энергетической светимости АЧТ не удавалось.

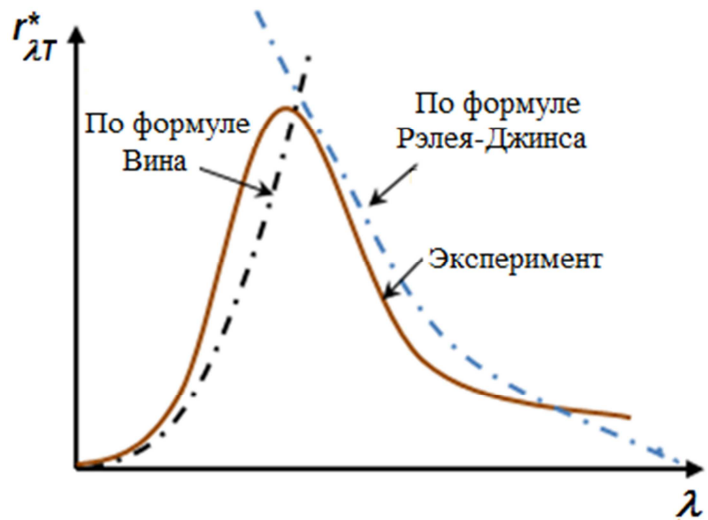


Рис. 6.5. Зависимость спектральная плотность энергетической светимости АЧТ $r_{\lambda T}^*$ от длины волны согласно экспериментальным данным, формуле Вина и формуле Рэлея-Джинса

6.3. Гипотеза и формула Планка

В 1900 г. М. Планку (нем.) удалось найти (подобрать) вид функции $r_{\lambda T}^*$ в точности соответствующей опытным данным во всем интервале длин волн от 0 до ∞ :

$$r_{\lambda T}^* = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad - \quad \text{формула Планка,} \quad (6.16)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Таким образом, Планк получил вид универсальной функции $f(\lambda, T) = r_{\lambda T}^*$.

Для объяснения полученной формулы Планку пришлось отказаться от классических представлений о *непрерывности* процесса излучения электромагнитных волн, и он выдвинул квантовую гипотезу.

Квантовая гипотеза Планка: электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (*квантов*), величина которых пропорциональна частоте излучения ν :

$$\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6.17)$$

где частота и длина волны излучения связаны соотношением $\nu = \frac{c}{\lambda}$.

Так как излучение испускается порциями, то энергия излучения должна быть кратна ε_0 :

$$\varepsilon_n = n\varepsilon_0 = nh\nu.$$

Планк представил свою теорию 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день стал датой рождения квантовой физики.

Следствия из формулы Планка:

- 1) в случае больших длин волн, $hc/\lambda kT \ll 1$, формула Планка переходит в формулу Релея-Джинса, которая правильно описывает излучение в длинноволновой области спектра;
- 2) формула Планка устраняет "ультрафиолетовую катастрофу" и позволяет теоретически вычислить постоянные σ , B и C в законах Стефана-Больцмана и Вина.

6.4. Оптическая пирометрия

Оптическая пирометрия – совокупность методов бесконтактного измерения температуры нагретых тел, основанных на измерениях параметров теплового излучения. Приборы, использующие эти методы, называются *пирометрами*.

Метод измерения, основанный на законе Стефана – Больцмана

В этом методе используется понятие *радиационная температура* — это такая температура АЧТ, при которой его энергетическая светимость R_T^* , равна энергетической светимости R_T исследуемого тела.

В пирометрах, основанных на данном методе, регистрируется энергетическая светимость исследуемого тела и по закону Стефана – Больцмана вычисляется его радиационная температура:

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}. \quad (6.18)$$

Радиационная температура T_p тела всегда меньше его истинной температуры T .

Метод используется для контроля объектов близких по спектральным характеристикам к АЧТ.

Метод измерения, основанный на законе смещения Вина

Этот метод использует понятие *цветовая температура* – это температура АЧТ, при которой его максимум спектральной плотности энергетической светимости совпадает с максимумом исследуемого тела при истинной температуре.

Измеряя длину волны λ_{max} , соответствующую максимальной спектральной плотности энергетической светимости $r_{\lambda T}$ исследуемого тела, определяется цветовая температура согласно закону смещения Вина:

$$T_c = \frac{B}{\lambda_{max}}. \quad (6.19)$$

Для серых тел цветовая температура совпадает с истинной. Цветовая температура используется только для контроля серых или близких к ним тел.

Цветовая температура Солнца 6000 К, а радиационная – 5800 К. Это значит, что поверхность Солнца по своим свойствам близка к АЧТ.

Метод измерения, основанный на особенности глаза человека различать яркость тел с высокой точностью

В этом методе используется понятие *яркостная температура* T_y – такая температура АЧТ, при которой для данной длины волны λ_0 оно имеет ту же спектральную плотность энергетической яркости $b_{\lambda T_y}^*$, что и исследуемое тело $b_{\lambda T}$:

$$b_{\lambda T_y}^* = b_{\lambda T}, \quad (6.20)$$

где T_H – измеряемая (истинная) температура исследуемого тела.

Яркость на заданной длине волны пропорциональна плотности энергетической светимости: $b_\lambda \sim r_\lambda$, тогда можно записать:

$$r_{\lambda T_y}^* = r_{\lambda T_H}, \quad (6.21)$$

где $r_{\lambda T_{\text{я}}}^*$ – спектральная плотность энергетической светимости АЧТ при температуре $T_{\text{я}}$;

$r_{\lambda T_{\text{и}}}$ – спектральная плотность энергетической светимости исследуемого тела при измеряемой (истинной) температуре $T_{\text{и}}$.

Из закона Кирхгофа (формула 8) следует, что

$$\frac{r_{\lambda T_{\text{и}}}}{a_{\lambda T_{\text{и}}}} = r_{\lambda T_{\text{и}}}^* \quad \text{или} \quad r_{\lambda T_{\text{и}}} = a_{\lambda T_{\text{и}}} r_{\lambda T_{\text{и}}}^*, \quad (6.22)$$

где $r_{\lambda T_{\text{и}}}^*$ – спектральная плотность энергетической светимости АЧТ при температуре $T_{\text{и}}$.

Тогда формулу (21) можно записать в виде

$$r_{\lambda T_{\text{я}}}^* = a_{\lambda T_{\text{и}}} r_{\lambda T_{\text{и}}}^*.$$

Так как для нечёрных тел $a_{\lambda T} < 1$, то $r_{\lambda T_{\text{я}}}^* > r_{\lambda T_{\text{и}}}^*$ и, следовательно, $T_{\text{и}} > T_{\text{я}}$, т. е. *истинная температура тела всегда выше яркостной*.

Пирометры широко применяются для *бесконтактного* измерения температуры в металлургической, нефтеперерабатывающей и в других отраслях промышленности, а также при проведении научных исследований. Бесконтактный метод измерения в отличие от контактных методов (измерение с помощью термпар, терморезисторов) не искажает результат измерения из-за отвода теплоты при контакте, а также может использоваться при измерении высоких температур раскаленных объектов, когда контакт измерительных средств с объектом измерений невозможен.

6.5. Описание лабораторной установки

В лабораторной работе бесконтактное определение температуры нагретого тела осуществляется с помощью яркостного пирометра путем сравнения спектральной яркости излучения исследуемого тела с излучением абсолютно черного тела на фиксированной длине волны.

Исследуемым источником теплового излучения является вольфрамовая нить или пластинка лампы Л накаливания (в зависимости от вида лампы)

площадью S_L , нагреваемая до температуры T при протекании тока I_L , величина которого устанавливается на регулируемом источнике постоянного тока ε_1 (ТЕС-7М) (рис. 6.6). Ток нити накаливания I_L регистрируется с помощью цифрового вольтметра V_1 (В7-27) по падению напряжения на эталонном сопротивлении $R_{\text{ЭТ}}$. Величина $R_{\text{ЭТ}}$ подобрана таким образом, чтобы падение напряжения на нем было численно равно току в цепи лампы накаливания ($R_{\text{ЭТ}} = 1,0 \text{ Ом}$). Напряжение на спирали лампы накаливания измеряется другим цифровым вольтметром V_2 (В7-27).

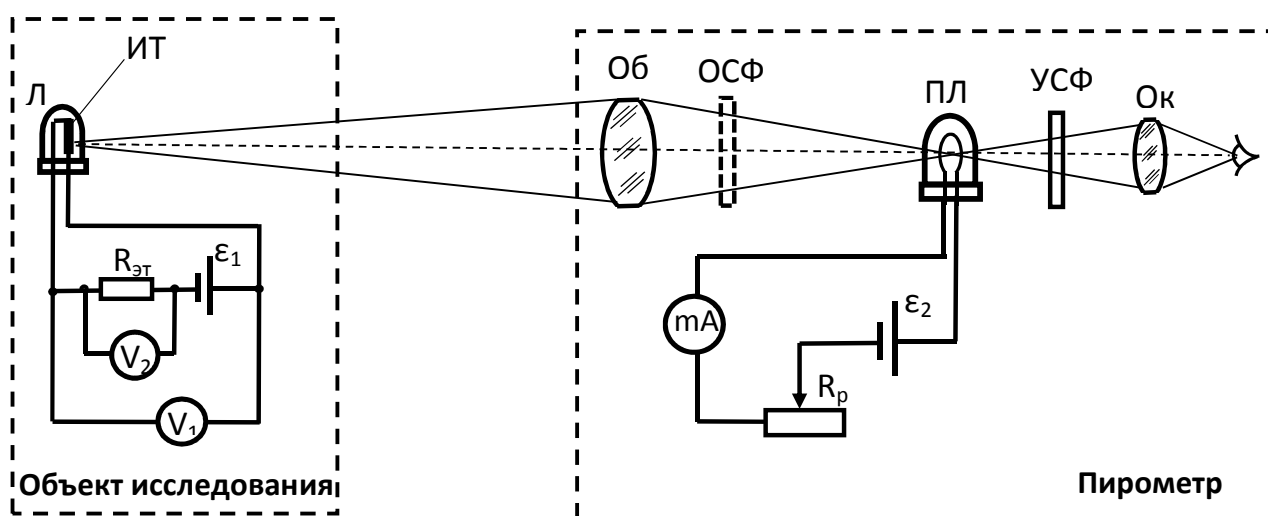


Рис. 6.6. Схема экспериментальной установки, включающая *объект исследования*: Л – лампа накаливания; ε_1 – регулируемый источник постоянного тока; V_1 , V_2 – цифровые вольтметры; $R_{\text{ЭТ}}$ – эталонное сопротивление; и *пирометр*: Об – объектив; ПЛ – пирометрическая лампа; УСФ – узкополосный светофильтр; Ок – окуляр; R_p – реостат; ε_2 – источник стабилизированного тока; mA – встроенный миллиамперметр; ОСФ – ослабляющий светофильтр.

В лабораторной работе для измерения температуры поверхности тела, в роли которой выступает нить накала лампы, используется пирометр с исчезающей нитью ОППИР-017 (Рис. 6.7). Пирометр состоит из объектива Об, пирометрической лампы ПЛ, узкополосного светофильтра УСФ, окуляра

Ок, реостата R_p , источника стабилизированного тока ε_2 (Б5-45) и встроенного миллиамперметра. Пирометрическая лампа имеет дугообразную нить накала, расположенную в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Пирометр имеет две шкалы: нижняя шкала – для измерений в интервале температур 1200 - 2000° С при введенном узкополосном светофильтре УСФ, верхняя – для интервала 1800 - 3200° С при введении дополнительного ослабляющего светофильтра ОСФ.

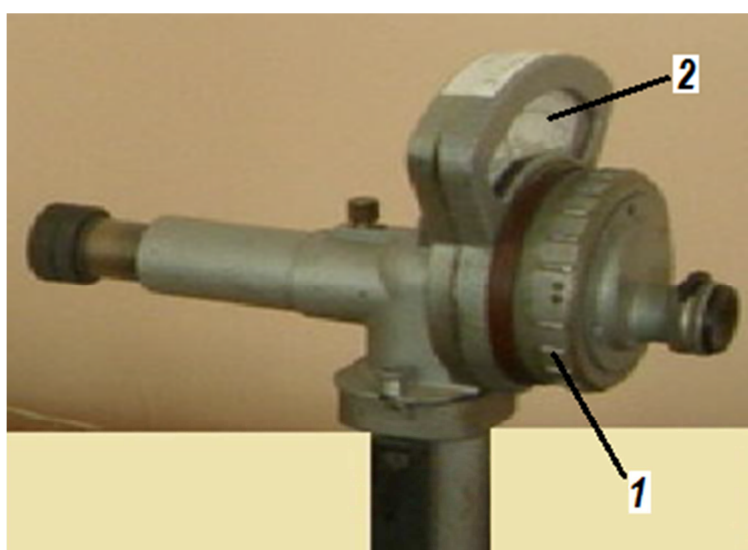


Рис. 6.7. Внешний вид пирометра с исчезающей нитью ОППИР-017: 1 – кольцо; 2 – шкала

Пирометр должен быть установлен перед исследуемым объектом – лампой со спиральной вольфрамовой нитью накаливания, закрытой светонепроницаемым кожухом с малым отверстием для вывода излучения от нити накала лампы. Пирометр и лампа закреплены в рейтерах на оптической скамье, при этом расстояние между лампой и пирометром должно быть не менее 0,7 м.

Изображение исследуемого нагретого тела проецируется объективом Об на плоскость, в которой расположена дугообразная нить накала

пирометрической лампы ПЛ. Изображение нити пирометрической лампы рассматривается на фоне изображения исследуемого тела через окуляр ОК и узкополосный светофильтр УСФ, пропускающий узкую спектральную полосу длин волн в области $\lambda_0=660\text{нм}$.

Температуру нити пирометрической лампы регулируют, изменяя протекающий через нее ток реостатом R_p путем вращения кольца 1, которое находится на передней части пирометра. Ток изменяют до исчезновения нити пирометрической лампы на фоне изображения исследуемого нагретого тела, что соответствует равенству спектральной плотности яркости изображения исследуемого тела и нити пирометрической лампы на длине волны пропускания узкополосного фильтра $\lambda_0=660\text{нм}$, т.е. выполняется $b_{\lambda T_j}^* = b_{\lambda T}$. В этот момент снимают отсчёт яркостной температуры по нижней шкале 2 миллиамперметра, которая проградуирована по АЧТ в градусах Цельсия.

Зная поглощательную способность $a_{\lambda T}$ тела, можно из формулы Планка по яркостной температуре найти истинную.

6.6. Вывод рабочей формулы

Как показано в разделе 6.3 соотношение между спектральной плотностью энергетической светимости АЧТ $r_{\lambda T_j}^*$ при температуре T_j и спектральной плотностью энергетической светимости исследуемого тела $r_{\lambda T_i}$ при измеряемой (истинной) температуре T_i можно представить в виде:

$$r_{\lambda T_j}^* = a_{\lambda T_i} r_{\lambda T_i}^* \quad (6.23)$$

Запишем спектральные плотности энергетической светимости АЧТ $r_{\lambda T_j}^*$ и $r_{\lambda T_i}^*$ при температурах T_j и T_i в соответствии с формулой Планка:

$$r_{\lambda T_j}^* = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T_j}} - 1} \quad (6.24),$$

$$r_{\lambda T_i}^* = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T_i}} - 1} \quad (6.25)$$

Подставив выражения 24 и 25 в уравнение 23, получим

$$\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T_{\text{я}}}} - 1} = a_{\lambda T_{\text{и}}} \cdot \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T_{\text{и}}}} - 1}. \quad (6.26)$$

Уравнение 26 можно представить в виде

$$e^{\frac{hc}{\lambda k T_{\text{я}}}} - 1 = \frac{1}{a_{\lambda T_{\text{и}}}} \left(e^{\frac{hc}{\lambda k T_{\text{и}}}} - 1 \right). \quad (6.27)$$

Прологарифмировав уравнение 27, получим связь истинной температуры тела $T_{\text{и}}$ с яркостной температурой $T_{\text{я}}$:

$$T_{\text{и}} = \frac{T_{\text{я}} hc}{hc + T_{\text{я}} k \lambda \cdot \ln a_{\lambda T_{\text{и}}}}. \quad (6.28)$$

Металлы в видимом диапазоне длин волн ведут себя как серые тела, спектральная поглотительная способность которых одинакова для всех длин волн $a_{\lambda T} = a_T = \text{const}$. Спектральную поглотительную способность вольфрама в видимом диапазоне в интервале температур 800 -1800°C можно принимать постоянной, примерно равной $a_{\lambda T} = a_T = a \approx 0,45$.

Истинную температуру $T_{\text{и}}$ вольфрамовой нити накала лампы можно вычислить, используя измеренную яркостную температуру $T_{\text{я}}$, по формуле (28), приведенной к виду:

$$T_{\text{и}} = \frac{T_{\text{я}}}{1 + \frac{k\lambda \cdot \ln a}{hc} T_{\text{я}}} = \frac{T_{\text{я}}}{1 + \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 0,66 \cdot 10^{-6} \cdot \ln 0,45}{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8} T_{\text{я}}} = \frac{T_{\text{я}}}{1 - 3,66 \cdot 10^{-5} \cdot T_{\text{я}}}. \quad (6.29)$$

Тепловое излучение нити накала лампы обусловлено её нагревом при прохождении по ней электрического тока. В общем случае подводимая к лампе мощность электрического тока равна сумме мощности, отводимой от нити накала вследствие излучения, теплопроводности, конвекции, выделение джоулевой теплоты в единицу времени в подводящих проводах и т.д. В первом приближении при высоких температурах нити накала можно полагать, что основным механизмом отведения энергии от нити является тепловое излучение. При этом мощность P , определяемая путем измерения силы тока $I_{\text{л}}$, питающего лампу, и напряжения на лампе U ($P=UI_{\text{л}}$) равна потоку теплового излучения Φ (см. формулу 1). Тогда энергетическая светимость поверхности нити накала:

$$R_T = \frac{\Phi}{S} = \frac{P}{S}. \quad (6.30)$$

Как показано в разделе 6.2 для серых тел

$$\sigma = \frac{R_T}{a_T T^4}$$

$$\sigma = \frac{P}{S a_T T^4}$$

$$\sigma = \frac{P}{S a T_{II}^4} \quad (6.31)$$

Таким образом, по формуле (6.31) косвенным измерением можно определить постоянную Стефана-Больцмана, для чего необходимо прямыми измерениями найти яркостную температуру $T_{я}$, силу тока $I_{л}$, питающего лампу, и напряжения на лампе U , затем рассчитать истинную температуру T_{II} по формуле (6.29) и энергетическую светимость по формуле (6.30) нити накала.

Погрешность измерения определяется погрешностью прямых измерений яркостной температуры $\Delta T_{я}$, силы тока ΔI , напряжения ΔU и площади поверхности нити накала ΔS . Т.к. определение постоянной Стефана-Больцмана осуществляется косвенным измерением для расчета погрешности измерения следует продифференцировать рабочую формулу, выражающую в явном виде зависимость измеряемой величины σ от величин $T_{я}$, I , U и S , определяемых прямыми измерениями. Для получения рабочей формулы подставим в формулу (6.31) выражения (6.29) и (6.30):

$$\sigma = \frac{UI(1-3,66^{-5}T_{я})^4}{aST_{я}^4}. \quad (6.32)$$

Для облегчения дифференцирования формулу (6.33) рекомендуется предварительно прологарифмировать. После логарифмирования,

дифференцирования формула для вычисления погрешности измерения постоянной Стефана-Больцмана принимает вид:

$$\Delta\sigma = \sigma \left(\frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{4}{1 - 3,66 \cdot 10^{-5} T_{\text{я}}} \frac{\Delta T_{\text{я}}}{T_{\text{я}}} \right), \quad (6.33)$$

где σ – значение постоянной Стефана-Больцмана, рассчитанное при одном значении силы тока и напряжения на лампе по значению яркостной температуры $T_{\text{я}}$;

ΔU , ΔI , $\Delta T_{\text{я}}$, ΔS – погрешности с которыми измерены соответственно напряжение U , сила тока в лампе $I_{\text{л}}$, яркостная температура $T_{\text{я}}$ и площадь поверхности нити накаливания лампы S .

6.7. Порядок выполнения работы

1. На источнике постоянного тока Б5-45, питающем пирометрическую лампу, установить с помощью кодовых переключателей величину напряжения 2,5 В и тока 0,6 А, после чего включить источник Б5-45.

2. Поворотом регулировочного кольца 1 (рис. 6.7) реостата пирометра по часовой стрелке включить питание и довести накал нити пирометрической лампы до температуры 1100-1200°С. Перед объективом пирометра установить лист белой бумаги для создания рассеянного света и перемещением тубуса окуляра добиться четкого изображения нити пирометрической лампы.

3. Включить источник постоянного тока ТЕС-7М и измерительные приборы В7-27 и Ф4214 электрической цепи лампы накаливания (рис. 6.6).

4. Установить ток нити лампы накаливания $I_{\text{л}} \approx 3,2$ А. Подождать 1-2 минуты, пока спираль исследуемой лампы нагреется и начнет светиться. Направить объектив оптического пирометра на объект (спираль лампы) и перемещать тубус объектива до тех пор, пока в поле зрения не появится четкое изображение объекта (спирали) одновременно с нитью пирометрической лампы.

Примечание. При визировании необходимо добиться такого положения, чтобы изображение объекта измерения полностью перекрывало вершину нити пирометрической лампы.

5. По показаниям цифровых вольтметров В7-27 определить значения тока I_L и напряжения U в цепи питания лампы накаливания и рассчитать мощность $P=U I_L$.

6. Провести измерение яркостной температуры. Для этого, изменяя температуру нити пирометрической лампы поворотом кольца реостата, добиться такого положения, чтобы вершина нити пирометрической лампы полностью “исчезла” на фоне изображения измеряемого объекта (спирали), т.е. добиться уравнивания яркостей нити пирометрической лампы и изображения измеряемого объекта.

Если яркость нити лампы больше или меньше яркости исследуемого источника, то нить пирометрической лампы будет видна на фоне изображения источника в виде светлой или темной полоски, соответственно (Рис. 6.8). При совпадении яркостей нить не видна (исчезает). Момент достижения равенства монохроматических яркостей определяется визуально с большой точностью, поскольку человеческий глаз является исключительно чувствительным нулевым индикатором контрастности яркостей излучения светящихся тел.

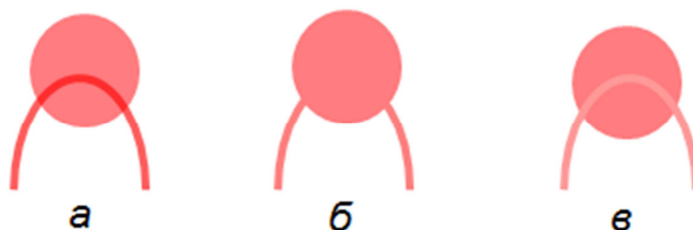


Рис. 6.8. Температура нити пирометрической лампы меньше температуры источника излучения (а); равна температуре источника излучения (б); больше температуры источника излучения (в)

Нить пирометрической лампы обладает тепловой инерцией, поэтому регулировку ее накала следует производить медленно.

Снять отсчет значения яркостной температуры $t_{я}$ в градусах Цельсия по нижней шкале 2 (Рис. 6.7) пирометра и умножить показания на 100. Измеренное значение $t_{я}$ занести в табл. 6.1.

Для получения большей точности следует произвести три измерения яркостной температуры при каждом значении силы тока $I_{л}$, протекающего через лампу накаливания. Вычислить среднее значение яркостной температуры $t_{я,ср}$ и перевести его в значения термодинамической температуры согласно формуле: $T_{я}=t_{я,ср}+273$.

Таблица 6.1. Таблица результатов измерений и погрешности измеряемой величины.

№	$I_{л}, A$	U, B	P, Bm	$t_{я}, ^{\circ}C$	$t_{я,ср}, ^{\circ}C$	$T_{я}, K$	$T_{л}, K$	$\sigma, Bm/m^2$	$\Delta\sigma, Bm/m^2$
1	3,2								
2	3,4								
3	3,6								
4	3,8								
5	4,0								
								$\sigma_{ср} =$	$\Delta\sigma_{max} =$

7. Изменяя с помощью источника ТЕС-7М ток $I_{л}$ в цепи питания лампы в пределах от 3,2 до 4,0 А (5 значений через 0,2 А), выполнить измерения по п.п. 5–6.

8. Для каждого значения силы тока $I_{л}$ лампы накаливания и

соответствующей ей яркостной температуре $T_{Я}$ рассчитать истинную температуру $T_{И}$ спирали по формуле (6.29). Рассчитанные значения $T_{И}$ занести в табл. 6.1.

По формуле (31) рассчитать значения постоянной Стефана-Больцмана σ для каждого значения силы тока $I_{Л}$. Полученные значения σ занести в табл. 6.1.

При расчетах принимать: площадь поверхности нити накаливания лампы равной $S = (6,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$, поглощательную способность вольфрама $a_T = a \approx 0,45$.

9. Рассчитать среднее значение $\sigma_{ср}$ как среднее арифметическое всех найденных значений σ .

10. Рассчитать погрешность, с которой измерена постоянная Стефана-Больцмана при каждом значении силы тока $I_{Л}$ по формуле (6.33), принимая $\Delta S = 0,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$, $\Delta U = 0,01 \text{ В}$, $\Delta I = 0,01 \text{ А}$, $\Delta T_{Я} = 40$ или 50 К (посмотреть на шкалу)

11. Записать окончательный результат измерения постоянной Стефана-Больцмана в виде:

$$\sigma = \sigma_{ср} \pm \Delta\sigma_{max},$$

где $\Delta\sigma_{max}$ – наибольшая из погрешностей, полученных при измерениях постоянной Стефана-Больцмана при разной величине силы тока $I_{Л}$.

Контрольные вопросы и задания:

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Дайте определения энергетической светимости и спектральной плотности энергетической светимости тела, поясните их физический смысл, как эти величины связаны между собой?
3. Дайте определение спектральной поглощательной способности тела?
4. Дайте определение абсолютно черного тела.
5. Сформулируйте закон Кирхгофа для теплового излучения.
6. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана.

7. Сформулируйте I закон Вина (закон смещения) и II-ой закон Вина.
8. Как изменяется график зависимости спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела от длины волны при росте температуры тела?
9. Какие методы измерения температуры используются в пирометрии? Дайте определение радиационной, цветовой и яркостной температуры.
10. Каков принцип работы пирометра с исчезающей нитью?

Список литературы:

1. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. - М.: Наука, 1972-1974, т.3.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3. М., Наука, 1985.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. – М.: Наука, 1977-1980, т.4.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1990.
5. ГОСТ 7601-78. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА. Термины, буквенные обозначения и определения основных величин.
6. ГОСТ 26148-84. ФОТОМЕТРИЯ. Термины и определения.

7. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И ИХ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Цель работы

1. Ознакомиться с принципом действия спектральных приборов и их основными параметрами.
2. Изучить оптическую схему универсального монохроматора УМ-2.
3. Проградуировать монохроматор по длинам волн.
4. Рассчитать угловую и линейную дисперсии прибора и спектральную ширину щели.

7.1. Введение

Спектральные приборы служат для пространственного разделения лучей различных частот или длин волн. Действие таких приборов основано на явлениях дифракции или дисперсии. В зависимости от этого главным элементом в оптической схеме спектральных аппаратов является дифракционная решетка или призма, которые непосредственно разделяют лучи по длинам волн. Рассмотрим подробнее призмный спектральный прибор.

7.2. Дисперсия света. Ход лучей через призму

При преломлении света на границе раздела двух сред происходит его разложение в спектр, так как показатель преломления зависит от частоты или длины волны. Эта зависимость показателя преломления n называется дисперсией света. Показатель преломления обычно уменьшается с уменьшением частоты или ростом длины волны. Для прозрачных тел зависимость (в видимой части спектра) имеет вид:

$$n(\lambda) = a + b/\lambda^2 + c/\lambda^4 + \dots,$$

где a, b, c, \dots - постоянные, характеризующие вещество. Для многих тел можно ограничиться соотношением:

$$n(\lambda) = a + b/\lambda^2 \text{ (формула Коши).}$$

Мерой дисперсии вещества служит скорость изменения показателя преломления с изменением длины волны, т.е., разность показателей преломления $n(\lambda_1) - n(\lambda_2)$ для различных значений λ_1 и λ_2 нужно разделить на соответствующее изменение длины волны: $n(\lambda_1) - n(\lambda_2)/(\lambda_1 - \lambda_2)$.

При одном и том же угле падения для лучей с разной длиной волны углы преломления различны (рис. 7.1). Впервые разложение белого света с помощью призмы осуществил в 1672 г. И. Ньютон.

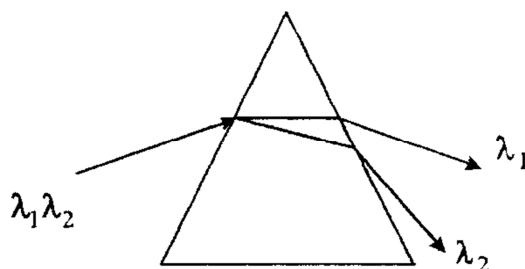


Рис. 7.1. Преломление в призме лучей с разной длиной волны.

Основанием призмы служит грань, через которую не проходит световой пучок. Плоскость, заштрихованная на рис.7.2, называется плоскостью главного сечения. Ребро $АН$ - преломляющее ребро, а угол B_1VB_2 - преломляющий угол призмы. Плоскости AA_1H_1H и AA_2H_2H называются преломляющими гранями призмы. Ход лучей в горизонтальном сечении B_1VB_2 , перпендикулярном преломляющему ребру, изображен на рис.7.3. Угол между направлениями падающего и выходящего из призмы лучей β называется углом отклонения.

Направление лучей после преломления в призме зависит от длины волны света и угла падения. В разложенном пучке все лучи одной длины

волны должны идти по одному направлению. Поэтому необходимо, чтобы падающий на призму световой поток был строго параллельным, тогда

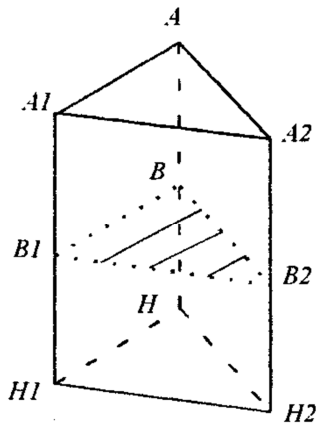


Рис. 7.2. Плоскость главного сечения.

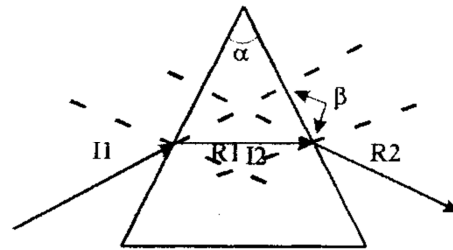


Рис. 7.3. Угол отклонения β .

направление выходящих лучей зависит только от длины волны. Наибольшее отклонение на угол β_3 испытывают лучи с самой короткой длиной волны (рис.7.4.), наименьшее (на угол β_1) - с самой длинной. Весь остальной спектр располагается внутри угла $\Delta\beta = \beta_3 - \beta_1$. Этот угол $\Delta\beta$ называется «угловая ширина спектра».

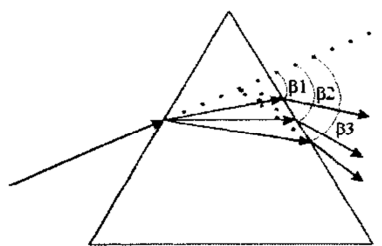


Рис.7.4. Наибольшее отклонение на угол β_3 испытывают лучи с самой короткой длиной волны.

Прохождение луча через призму связано с преломлением света, кото-

рое зависит и от материала. Кривые дисперсии различных материалов приведены на рис.7.5. Из графиков видно, что показатель преломления быстро падает с увеличением длины волны. У многих материалов в желтой и красной частях спектра дисперсия мала. Поэтому для видимой области призмы из таких материалов малопригодны. Для видимой области основным материалом для изготовления призм служит стекло. Как правило, спектральные призмы делают из тяжелых стекол типа флинт, обладающих большой дисперсией (рис. 7.5.).



Рис. 7.5. Зависимости показателя преломления стекла от длины волны для оптических стекол разных марок.

Спектральные призмы больших размеров и с большой дисперсией можно сделать из прозрачных призматических сосудов, залитых соответствующими жидкостями. Кривые дисперсий некоторых жидкостей приведены на рис.7.6. В некоторых случаях призмы делаются из двух или более материалов. Такие призмы называются сложными. Разработано и осуществлено много конструкций диспергирующих призм и призмных систем, иногда в сочетании с зеркальными и поворотными призмами. Одной из них является призма постоянного отклонения Аббе.

Призма Аббе (рис.7.7) состоит из двух тридцатиградусных (1 и 3) и одной сорокапятиградусной призмы полного внутреннего отражения (2), назначение которой - поворот луча, преломленного призмой 1, на прямой угол. В условиях минимума отклонения углы α_1 и α_2 равны по величине, но

противоположны по знаку. Значит, угол отклонения луча равен 90° .

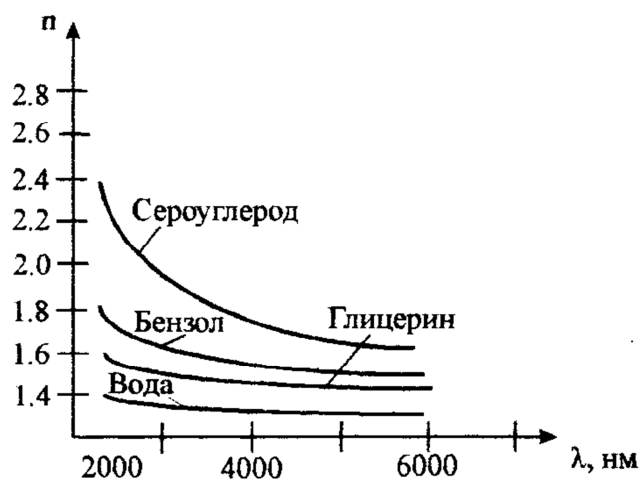


Рис. 7.6. Зависимости показателя преломления некоторых жидкостей от длины волны.

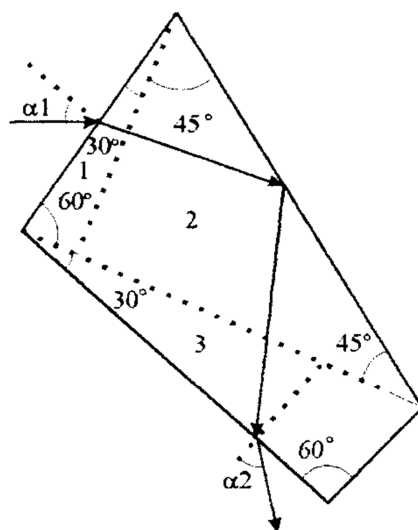


Рис. 7.7. Призма Аббе.

Из-за большой длины прохождения луча в призме потери на поглощение в фиолетовой области спектра значительны. Стекла, имеющие большую дисперсию, обычно заметно поглощают лучи в этой области спектра. Чтобы их уменьшить призма Аббе обычно склеивается из трех призм, из которых 1 и 3 сделаны из стекла с большой дисперсией, а призма 2

сделана из легкого прозрачного стекла. Вместо призмы 2 можно использовать зеркало, не изменяя действия системы. Такое видоизменение было предложено С. Э. Фришем для ультрафиолетовой части спектра, для которой призму Аббе использовать трудно.

7.3. Принципиальная схема спектрального прибора

Принципиальная схема спектрального прибора представлена на рис.7.8.

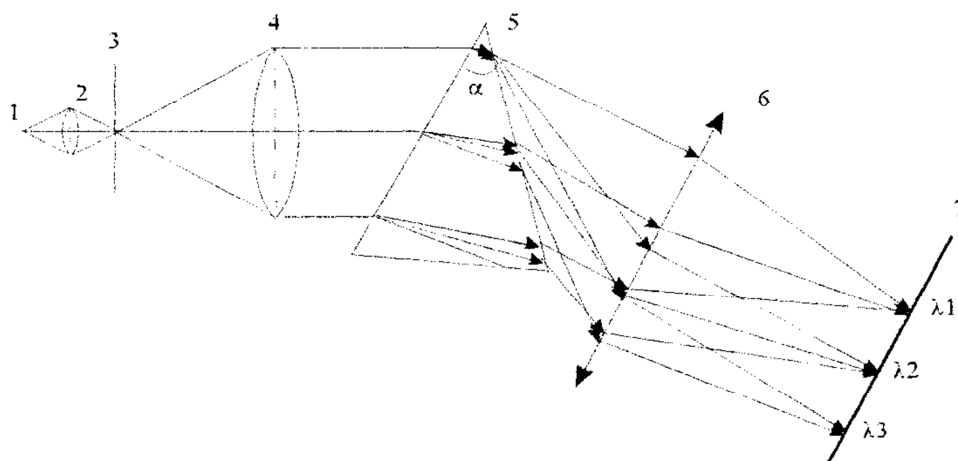


Рис. 7.8. Принципиальная схема спектрального прибора. 1- источник света, 2 – конденсор, 3 – щель коллиматора, 4 – объектив коллиматора, 5 – диспергирующая система, 6 – линза окуляра, 7 – фокальная плоскость окуляра.

Спектральный прибор состоит из трех основных частей: коллиматора, служащего для получения параллельного пучка лучей, диспергирующей системы (призмы или дифракционной решетки), разлагающей свет на монохроматические линии, и зрительной трубы для наблюдения спектра.

Ход лучей в данной схеме следующий. Свет от источника 1 проходит через конденсор 2 и освещает щель коллиматора 3, которая расположена в фокальной плоскости объектива 4. Из объектива лучи света выходят параллельным пучком и направляются на диспергирующую систему 5. На этом рисунке такой системой является трехгранная призма. Если источник света дает сложный спектральный состав, то вследствие того, что различные длины волн по-разному преломляются в призме (преломление тем больше,

чем короче длина волны), произойдет разложение света на монохроматические составляющие, и из призмы выйдут параллельные пучки лучей, соответствующие определенным длинам волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, как показано на рис.7.1. Эти параллельные пучки лучей соберутся в фокальной плоскости 7 окуляра 6 зрительной трубы в виде спектральных линий. Из оптической схемы видно, что эти спектральные линии являются цветным изображением щели 3. Спектр можно наблюдать через окуляр 6, а также фотографировать или регистрировать специальным прибором.

7.4. Характеристики спектрального прибора

Каждый спектральный прибор обладает рядом характеристик, важнейшими из которых являются угловая и линейная дисперсии, разрешающая сила или разрешающая способность прибора.

Дисперсией спектрального прибора называется угловое или линейное расстояние в фокальной плоскости между спектральными линиями, отличающимися по длинам волн на 1 нм. Если расстояние выражается в угловых мерах, то это будет угловая дисперсия. Если же дисперсия выражается линейным расстоянием между двумя линиями, то это будет линейная дисперсия. Угловая дисперсия используется для характеристики спектроскопов, т.е. приборов в которых осуществляется визуальное наблюдение исследуемых спектров (т.к. расстояние между изображениями спектральных линий, формирующихся на сетчатке глаза, зависит от угла между лучами, которые формируют изображения линий). Линейная дисперсия имеет важное значение для спектрографов, т.е. приборов в которых изображение спектра проецируется на фотопленку или экран. Для спектрографов важным параметром будет именно расстояние между спектральными линиями на фотопленке или экране.

Угловая дисперсия D определяется следующим образом: если двум спектральным линиям, отличающимся по длинам волн на величину $d\lambda$, соответствует разница углов $d\varphi$, то мерой угловой дисперсии будет

отношение:

$$D = d\varphi / d\lambda. \quad (7.1.)$$

Обычно угловая дисперсия выражается в секундах на нанометр, либо в радианах на нанометр. Зная угловую дисперсию, нетрудно получить линейную дисперсию D^* . Действительно, пусть расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длинам волн на $d\lambda$, равно δL . Это расстояние при малых углах связано с углом $d\varphi$ равенством

$$\delta L = d\varphi \cdot f, \quad (7.2.)$$

где f - фокусное расстояние объектива зрительной трубы (рис.7.9).

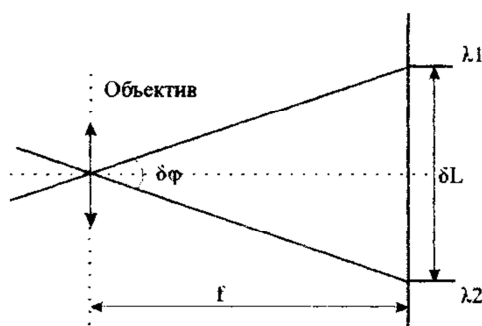


Рис. 7.9. Связь между углом $\delta\varphi$ и расстоянием между спектральными линиями на экране – δL .

Линейная дисперсия D^* равна отношению

$$D^* = dL / d\lambda = \frac{d\varphi}{d\lambda} \cdot f. \quad (7.3)$$

Следовательно,

$$D^* = f \cdot D. \quad (7.4)$$

Обычно линейная дисперсия выражается в миллиметрах на нанометр. Дисперсия в призмённых спектральных приборах имеет различное значение в различных участках спектра. Поэтому угловое и линейное расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на одну и ту же величину, будет также различным в разных участках спектра.

Характеристика спектрального аппарата определяется оптической схемой и ее параметрами. Источник света может иметь большую ширину, и поэтому отдельные части его изображения могут накладываться друг на друга. Для того чтобы это не происходило, в фокусе первого объектива помещают узкую щель, которая освещается источником света. Качество спектра зависит от ширины щели. Щель устанавливается в фокусе объектива. Знание линейной дисперсии позволяет найти такую важную характеристику прибора, как спектральная ширина щели. Геометрическую ширину S выходной щели в приборе можно легко вычислить:

$$S = g \cdot h, \quad (7.5)$$

где h - геометрическая (линейная) ширина входной щели, g - увеличение спектрального аппарата.

Спектральная ширина щели – это интервал длин волн $\Delta\lambda$, который вырезается из спектра выходной щелью шириной S . Чем шире щель, тем больше ее спектральная ширина. Перепишем выражение для линейной дисперсии в виде:

$$D^* = \frac{\Delta L}{\Delta\lambda}, \quad (7.6),$$

где $\Delta L = S$. Отсюда

$$\Delta\lambda = \frac{S}{D^*} = \frac{g \cdot h}{D^*}. \quad (7.7)$$

Разрешающая сила R спектрального прибора определяет минимальное расстояние $d\lambda$ между двумя спектральными линиями, которые могут быть разрешены (т.е. представлены в спектре в виде двух линий). Она выражается формулой

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}, \quad (7.8)$$

и представляет собой число, зависящее от области спектра.

Разрешающая способность призмы определяется по формуле:

$$R = T \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (7.9)$$

где T - ширина основания призмы. Из этой формулы следует, что разрешающая способность призмы зависит только от длины основания призмы, а не от величины преломляющего угла. Однако, чем меньше угловая дисперсия призмы, тем труднее реализовать ее разрешающую способность. Это заставляет отдавать предпочтение призмам с большим преломляющим углом. Одним из существенных недостатков призмы является быстрое снижение разрешающей способности вместе с дисперсией по мере продвижения от синей в красную часть спектра.

7.5. Экспериментальная часть

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, ртутная лампа ДРШ-250, блок питания. Наблюдение спектральных линий и измерение их положения производится на монохроматоре УМ-2 со стеклянной оптикой. Принципиальная схема монохроматора приведена на схеме рис. (7.8). Внешний вид лабораторной установки с монохроматором представлен на рис. (7.10)

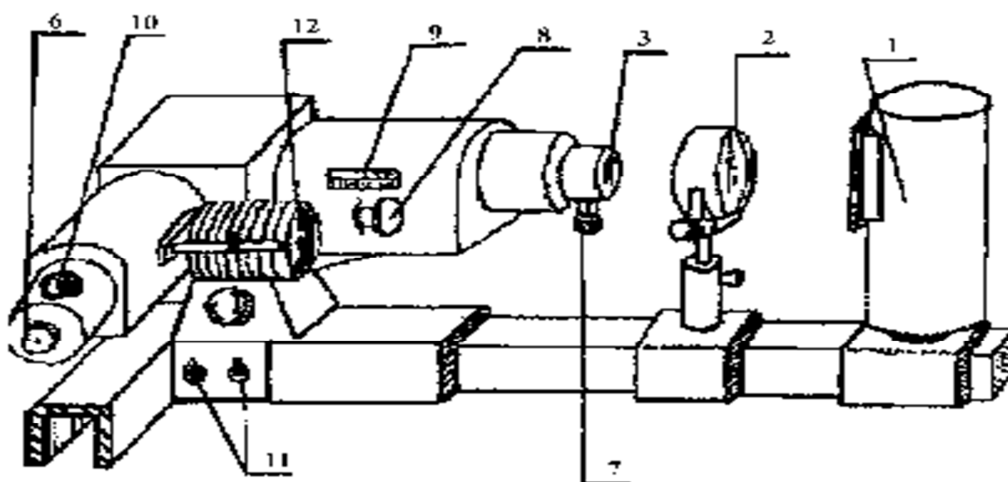


Рис. 7.10. Внешний вид монохроматора УМ-2. 1 – источник света, 2 – конденсор, 3- входная щель монохроматора, 6 – объектив, 8 – регулировочный винт, 9 – шкала положения объектива колиматора с нониусом, 10 – лампочка подсветки, 11 – выключатель подсветки, 12 –

отсчетное устройство.

Монохроматор укреплен на рельсе, где также размещены источник света 1, ртутная лампа ДРШ-250, конденсор 2, закрепленные в штативах. Объектив коллиматора 4, система диспергирующих призм 5, показанные на рис. (7.3), находятся внутри корпуса прибора. Ширина входной щели 3 регулируется винтом монохроматора 7. Оптимальная ширина щели составляет примерно $h = 0,05$ мм. Щель на экспериментальной установке установлена. Трогать микрометрический винт 7 не разрешается. Винт 8 служит для установки объектива 4 относительно щели 3. Объектив установлен таким образом, чтобы щель для любой длины волны находилась в фокусе объектива. На боковой стороне корпуса прибора расположена шкала с нониусом 9, показывающая положение объектива коллиматора. В фокальной плоскости объектива зрительной трубы имеется индекс в виде треугольника. Индекс наблюдается через окуляр 6 и служит меткой, на которую наводятся спектральные линии. В верхней части тубуса окуляра имеется лампочка 10 для освещения индекса. Включение лампочки осуществляется выключателем 11. Непосредственно под лампочкой расположен диск с набором светофильтров. Поворачивая диск, можно осветить индекс желтым, красным, зеленым светом. Окуляр 6 может устанавливаться по глазу наблюдателя на резкость изображения индекса и спектральных линий путем вращения. Отсчетным устройством прибора является барабан 12, который соединен с системой диспергирующих призм. При повороте барабана поворачивается вся система призм, и происходит перемещение спектра. Таким образом, можно установить в поле зрения окуляра любую спектральную линию и совместить ее с индексом. Барабан имеет спиральную шкалу с цифровыми делениями от 0° до 3500° . Малое деление шкалы соответствует двум градусам. При повороте барабана от 0 до 3500° диспергирующие призмы поворачиваются на $9^\circ 43' 20''$, что составляет $35000''$. Следовательно, один градус поворота барабана равен десяти угловым секундам поворота призмы. Отсчет производится по указателю. Ртутная

лампа 1 и лампа подсветки 10 включаются через блок питания (на рис.нет).

Указания по технике безопасности

Установка питается от сети переменного тока напряжением 220В. Запрещается: работать с прибором при поврежденной изоляции наружных соединительных проводов; переставлять без лаборанта лампу на рельсе.

Ртутную лампу ДРШ-250 без кожуха не включать, т.к. во время работы в лампе развивается давление до 30 атм. Ртутная лампа дает сильное ультрафиолетовое излучение, поэтому запрещается рассматривать разрядный промежуток лампы невооруженным глазом. Запрещается работать с лампой без защитного стекла.

7.6. Порядок выполнения работы

Работа состоит из двух частей:

1. Градуировка монохроматора по длинам волн.
2. Определение дисперсии монохроматора УМ-2.

Градуировка монохроматора.

Для проведения спектральных исследований монохроматор должен быть предварительно проградуирован по длинам волн, т.е. нужно установить, каким длинам волн в спектре соответствует то или иное значение на отсчетном барабане монохроматора. Для градуировки необходим источник с линейчатым, хорошо изученным спектром, содержащий много спектральных линий в разных участках видимого спектра. Таким требованиям соответствует ртутная лампа. Поэтому градуировку прибора производят с помощью ртутной лампы ДРШ, имеющей интенсивный линейчатый спектр, длины волн которого приведены в таблице 7.1.

Порядок градуировки монохроматора:

- Фокусирующий конденсор установлен перед входной щелью на расстоянии оптимальном для освещения светом входной щели монохроматора. Конденсор не перемещать!
- Установить на оптический рельс за конденсором ртутную лампу ДРШ-250.

Включить штепсельную вилку блока питания в сеть. Включить тумблер «Сеть». Включить тумблер «Лампа ДРШ». Нажать кнопку «Пуск».

- Перемещая рейтер лампы по рельсу, сфокусировать свет от ртутной лампы на входную щель монохроматора. Установить индекс барабана в начало шкалы отсчета.

- Поворачивая барабан, совместить фиолетовую линию спектра со стрелкой указателя на выходе монохроматора. Получившийся отсчет по барабану φ_1 занести в таблицу 7.1.

Таблица 7.1.

№	Цвет линии	Интенсивность линии*	λ , нм	Отсчет по барабану		
				$\varphi_1, ^\circ$	$\varphi_2,$ °	$\varphi_{cp},$ °
1	Фиолетовая	Сильная	404,6			
2	Фиолетовая	Средняя	408,0			
3	Синяя	Сильная	435,8			
4	Зелено-голубая	Средняя	491,1			
5	Зеленая	Сильная	546,1			
6	Желтый дублет**	Обе сильные	576,4			
7			579,0			
8	Пять линий в оранжево-красной области	Все слабые	607,0			
9			614,0			
10			623,4			
11			671,6			
12			690,7			

* Этот столбец указан для того, чтобы не путать линии одного цвета при наводке маркера. Сильные линии самые яркие, слабые – трудно различимы.

** Дублет – две близко лежащие линии. Если наблюдается только одна желтая линия, необходимо вызвать лаборанта или преподавателя для

настройки монохроматора.

- Аналогичные измерения провести для всех линий спектра ртутной лампы из таблицы 7.1, дойдя до красного края спектра.
- Провести такие же измерения для всех линий спектра в обратном порядке (от красного края спектра к фиолетовому). Соответствующие отсчеты φ_2 занести в таблицу 7.1.
- После окончания измерений с использованием ртутной лампы выключить тумблер «Лампа ДРШ» блока питания.
- Рассчитать средние значения отсчетов $\varphi_{cp} = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$ для всех линий спектра и записать их в таблицу 7.1.

Определение дисперсии монохроматора УМ-2

- Построить на миллиметровке градуировочный график монохроматора. По горизонтальной оси откладывать средние значения отсчетов по барабану φ_{cp} , по вертикали - соответствующее значение длин волн (всего 12 точек). Масштаб следует выбирать, возможно, больше (50 мм на 100 нм для длин волн и 10 мм на 100 делений барабана). Градуировочный график должен представлять собой плавную кривую. Эту кривую строят при помощи лекала.

- Так как показатель преломления вещества призм имеет различные значения для различных длин волн, то дисперсия прибора будет так же различна для разных участков спектра. В данной работе определяется угловая и линейная дисперсия прибора для следующих участков спектра: 450, 500, 550, 600, 650 нм. Для этого на вертикальной оси градуировочного графика в области каждой из длин волн (450, 500, 550, 600, 650 нм) в масштабе откладывается ± 5 нм (рис.7.6.2.1.). По горизонтальной оси находят соответствующие интервалам в 10 нм значения $d_1\varphi$. Их заносят в таблицу 7.2.

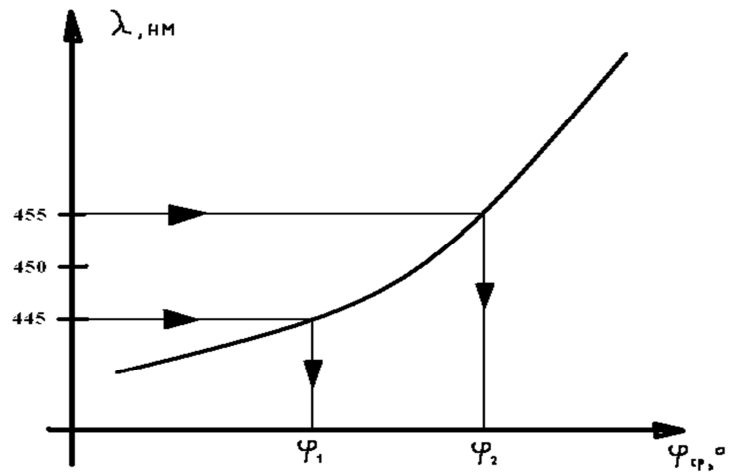


Рис. 7.2. Нахождение $d_1\varphi$ для участка спектра 450 нм. $d_1\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Таблица 7.2.

Область спектра, нм	$d_1\varphi, ^\circ$	$d_2\varphi, ''$	$d_3\varphi, \text{рад}$	$D, \text{рад/нм}$	$D^*, \text{мм/нм}$	$\Delta\lambda, \text{нм}$
450±5						
500±5						
550±5						
600±5						
650±5						

- Значения $d_1\varphi$ следует перевести в угловые секунды, получившиеся значения $d_2\varphi$ записать в таблицу 7.2.
- Значения $d_2\varphi$ перевести в радианы. Получившиеся значения $d_3\varphi$ записать в таблицу 7.2.
- По формуле (1) рассчитать значения угловой дисперсии D и записать их в таблицу 7.2. $d\lambda = 10 \text{ нм}$.
- По формуле (2б) рассчитать значения линейной дисперсии D^* и записать их в таблицу 7.6.2.1. $f = 280 \text{ мм}$.

- По формуле (3) рассчитать значения спектральной ширины щели $\Delta\lambda$ и окончательно заполнить таблицу 7.2. Увеличение спектрального прибора $g = 10$, $h = 0,05$ мм.

7.7. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- Какое явление положено в основу работы монохроматора?
- Начертить ход лучей белого света через призму.
- Начертить оптическую схему монохроматора.
- Что такое угловая и линейная дисперсии спектрального прибора?
- Что такое разрешающая сила спектрального прибора?
- Что называют спектральной шириной щели?
- Как осуществляется определение длин волн с помощью монохроматора?

8. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМА ВОДОРОДА

Цель работы.

1. Изучить теорию атома водорода в модели Бора и в рамках квантовой механики.
2. Экспериментально определить длины волн в видимой области спектра излучения атома водорода и сопоставить их с теоретическими значениями.

Приборы и принадлежности

1. Водородная лампа
2. Ртутная лампа
3. Призмный монохроматор УМ-2
4. Миллиметровая бумага формата А4

Список литературы.

1. Трофимова, Т.И. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 2003. – 542 с.
2. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов / С. Э. Фриш. –М.-Л., Из-во ФМЛ, 1963. – 640 с.
3. Кустанович И. М. Спектральный анализ / И. М. Кустанович. - М., Высшая школа, 1972. – 352 с.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы:

1. Атом водорода по Резерфорду. Постулаты Бора.
2. Атом водорода по Бору. Какие физические величины, определяющие состояние электрона в атоме, принимают дискретные значения?
3. Энергия электрона в атоме водорода. Схема энергетических уровней атома водорода. Основное и возбужденные состояния атома водорода.
4. Определение и формула для оценки энергии ионизации атома водорода.
5. Определение спектральных серий в спектрах излучения атома водорода. Какая серия в спектре атома водорода расположена в видимой части спектра?

6. Стационарное уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода.
7. Квантовые числа, их связь с физическими величинами.
8. Принципиальная схема призмного монохроматора.
9. В чем заключается градуировка монохроматора?

8.1 Введение

Согласно философскому учению древних греков, все материальные вещи состоят из химически неделимых частиц – атомов. Сами атомы греки считали мельчайшими, невозникающими и неисчезающими, качественно однородными, непроницаемыми частицами, обладающими определённой формой. В XVIII веке А. Лавуазье, М.В. Ломоносов, М. Фарадей, Д.И. Менделеев и другие ученые доказали реальность существования атомов. Однако вопрос об их внутреннем устройстве даже не возникал. Прошли века и вплоть до XIX века ученые предполагали, что атом является неделимым.

Первые модели строения атома появились лишь в конце XIX - начале XX веков. Так, в 1897 г. молодой английский физик Дж. Дж. Томсон, исследуя поведение катодных лучей под воздействием магнитного и электрического полей открыл электрон и измерил отношение заряда электрона к массе e/m . После этого открытия стало ясно, что электроны должны существовать в составе атомов, но несмотря на присутствие отрицательно заряженных электронов, атом в целом должен быть электронейтральным.

В 1898-1903 г.г. Дж. Дж. Томсон разработал и предложил модель атома в виде положительно заряженного шара, в котором плавают электроны, нейтрализующие положительный заряд. Другое

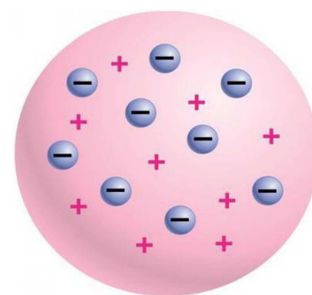


Рисунок 8.1 Модель атома Томсона

неофициальное название модели – «Пудинг с изюмом». Согласно классическим представлениям атом в рамках такой модели может испускать монохроматическую световую волну (регистрируемую как спектральную линию в видимом диапазоне спектра) в том случае, когда электрон в излучающем атоме совершает гармонические колебания и, следовательно, удерживается около положения равновесия квазиупругой силой. Расчеты в рамках этой модели позволили оценить радиус атома как $R \sim 3 \cdot 10^{-10}$ м. Следует, однако, отметить, что модель атома Томсона (см. рисунок 8.1) имела два существенных недостатка: 1) она не могла объяснить дискретный характер испускания света атомами и 2) с ее помощью невозможно объяснить причины устойчивости атомов как единого целого. Вместе с тем, модель атома Томсона имела не меньшую ценность для науки того времени, чем другие гипотезы. В настоящее время она имеет лишь исторический интерес как одно из звеньев в цепи развития представлений о строении атомов.

В 1909–1911 гг. первые прямые эксперименты по исследованию внутреннего строения атомов были выполнены Э. Резерфордом и его сотрудниками Э. Марсденом и Х. Гейгером. В этих экспериментах атомы мишени (тонкой фольги из тяжелого металла - золота, серебра, меди и др.) бомбардировались α -частицами с кинетической энергией около 5 МэВ (скорость $\sim 10^7$ м/с). Отметим, что α -

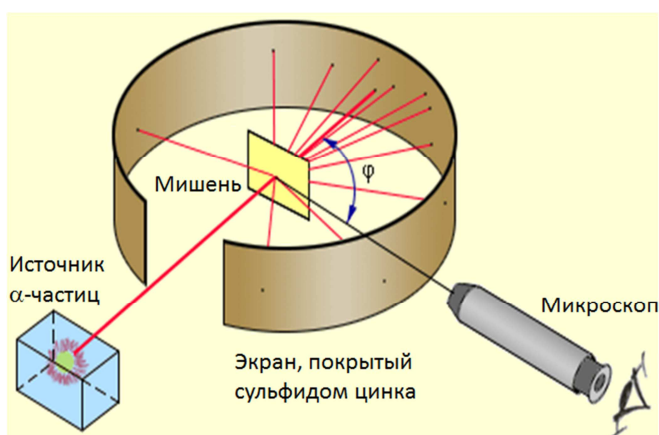


Рисунок 8.2 Схема опыта Резерфорда

частицы – это дважды ионизированные атомы гелия (${}^4_2\text{He}^{2+}$), масса α -частиц приблизительно в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду.

В экспериментах Резерфорда исследовались закономерности

рассеяния, то есть изменения направления движения α -частиц при их столкновении с мишенью (схема опыта приведена на рисунке 8.2). Вылетая из источника, находящегося в защитном свинцовом контейнере, α -частицы достигали мишени (тонкая металлическая фольга). Рассеянные от мишени α -частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться в виде коротких вспышек под ударами быстрых частиц. Эти вспышки (сцинтилляции) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа, который устанавливался под различными углами ϕ к первоначальному направлению пучка α -частиц. В ходе этих экспериментов были установлены следующие принципиальные факты: 1) большинство α -частиц проходит через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения; 2) небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° ; 3) в очень редких случаях (приблизительно один на десять тысяч наблюдений) α -частицы испытывали отклонение на углы, близкие к 180° , т.е. практически рассеивались назад.

Эти результаты были объяснены следующим образом. Электроны, входящие в состав атомов, из-за малой собственной массы (по сравнению с массой α -частиц) не могут заметно изменить траекторию α -частицы. Поэтому рассеяние положительных α -частиц на мишенях (т.е. изменение направления движения) способна вызвать только тяжелая положительно заряженная часть атома. В модели Томсона положительный заряд распределен по всему объему атома (см. рисунок 1) и не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α -частицы назад. Однако, если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу, по закону Кулона увеличилась бы в n^2 раз ($F_{кул} \propto \frac{1}{r^2}$). Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что весь

положительный заряд атома сосредоточен в малом объеме. Именно эта часть атома была названа **атомным ядром**.

В результате, опыты Резерфорда с сотрудниками привели к созданию **ядерной (или планетарной) модели атома** (см. рисунок 8.3), согласно которой в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро (содержащее около 99,95 % массы атома), диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Атом в целом нейтрален: отрицательный заряд электронов компенсируется положительным зарядом ядра. Электроны, подобно планетам, вращаются по орбитам

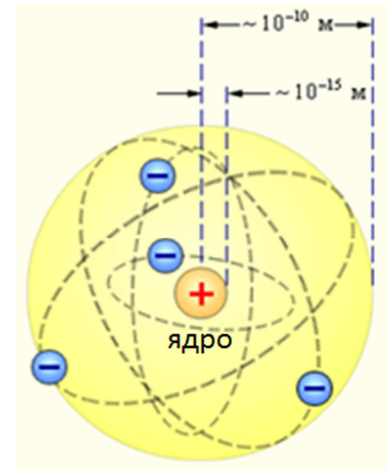


Рисунок 8.3 Планетарная модель атома Резерфорда

вокруг ядра под действием кулоновских сил. Электроны не могут находиться в состоянии покоя, ибо в этом случае они должны притянуться к ядру.

Однако, несмотря на все достоинства, модель Резерфорда содержала в себе одно важное противоречие: она оказалась неспособной объяснить сам факт длительного существования атома, т.е. его устойчивость. Действительно, по законам классической электродинамики, электрон, движущийся с ускорением вокруг ядра, должен излучать электромагнитные волны, уносящие энергию электрона. Это означает, что за короткое время (порядка 10^{-8} с) все электроны в атоме Резерфорда должны растратить всю свою энергию и упасть на ядро. Однако этого не происходит в устойчивых состояниях атома. Отсюда следует вывод о том, что планетарная модель атома в классической физике оказывается неустойчивой и внутренние процессы в атоме не подчиняются классическим законам физики. Истинная картина строения атома стала известна позднее.

8.2 Постулаты Бора

Выполненные к тому времени оптические эксперименты показали, что спектры излучения (испускания) атомов состоят из отдельных узких спектральных линий, и их называют линейчатыми. Кроме того, эти спектральные линии расположены не беспорядочно, а образуют серии линий. Так, для атома водорода было открыто несколько спектральных серий, детальное рассмотрение которых будет представлено ниже. Объяснение этих спектральных закономерностей в рамках классической физики оказалось невозможным.

В итоге, неустойчивость планетарной модели Резерфорды и удивительные закономерности спектров испускания атомов *привели Н. Бора к формулировке в 1913 г. двух важнейших постулатов* новой, квантовой, физики:

1. Электрон в атоме может двигаться только по определенным (разрешенным) стационарным орбитам, каждой из которых можно приписать определенный номер $n = 1, 2, 3, \dots$. Атом при этом не поглощает и не излучает энергию, а находится в стационарном состоянии с неизменной полной энергией E_n . Разрешенными стационарными орбитами являются только те, для которых момент импульса электрона \vec{L} равен целому кратному величины $\hbar = h/2\pi$ (где $h = 6.62607004 \times 10^{-34} \text{ м}^2\text{кг/с}$ – постоянная Планка). Поэтому для n -ой стационарной орбиты электрона в атоме выполняется условие квантования момента импульса:

$$L_n = m_e v_n r_n = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8.1)$$

где L_n – величина момента импульса электрона на n -й орбите, m_e – масса электрона, v_n – линейная скорость электрона на n -й орбите, а r – её радиус. Это означает, что движущийся по стационарной замкнутой орбите электрон, вопреки законам классической электродинамики, не излучает энергии.

2. *При переходе атома из одного стационарного состояния в другое электрон испускает или поглощает квант электромагнитного излучения (фотон).*

Если переход происходит на более низкий энергетический уровень, фотон излучается и уносит избыток энергии (см. рисунок 8.4). При этом частота ν излучения атома определяется разностью энергий атома в двух стационарных состояниях, т.е.

$$E_{\phi} = h\nu_{nk} = E_n - E_k, \text{ при } n > k. \quad (8.2)$$

Такое же соотношение выполняется и в случае поглощения, когда падающий фотон с энергией $h\nu_{nk}$ переводит атом с нижнего энергетического уровня (состояния) k на более высокий уровень n , а сам при этом исчезает.

Соотношение (8.2) называют *правилом частот Бора*. Из этого соотношения следует, что *атом переходит из одного стационарного состояния в другое скачками (их называют квантовыми)*.

Отметим, что переходы атома на более высокие энергетические уровни могут также происходить и при неупругих столкновениях с другими атомами. Вместе с тем, постулаты Бора не дают ответа на вопрос, что происходит с атомом в процессе перехода, этот вопрос остается открытым.

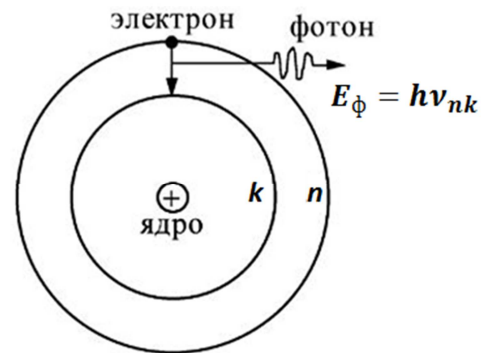


Рисунок 8.4 Излучение фотона при переходе атома в стационарное состояние с меньшей энергией

8.3 Атом водорода по Бору

Для объяснения результатов спектральных закономерностей в спектрах испускания атома водорода ядро атома рассматривается неподвижным, а электронные орбиты – круговыми орбитами. Запишем второй закон Ньютона для вращения электрона с массой m_e по круговой орбите радиуса r под действием кулоновской силы притяжения со стороны ядра (выполняющей роль центростремительной силы) и формулу Бора (8.1) для квантования момента импульса электрона

$$\frac{m_e v_n^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r_n^2} \quad (8.3)$$

$$L_n = m_e v_n r_n = n\hbar$$

Решая эту систему уравнений, находим для радиусов стационарных орбит электрона в атоме водорода следующее выражение

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{m_e e^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8.4)$$

Вводя в качестве универсальной константы так называемый боровский радиус a (как радиус первой стационарной орбиты, $n=1$, электрона в атоме водорода)

$$a = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad (8.5)$$

формулу (8.4) можно записать в виде:

$$r_n = a n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8.6)$$

Для скорости электрона на n -ой стационарной орбите из (8.3) получаем значение

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar n}. \quad (8.7)$$

Отсюда находим, в частности, что на первой стационарной орбите электрон движется со скоростью $v_1 = 2,2 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, совершая один полный оборот за время $T_1 = 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ с}$.

Соответственно, полная энергия E_n электрона, движущегося по n -ой стационарной орбите, складывается из его кинетической энергии

$$E_n^{\text{кин}} = \frac{m_e v_n^2}{2} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (8.8)$$

и потенциальной энергии кулоновского взаимодействия электрона с ядром

$$U_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{m_e e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (8.9)$$

Итак, с учетом (8.8) и (8.9), получаем важную формулу теории Бора - формулу квантования энергии электрона в атоме водорода

$$E_n = E_n^{\text{кин}} + U_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ эВ} \quad (8.10)$$

Таким образом, полная энергия электрона в атоме является отрицательной, так как, по определению, отрицательна потенциальная электростатическая энергия взаимодействия электрона с ядром. С ростом номера орбиты полная энергия электрона в атоме возрастает. При этом номер орбиты n является квантовым числом в теории Бора. Если заряд ядра водородоподобных атомов (т.е. систем с положительно заряженным ядром и одним электроном на оболочке: H, He⁺, Li⁺⁺ и т.д.) равен Z , то полная энергия электрона в таких атомах имеет вид

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (8.11)$$

На рисунке 8.5 в соответствии с (8.10) представлен *энергетический спектр электрона в атоме водорода*. В области положительных энергий энергетический спектр свободного электрона является сплошным спектром, т.е. энергия электрона в этом случае не является квантованной величиной и его поведение описывается в рамках классической физики. В области отрицательных значений полной энергии энергетический спектр связанного с атомом электрона становится дискретным. Для наглядности на рисунке 8.5 каждому возможному значению энергии соответствует энергетический уровень. В стационарном состоянии электрон может находиться на одном из этих дискретных энергетических уровней.

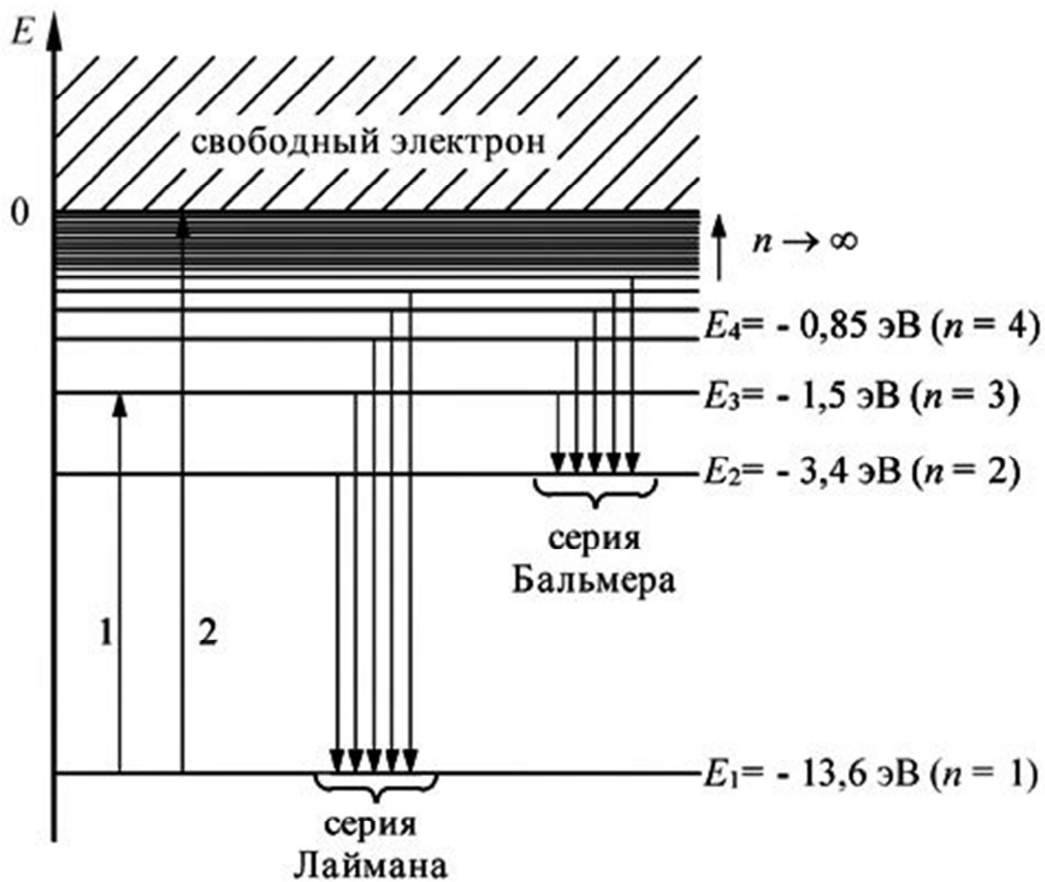


Рисунок 8.5 Энергетический спектр атома водорода

Переход электрона с одного уровня на другой (обусловленный изменением энергии электрона) изображен соответствующей стрелкой, начало и конец которой указывают энергетические уровни, между которыми происходит переход.

Обычно атом находится в **основном состоянии** с наименьшим значением энергии, равным E_1 (т.е. при $n=1$). В этом состоянии атома электрон движется по первой стационарной орбите, имеющей минимальный радиус, равный боровскому радиусу a . Если атому (т.е. электрону) сообщить дополнительную энергию, то атом может перейти в **возбужденное состояние** (см. например, переход 1 на рисунке 8.5). Электрон при этом переходит на орбиту большего радиуса. К возбуждению атомов могут приводить различные процессы: столкновение атомов

при хаотическом тепловом движении, пропускание через газ потока высокоэнергетических частиц (электронов, альфа-частиц и др.), отдающих энергию при соударении с атомами, и, наконец, поглощение атомами электромагнитного излучения в широкой области спектра.

Если энергия, переданная электрону, будет достаточно велика, то он может преодолеть силу притяжения к ядру и оторваться от атома, т.е. происходит процесс, называемый *ионизацией атома*. *Энергией ионизации* называют наименьшую энергию, необходимую для удаления электрона из свободного атома в его низшем энергетическом состоянии на бесконечность.

Из рисунка 8.5 видно, что минимальная энергия, необходимая для ионизации атома водорода (переход 2), равна $E_{\text{ион}} = E_{\infty} - E_1 = |E_1| = 13,6 \text{ эВ}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Как и любая физическая система, атом стремится занять состояние с наименьшей энергией, т.е. в возбужденном состоянии, характеризующимся большей энергией, он долго находиться не может. Поэтому через время $\sim 10^{-8} \text{ с}$ возбужденный атом самопроизвольно (спонтанно) переходит в состояние с меньшей энергией, испуская при переходе фотон. Такой процесс продолжается до тех пор, пока атом не окажется в основном состоянии.

Набор спектральных линий, соответствующих излучению атома, возникающему при всевозможных переходах с понижением энергетического уровня называют *спектром излучения атома*.

8.4 Спектральные серии атома водорода

Итак, если установлена структура энергетических уровней атома водорода, то согласно второму постулату Бора можно рассчитать и частоты спектральных линий спектра излучения этого атома, используя правило частот (уравнение 8.2) и выражение для энергии состояний (уравнение 8.10):

$$\nu_{nk} = \frac{m_e \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \cdot \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > k. \quad (8.12)$$

Так как частота ν и длина волны λ связаны соотношением $\nu=c/\lambda$ (c - скорость света в вакууме), то для определения длин волн соответствующих переходов формула (8.12) преобразуется к виду:

$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = R \cdot \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.13)$$

где R – постоянная Ридберга, равная

$$R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}. \quad (8.14)$$

Из уравнений (8.12) и (8.13) следует, что при заданных значениях k и меняющихся значениях n ($n > k$, см. рисунок 8.5) спектральные линии образуют группы или серии. Как видно из (8.13) в спектре излучения атома водорода можно выделить следующие спектральные серии (экспериментально наблюдавшиеся еще до появления теории Бора):

Серия Лаймана (ультрафиолетовая область спектра), соответствует переходам электрона на первый энергетический уровень со всех вышестоящих:

$$\frac{1}{\lambda_{n1}} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{где } n=2,3,4,\dots \quad (8.15)$$

Серия Бальмера (видимая область спектра), соответствует переходам электрона на второй энергетический уровень со всех вышестоящих:

$$\frac{1}{\lambda_{n2}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{где } n=3,4,5,\dots \quad (8.16)$$

Серия Пашена (инфракрасная область спектра), соответствует переходам электрона на третий энергетический уровень со всех вышестоящих:

$$\frac{1}{\lambda_{n3}} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{где } n=4,5,6,\dots \quad (8.17)$$

Серия Бреккета (далекая инфракрасная область спектра), соответствует переходам электрона на четвертый энергетический уровень со всех вышестоящих:

$$\frac{1}{\lambda_{n4}} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n=5,6,7,\dots \quad (8.18)$$

Переходы для серий Лаймана и Бальмера приведены на рисунке 8.5.

Помимо прочего, формула (8.13) позволяет оценить энергию ионизации атома водорода:

$$E_{\text{ион}} = h\nu_{\infty 1} = \frac{hc}{\lambda_{\infty 1}} = hcR \cdot \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty^2} \right) = hcR \quad (8.19)$$

Формулы (8.15) - (8.18), полученные теоретически в рамках квантовой боровской модели для расчета длин волн (частот) спектральных линий атома водорода, совпадают с обобщенной формулой Бальмера-Ридберга, ранее полученной эмпирически путем обобщения экспериментальных данных.

$$\nu_{nk} = cR \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Отметим, наконец, что серия Лаймана может наблюдаться как в спектрах излучения, так и в спектрах поглощения из основного стационарного состояния атома водорода. Все остальные серии регистрируются только в спектрах излучения, поскольку из-за короткого времени жизни возбужденных состояний их стационарная концентрация практически равна нулю.

8.5 Атом водорода в квантовой механике

Квантовая механика – это раздел физики, описывающий свойства и законы движения квантовых объектов: электронов, протонов, нейтронов и других элементарных частиц (корпускул), а также их соединений (атомных ядер, атомов, молекул и др.). Она основывается на гипотезе Де Бройля о том, что не только свету присущи одновременно свойства волны и частицы (т.е. корпускулярно-

волновой дуализм), но и электроны и любые другие элементарные частицы материи наряду с корпускулярными свойствами (энергия E и импульс p) обладают также и волновыми характеристиками (длина волны λ и частота ν). По Де Бройлю, любой частице, обладающей импульсом p , сопоставляется волновой процесс с длиной волны λ , определяемой по формуле

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (8.20)$$

а полная энергия частицы определяется частотой волн Де Бройля

$$E = h\nu. \quad (8.21)$$

Интенсивность волн Де Бройля в данной точке пространства связана с числом микрочастиц, находящихся в этой точке. Поэтому волновые свойства таких частиц следует описывать на основании статистического подхода. Соответственно, для описания поведения квантовых систем вводится волновая функция (или так называемая пси-функция $\Psi(x, y, z, t)$), которая в общем случае зависит от координат и времени. Эта функция Ψ выбирается таким образом, чтобы квадрат ее модуля $|\Psi|^2$ удовлетворял следующему соотношению

$$p_w = \frac{dW}{dV} = |\Psi|^2, \quad (8.22)$$

где dW – вероятность нахождения частицы в элементе объема dV . Таким образом, физический смысл имеет не сама функция Ψ , а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, который определяет плотность вероятности p_w нахождения микрочастицы в данном объеме dV . В результате, на основании расчета квадрата модуля $|\Psi|^2$ волновой функции можно перейти к вычислению средних значений физических величин, характеризующих рассматриваемую микрочастицу или любой микрообъект. В

квантовой механике расчет волновых функций $\Psi(x,y,z,t)$ и величин $|\Psi|^2$ проводится на основании решения уравнения Шрёдингера.

Важным частным случаем общего уравнения Шрёдингера является уравнение Шрёдингера для стационарных состояний, описывающее движение микрочастиц со скоростями $v < c$ в силовом поле U , не зависящем от времени. В этом случае исключена зависимость Ψ от времени. Поэтому значения энергии этих состояний являются фиксированными (не изменяются со временем), а силовое поле, в котором движется частица, является стационарным, т.е. функция $U(x, y, z)$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В этом случае стационарное уравнение Шрёдингера имеет вид:

$$\Delta\Psi(x, y, z) + \frac{2m}{\hbar^2} \cdot (E - U) \cdot \Psi(x, y, z) = 0, \quad (8.23)$$

где Δ – оператор Лапласа, E , U – соответственно, полная и потенциальная энергии частицы, m – ее масса.

С позиции современной физики, атом водорода является физической системой, которая заведомо не может быть описана классической теорией, не учитывающей волновых свойств движущегося в атоме электрона. В атоме водорода потенциальная энергия кулоновского взаимодействия электрона, движущегося по круговой орбите вокруг ядра в центрально-симметричном поле, описывается следующей формулой:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (8.24)$$

где r - расстояние электрона до ядра.

Решение уравнения Шрёдингера (8.23) в стационарном поле с потенциальной энергией (8.24) для атома водорода возможно только в сферической системе координат r, θ, φ . Атом водорода – простейшая реальная атомная система, для которой были получены точные решения уравнений квантовой механики.

Мы не будем воспроизводить здесь все этапы решения уравнения (8.23) в сферической системе координат, поскольку оно слишком громоздко. Остановимся лишь на анализе важнейших окончательных результатов, которые следуют из его решения, пояснив их физический смысл.

Решение уравнения (8.23) с учетом (8.24) проводится методом разделения переменных с учетом естественных требований, налагаемых на функцию $\Psi(r, \theta, \varphi)$: она должна быть однозначной, конечной, непрерывной и гладкой. В процессе решения обнаруживается, что этим требованиям можно удовлетворить при *любых* положительных значениях полной энергии E , однако в области отрицательных значений энергии – только при дискретных (собственных) значениях E , а именно

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8.25)$$

Именно этот случай ($E_n < 0$) представляет особый интерес, поскольку он соответствует связанным состояниям электрона (т.е. электрону в атоме). При $E > 0$ движение электрона свободное, т.е. атом водорода ионизирован.

Последовательное решение уравнения Шрёдингера в случае $E_n < 0$ приводит к формуле (8.25) для энергетических уровней без использования каких-либо дополнительных постулатов (в отличие от теории Бора). При этом полученная из квантовомеханических соображений формула совпадает с формулой (8.11), выведенной в рамках боровской модели. Мы приходим к той же самой системе энергетических уровней атома водорода.

Различие – в интерпретации состояния электрона. В теории Бора предполагается, что электрон движется по стационарным орбитам. В квантовой теории орбиты теряют смысл, их место занимают пси-функции $\Psi(r, \theta, \varphi)$. Каждому значению энергии E_n соответствуют собственные волновые функции

$\Psi = \Psi(r, \theta, \varphi)$, которые, как выяснилось, содержат три целочисленных параметра n, l, m . Таким образом, $\Psi_{nlm} = \Psi(r, \theta, \varphi)$, где n называют *главным квантовым числом* (определяет собственные значения энергии связанного электрона); l – *орбитальное квантовое число* (определяет модуль момента импульса электрона L) и m – *магнитное квантовое число* (определяет проекцию момента импульса электрона L_z на направление внешнего поля). Все указанные квантовые числа меняются дискретно. Значения квантовых чисел определяют уникальное состояние электрона в атоме.

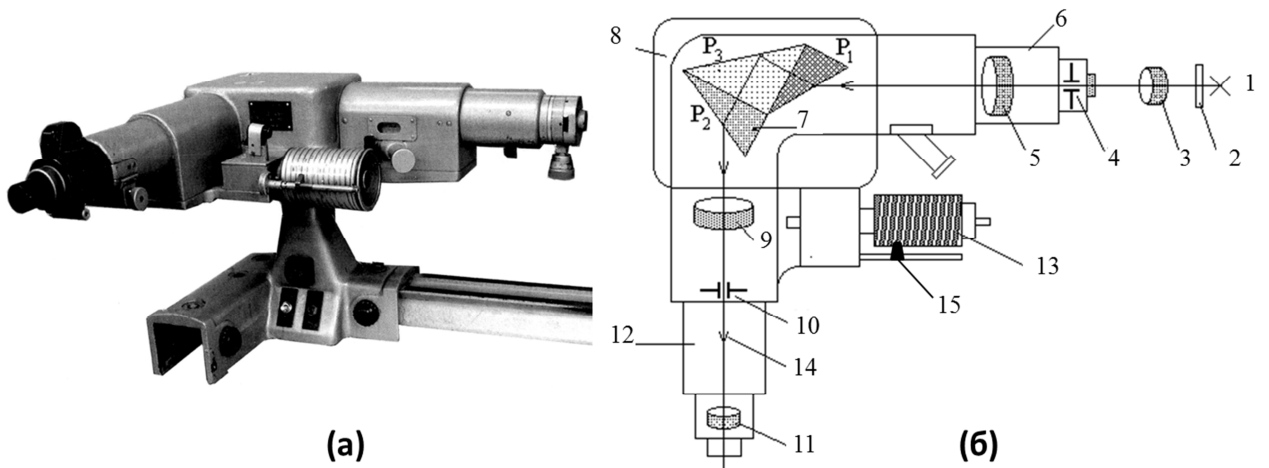
Квантово-механические расчеты показывают, что вероятность dW обнаружения электрона в различных частях атома различна. Электрон как бы «размазан» по всему объему, образуя облако отрицательного заряда, густота и форма которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома. В такой ситуации, как отмечалось выше, понятие орбиты электрона теряет всякий смысл.

8.6 Метод определения длин волн в серии Бальмера с помощью призмного монохроматора

Описание установки

Для экспериментального определения длин волн в серии Бальмера в работе используется универсальный призмный монохроматор УМ-2, предназначенный для спектральных исследований излучения в видимой области спектра.

Внешний вид монохроматора и полная оптическая схема экспериментальной установки приведены на рисунке 8.6.



1 – источник света; 2 – защитное стекло (для ртутной лампы); 3 – конденсор; 4 – входная щель; 5 – объектив коллиматора; 6 – коллиматор; 7 – сложная спектральная призма склеенная из трех призм (P_1 , P_2 , P_3); 8 – столик с поворотным механизмом; 9 – объектив зрительной трубы; 10 – выходная щель; 11 – окуляр зрительной трубы; 12 – зрительная труба; 13 – отсчетный барабан с указателем угла поворота; 14 – указатель зрительной трубы (в виде треугольника); 15 – указатель угла поворота на барабане.

Рисунок 8.6 Внешний вид призмного монохроматора УМ-2 (а) и оптическая схема экспериментальной установки (б)

Излучение от исследуемого источника света 1 (ртутная или водородная лампа) с помощью конденсорной линзы 3 концентрируется на входной щели 4. Если источником света служит ртутная лампа, то на пути излучения ставится защитное стекло 2, поглощающее мощную ультрафиолетовую часть излучения.

Как правило, конденсорную линзу 3 устанавливают так, чтобы на входной щели прибора получить уменьшенное изображение источника света. Входная щель имеет форму вертикального узкого прямоугольника высотой 14 мм, ее ширина меняется в пределах от 0 до 4 мм, и в зависимости от светосилы источника варьируется микрометрическим винтом с ценой деления 0.01 мм.

Объектив 5 коллиматора 6, удаленный от входной щели на расстояние, равное фокусному, формирует строго параллельный световой пучок, падающий на призму 7.

Призма 7, называемая призмой Аббе, является призмой постоянного отклонения и имеет сложное строение. Она состоит из трех склеенных стеклянных призм P_1 , P_2 , P_3 . Призмы P_1 и P_2 идентичны между собой, имеют преломляющий угол 30° и изготовлены из специального стекла (флинта), обладающего высокой дисперсией. Промежуточная призма P_3 полностью отражает своей гипотенузной гранью проходящие лучи и поворачивает их на 90° . Из-за высокой дисперсии материала призм P_1 и P_2 излучение с разными длинами волн выходит из призмы 7 под разными углами. Призма Аббе 7 жестко установлена на горизонтальном столике 8, который может вращаться вокруг вертикальной оси при помощи микрометрического винта. Поворот столика позволяет плавно изменять длину волны излучения, которое направляется в виде параллельного пучка на объектив 9 вдоль оси зрительной трубы 12. Излучение с другими длинами волн будет отклоняться влево и вправо от оси зрительной трубы, формируя изображение спектра излучения.

Изображение спектра фокусируется объективом на выходной щели 10. Часть спектра излучения, прошедшая через щель, рассматривается наблюдателем через окуляр 11.

В центре поля зрения окуляра есть треугольный указатель 14, с которым необходимо совместить изучаемую линию спектра. Совмещение линии производится путем вращения отсчетного барабана 13, поворачивающего призму 7 на столике 8. На барабане нанесены градусные деления, обозначенные цифрами через каждые 50 градусов, цена каждого деления 2° . Отсчет угла поворота производится согласно указателю на барабане 15.

Оптические детали монтируют на массивном литом основании, закрытом сверху металлическим кожухом, так что монохроматор является единым жестко связанным прибором.

Порядок проведения измерений и обработки результатов

Сложность определения длин волн излучения с помощью монохроматора заключается в том, что прибор не позволяет измерить их непосредственно. Монохроматор дает лишь возможность измерить угол поворота призмы φ , соответствующий спектральной линии, наблюдаемой в центре окуляра. Однако, связь длины волны λ наблюдаемой спектральной линии с φ неизвестна.

Установление зависимости $\lambda(\varphi)$ называется *градуировкой монохроматора*. Для выполнения градуировки необходимо использовать эталонный источник света с большим количеством спектральных линий, длины волн которых известны. Одним из наиболее удобных в использовании эталонных источников является лампа ДРШ (Дуговая Ртутная Шаровая), в колбе которой заключены пары ртути под очень высоким давлением. Такая лампа имеет линейчатый спектр излучения, покрывающий весь видимый диапазон.

Внимание! Существует реальная опасность взрыва лампы ДРШ в случае повторного включения в неостывшем виде, т.е. сразу после выключения. Повторное включение ртутной лампы можно производить только через 10-15 минут после ее выключения!

Таким образом, данная лабораторная работа состоит из двух этапов:

- Градуировка монохроматора по длинам волн;
- Определение длин волн спектральных линий в спектре излучения атома водорода.

Градуировка монохроматора

Для проведения спектральных исследований монохроматор должен быть предварительно проградуирован по длинам волн, т.е. нужно установить зависимость длины волны излучения от угла поворота призмы, $\lambda(\varphi)$.

Градуировку проводят с помощью эталонной ртутной лампы. Излучение паров ртути имеет линейчатый спектр, длины волн которого полагаются заранее известными и приводятся в таблице 8.1.

1. Установить на рельсе монохроматора ртутную лампу. **Установка производится инженером или преподавателем.**
2. Включить тумблер «Сеть» на блоке питания ртутной лампы.
3. Включить тумблер «Лампа ДРШ». Должна зажечься ртутная лампа, поджиг лампы сопровождается характерным звуком.
4. Если лампа не загорелась, нажать кнопку «Пуск».
5. Установить указатель на барабане в начало шкалы отсчета.
6. Поворачивая барабан, совместить первую (сильную) фиолетовую линию спектра с измерительным треугольным указателем, который виден внизу зрительного поля.
7. Произвести отсчет угла поворота по барабану и занести его в таблицу 8.1 как угол φ_1 (напомним, что одно деление шкалы соответствует 2°).
8. Аналогичные измерения произвести для всех линий спектра ртути.
9. Действия, указанные в пп. 6-8, провести для всех линий спектра, двигаясь в обратном порядке, т.е. из красной области спектра в фиолетовую. Занести в таблицу 8.1 отсчеты углов поворота по барабану как φ_2 .
10. Выключить тумблер «Лампа ДРШ» на блоке питания ртутной лампы.
11. Выключить тумблер «Сеть» на блоке питания ртутной лампы.
12. Вычислить средние значения отсчетов барабана $\varphi_{cp} = (\varphi_1 + \varphi_2) / 2$.
13. Построить на миллиметровой бумаге формата А4 в альбомной ориентации градуировочный график для монохроматора УМ-2. По горизонтальной оси откладывать средние значения отсчетов по барабану φ_{cp} , по вертикальной оси – соответствующие значения длин волн λ . Следует выбрать следующий масштаб: для λ – 20 нм на 1 см, для φ_{cp} – 100° на 1 см. Градуировочный

график должен представлять собой плавную кривую, соединяющую экспериментальные точки.

Определение длин волн спектральных линий в серии Бальмера спектра излучения атома водорода

1. Установить на рельсе монохроматора водородную лампу. *Установка производится инженером или преподавателем.*
2. Включить тумблер на блоке питания водородной лампы. *Включение производится инженером или преподавателем.*
3. Поворачивая барабан, совместить синюю линию спектра излучения атома водорода с измерительным треугольным указателем.
4. Произвести отсчет угла поворота по барабану и занести его в таблицу 8.2 как угол φ_1 .
5. Аналогичные измерения произвести для голубой и красной линий спектра, указанных в таблице 8.2.
6. Действия, указанные в пп. 4 и 5, провести для всех указанных линий спектра, двигаясь в обратном порядке, т.е. из красной области спектра в фиолетовую. Занести в таблицу 8.2 отсчеты углов поворота по барабану как φ_2 .
7. Выключить блок питания водородной лампы. *Производится инженером или преподавателем.*
8. Вычислить средние значения отсчетов барабана $\varphi_{cp} = (\varphi_1 + \varphi_2) / 2$.
9. По ранее построенному вами градуировочному графику определить длины волн в спектре атома водорода.
10. Измеренные значения длин волн занести в таблицу 8.2 как $\lambda_{эксп}$.
11. Зарисовать схему энергетических уровней атома водорода и указать, каким квантовым переходам соответствуют экспериментально

наблюдаемые линии в серии Бальмера. Запишите в таблицу 8.2 значения n уровней с которых происходит переход.

12. Рассчитать по формуле (8.16) теоретические значения длин волн спектральных линий в серии Бальмера и занести их в таблицу 8.2 как $\lambda_{теор}$.

13. Сравнить теоретически рассчитанные значения длин волн с экспериментально измеренными и рассчитать относительную ошибку экспериментальных измерений:

$$\varepsilon = \frac{\lambda_{эксп} - \lambda_{теор}}{\lambda_{теор}} \cdot 100\% .$$

Таблица 8.1 Данные для градуировки монохроматора

№ п/п	Цвет	Интенсивность	λ , нм	Отсчет по барабану, °		
				φ_1	φ_2	$\varphi_{ср}$
1	Фиолетовая	Сильная	404,6			
2	Фиолетовая	Средняя	408,0			
3	Синяя	Сильная	435,8			
4	Зелено-голубая	Средняя	491,1			
5	Зеленая	Сильная	546,1			
6	Желтый	Сильная	576,4			
7	Дублет	Сильная	579,0			
8	Пять линий в оранжево- красной области	Слабые	607,0			
9			614,0			
10			623,4			
11			671,1			
12			690,7			

Таблица 8.2 Параметры спектральных линий серии Бальмера

№ п/п	Цвет	Интенсивность	Отсчет по барабану, °			$\lambda_{\text{экср.}}$ нм	$\lambda_{\text{теор.}}$ нм	n	ε , %
			φ_1	φ_2	$\varphi_{\text{ср}}$				
1	Синяя	Слабая							
2	Голубая	Средняя							
3	Красная	Сильная							

9. ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ

Цель работы

1. Изучить физические основы работы лазеров.
2. Изучить устройство и принцип работы лазеров с различными активными средами.
3. Измерить длину волны излучения лазера, используя дифракционную решетку с известным периодом решетки.

Приборы и принадлежности:

1. Гелий-неоновый или полупроводниковый лазер.
2. Дифракционная решетка.
3. Оптический рельс с измерительной шкалой.
4. Экран.

Порядок теоретической подготовки к выполнению работы

Изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы:

Вопросы к зачету:

1. Что такое инверсная заселенность уровня?
2. Что такое метастабильный энергетический уровень?
3. Что понимается под рабочим телом лазера?
4. Какие существуют способы накачки активной среды?
5. В чем различие между спонтанным и вынужденным излучениями?
6. Где и для чего применяют лазеры?

9.1 Физические основы работы лазеров.

В 1911 Э. Резерфорд установил, что в атоме имеется массивное, положительно заряженное ядро вокруг которого вращаются электроны (ядерная модель атома). На основе этой модели в 1913 году Н. Бор разработал теорию атома водорода, которая позволила понять, что электроны в атомах могут находиться лишь на стационарных орбитах. Каждой стационарной орбите электрона соответствует определенная энергия атома и

при переходе электрона с орбиты на орбиту атом может испускать или поглощать квант света. При поглощении атомом кванта света энергия атома увеличивается, при испускании – уменьшается. Так как каждой стационарной орбите электрона соответствует определенная энергия, то часто вместо электронных орбит рассматривают соответствующие им значения энергии или так называемые энергетические уровни.

Оказалось, что на самой нижней орбите, при минимальной энергии атома, электрон может оставаться сколь угодно долго. Такое состояние атома назвали основным или невозбужденным. Таким образом, если атом находится в основном состоянии, то электрон в атоме находится на самой близкой к ядру орбите, соответствующей самой малой энергии атома. Если электрон оказывается на более высоких орбитах, соответствующих большей энергии, то состояние атома называется возбужденным. Несмотря на то, что в возбужденном состоянии электрон находится на одной из стационарных орбит, оставаться на такой орбите электрон долго не может. Типичное время нахождения электрона в возбужденном состоянии составляет примерно $\tau \sim 10^{-8}$ с. Спустя указанное время электрон переходит на более низкий уровень и снова оказывается в основном, т.е. невозбужденном состоянии. Переход электрона из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией возможен в двух режимах – *спонтанно и вынужденно*. **Спонтанный переход** происходит самопроизвольно, поэтому испускаемый квант света может распространяться в любом направлении, иметь любую начальную фазу, поляризацию и никак не согласован с излучением других атомов. **Вынужденный переход** происходит при воздействии на возбужденный атом пролетающего поблизости светового кванта, имеющего частоту соответствующую одному из возможных переходов электрона в атоме. При вынужденном переходе возбужденный электрон в атоме “как бы резонирует с пролетающим квантом” и в результате атом испускает квант света такой же частоты, направлением распространения, начальной фазой и поляризацией, как и воздействующий квант света. В результате такого излучения возникает

два кванта-близнеца. Впервые на возможность спонтанного и вынужденного излучения света возбужденным атомом указал А. Эйнштейн в 1915 г.

Идею о возможности усиления света за счет вынужденного излучения выдвинул советский физик В. А. Фабрикант в 1940 г. Приборы, в которых на практике реализуется предсказанное теоретически усиление света, получили название *квантовых усилителей или квантовых генераторов*.

Квантовые генераторы, излучающие в диапазоне видимого и инфракрасного излучения, получили название *лазеры* (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), что в переводе означает – усиление света стимулированным (т.е. вынужденным, индуцированным) излучением.

Рассмотрим подробнее, каким образом происходит усиление излучения в активной среде лазера. Чтобы среда, через которую распространяется свет, могла этот свет усиливать необходимо создать в этой среде *инверсную заселенность энергетических уровней*. Под инверсной заселенностью энергетических уровней понимают такое состояние среды при котором количество атомов, находящихся одновременно в возбужденном состоянии (причем с одинаковым уровнем возбуждения) существенно превышает количество невозбужденных атомов. При прохождении света через среду, находящуюся в состоянии инверсной заселенности, число испускаемых квантов света будет заметно превышать количество квантов, поглощаемых невозбужденными атомами и интенсивность света будет при прохождении через такую среду возрастать (т.е. свет будет усиливаться).

Создать состояние инверсной заселенности довольно сложно. Например, рассмотрим некоторую среду, в которой нужно создать состояние инверсной заселенности. Для возбуждения атомов этой среды её нужно освещать интенсивным светом, при этом атомы будут захватывать кванты света и переходить в возбужденное состояние. Однако, летящие следом другие кванты света будут стимулировать вынужденное излучение уже возбужденных атомов, т.е. будут возвращать их в невозбужденное состояние.

Облучая рабочую среду лазера описанным выше способом мы не сможем добиться инверсной заселенности энергетических уровней.

Для создания инверсной заселенности энергетических уровней необходимо наличие у атомов системы метастабильных энергетических уровней. **Метастабильными энергетическими уровнями** для электронов в атоме называются уровни, которые отличаются от обычных уровней энергии тем, что электроны могут оставаться на них существенно дольше, чем на обычных возбужденных уровнях. На обычных возбужденных уровнях, как уже отмечалось, электроны остаются примерно $\tau \sim 10^{-8}$ с (т.н. время жизни), а на метастабильных – $\tau_m \sim 10^{-3}$ с. Т.е. время жизни электрона на метастабильном энергетическом уровне примерно на пять порядков (в 100 000 раз) больше, чем время жизни на обычном возбужденном уровне.

Создание инверсной заселенности можно пояснить на примере так называемой “трехуровневой схемы накачки”. Схема энергетических уровней, используемая в “трехуровневой схеме накачки” лазера, генерирующего излучение с длиной волны $\lambda = 694,3$ нм, приведена на Рисунке 9.1.

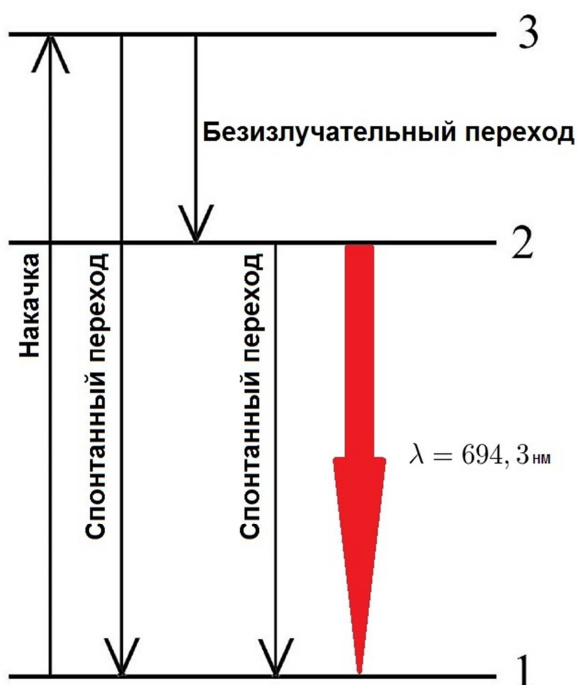


Рисунок 9.1. Трехуровневая схема накачки. E_1 – основной энергетический уровень, E_2 – метастабильный энергетический уровень, E_3 – короткоживущие возбужденные уровни.

Следует обратить внимание на то, что под уровнем E_3 следует понимать не один, а множество энергетических уровней со временем жизни электронов на них примерно $\tau \sim 10^{-8}$ с. Т.к. все эти уровни выступают в одинаковой роли, то на рисунке их объединили в один уровень. Для накачки рабочей среды лазера ее облучают интенсивным светом. Атомы, захватывая кванты света, переходят в возбужденные состояния, соответствующие уровням энергий, объединенных в уровень E_3 . На этих уровнях электроны не могут задерживаться надолго и через очень короткое время они сваливаются на более низкие энергетические уровни, в том числе и на уровень E_2 . Если электрон в атоме попадает на уровень E_2 , то он задерживается в этом состоянии на длительное время, т.к. это метастабильный уровень, поэтому в системе быстро увеличивается количество атомов, находящихся в возбужденном состоянии, соответствующем возбужденному уровню E_2 . Таким образом, через некоторое время система оказывается в состоянии инверсной заселенности энергетических уровней и готова к началу генерации лазерного излучения.

Для того чтобы возбужденная рабочая среда оказалась способной генерировать лазерное излучение она должна быть помещена в резонатор. **Резонатор лазера** представляет собой два высококачественных зеркала установленных (отъюстированных) с высокой точностью параллельно друг другу. Одно из этих зеркал является “глухим”, т.е. полностью отражающим, а второе зеркало частично отражает свет, а частично пропускает. В рабочей (активной) среде лазера, переведенной в состояние инверсной заселенности энергетических уровней, процесс развивается следующим образом: некоторые атомы спонтанно излучают кванты света в случайных направлениях. Если испущенный квант распространяется под углом к оси резонатора, то вызвав попутно вынужденное излучение нескольких атомов он быстро достигает границы активной среды и теряется в окружающей среде. Как только происходит излучение кванта вдоль оси резонатора начинается процесс генерации. Этот квант, распространяясь рядом с

возбужденными атомами стимулирует их вынужденное излучение, квантов становится все больше и все они распространяются параллельно оси резонатора. Отразившись от зеркала все эти кванты отражаются и движутся в обратном направлении, продолжают стимулировать вынужденное излучение. При попадании на частично прозрачное зеркало большая часть квантов отражается и продолжает двигаться внутри резонатора, поддерживая генерацию света, а часть квантов, пройдя через зеркало, образует лазерный луч света. Развитие процесса генерации лазерного излучения иллюстрирует рисунок 9.2.

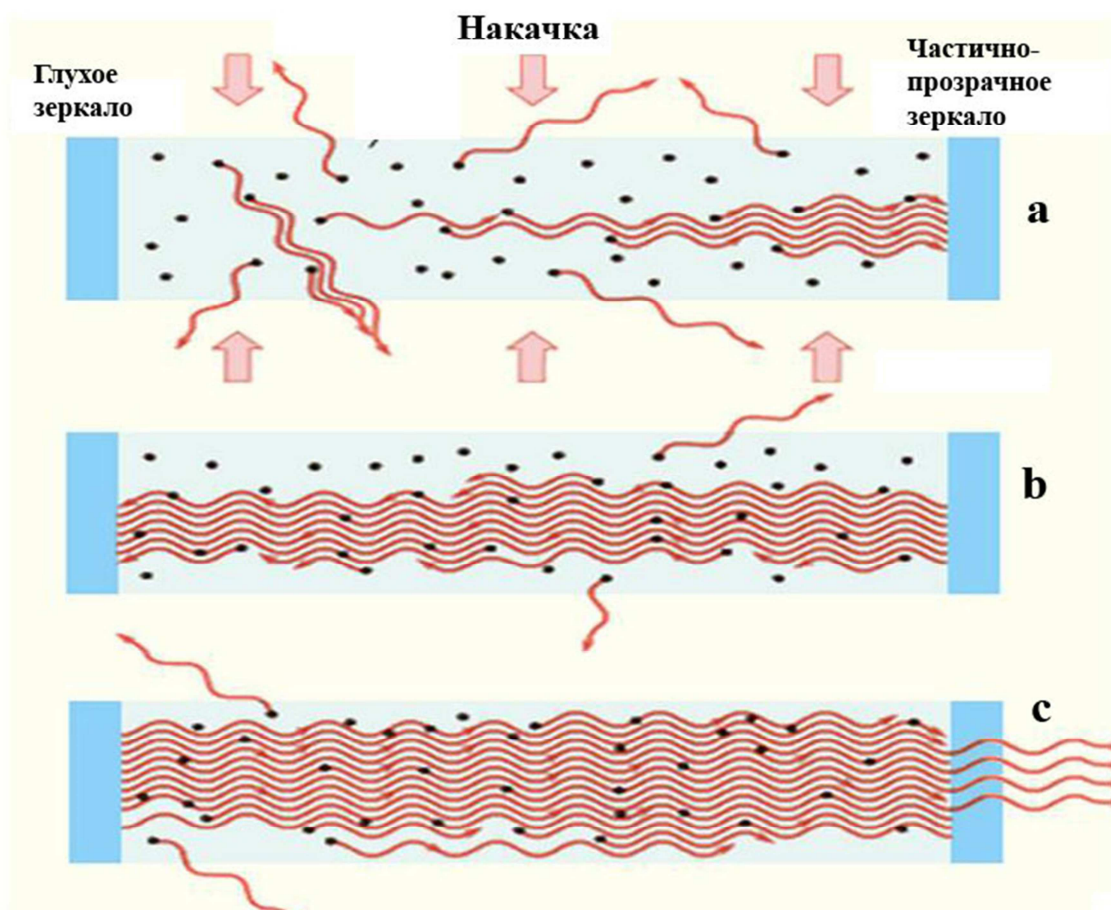


Рисунок 9.2. Развитие процесса генерации лазерного излучения в резонаторе: а – начало генерации, б – усиление генерации, с – рабочий режим.

Рабочим телом лазера является среда (твердая, жидкая или газообразная), содержащая специально подобранные атомы, ионы или молекулы, в которых имеется метастабильный энергетический уровень при переходе электронов с которого возникает лазерное излучение. Эти атомы (ионы, молекулы) называют *активными центрами*. Обычно они составляют относительно малую долю от всех атомов (молекул), образующих активную среду. Активную среду, для активных центров которой выполнено условие инверсии (т.е. создана инверсная заселенность энергетических уровней), называют *инвертированной активной средой*. Энергетические уровни при переходе между которыми генерируется лазерное излучение называются *рабочими уровнями лазера*.

Физические механизмы заселения энергетических уровней достаточно многообразны. Поэтому существуют разные способы создания инвертированных активных сред или разные способы *накачки* активной среды.

Прежде всего, отметим оптическую накачку – преимущественное заселение верхнего рабочего уровня за счет световой энергии специальных излучателей (газоразрядных импульсных ламп, ламп непрерывного горения).

Для газообразной активной среды часто применяют накачку с использованием самоподдерживающегося электрического разряда. Преимущественное заселение верхнего рабочего уровня происходит в результате неупругих столкновений активных центров со свободными электронами, образующимися в плазме разряда.

При химической накачке преимущественное заселение верхних рабочих уровней происходит в процессе экзотермических химических реакций в активной среде.

Применяют также сильный нагрев активной среды с последующим быстрым ее охлаждением. Использование различных способов накачки тесно связано с характером активной среды.

В качестве активных центров используются различные атомы, ионы, молекулы, которые имеют свои структуры энергетических уровней. Однако разнообразие этих структур можно свести к нескольким упрощенным схемам, которые позволяют понять механизм создания инверсной заселенности энергетических уровней.

Это может быть трехуровневая или четырехуровневая схема. Система накачки (например, оптическая накачка) переводит активные центры на уровень возбуждения. В течение относительно малого времени ($\sim 10^{-8}$ с) активные центры переходят с уровня возбуждения на верхний рабочий уровень, передавая избыток энергии, например, колебаниям кристаллической решетки (в твердотельной активной среде). Как уже отмечалось ранее, верхний рабочий уровень должен быть *метастабильным*. В результате происходит накопление активных центров на этом уровне и возникает *инверсная заселенность энергетических уровней*. Четырехуровневая система отличается от трехуровневой большим числом вспомогательных переходов, что приводит к дополнительной потере энергии.

Активная среда является основным элементом оптического квантового генератора (ОКГ). Фотоны, случайно родившиеся при спонтанных переходах активных центров с верхнего рабочего уровня на нижний, могут распространяться в разных направлениях. Если фотон распространяется в направлении непараллельном оси резонатора, то он и испущенные при его прохождении в активной среде дополнительные фотоны быстро достигают границы рабочей среды и теряются. Однако, спонтанно родившийся фотон, испущенный параллельно оси резонатора, а также вызванные им лавины вторичных фотонов, будут многократно проходить через активную среду от зеркала к зеркалу, вызывая вынужденное излучение возбужденных атомов. При этом все параметры испускаемых фотонов (частота, начальная фаза, поляризация, направление распространения) будут одинаковыми, поэтому излучение, выходящее через частично-прозрачное зеркало резонатора и представляющее собой излучение лазера, будет *когерентным*.

9.2. Устройство и принцип работы лазеров с различными активными средами

Твердотельными называют лазеры, активная среда которых представляет собой диэлектрический кристалл или стекло, в которые введены (в виде примеси) специальные ионы, играющие роль активных центров. В твердотельных лазерах применяется только оптическая накачка.

В качестве примера рассмотрим устройство и принцип работы твердотельного рубинового лазера. Активная среда – рубин – представляет собой кристалл окиси алюминия Al_2O_3 (корунд) активированный ионами хрома, которые и определяют спектроскопические свойства кристалла. Торцы рубинового стержня тщательно отполированы и представляют собой строго параллельные друг другу зеркала. Один торец покрывается плотным непрозрачным слоем серебра, другой торец покрыт таким слоем серебра, который обеспечивает выход лазерного излучения.

Работу рубинового лазера можно описать в приближении трехуровневой схемы, приведенной на рис. 2.

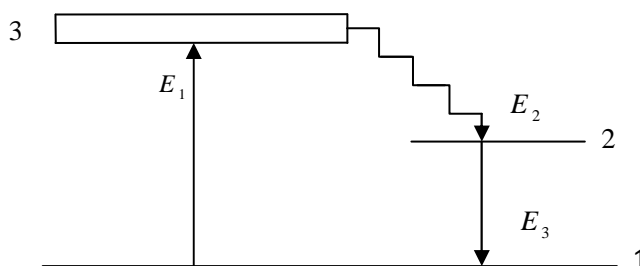


Рисунок 9.3. Схема энергетических уровней рубинового лазера.

1 – нижний энергетический рабочий уровень, 2 – верхний энергетический рабочий уровень, 3 – верхние возбужденные энергетические уровни.

Оптическая накачка осуществляется излучением импульсных газоразрядных ламп, питаемых от батареи конденсаторов. В результате поглощения света импульсных ламп ионы хрома, переходят на возбужденный уровень 3. Большая часть возбужденных ионов хрома сначала

отдает часть своей энергии кристаллической решетке корунда без излучения света и переходит на возбужденный рабочий уровень 2 (метастабильное состояние). Переход $2 \rightarrow 1$ запрещен правилом отбора, согласно которому $\Delta l = \pm 1$, где l - орбитальное квантовое число. Поэтому среднее время жизни иона в метастабильном состоянии ($\sim 10^{-3}$ с) примерно в 10^5 раз превосходит время жизни в обычном возбужденном состоянии. На втором этапе ионы из метастабильного состояния переходят в основное, излучая фотон с $\lambda = 694,3$ нм. Под воздействием фотонов такой же длины волны, т.е. при вынужденном излучении, переход ионов хрома из метастабильного состояния в основное происходит значительно быстрее. Фотоны, возникающие при вынужденном излучении, летят в том же направлении что и падающие фотоны. Фотоны, направление движения которых образует малые углы с осью кристаллического стержня, испытывают многократные отражения от торцов образца. Поэтому путь их в кристалле будет очень большим, так что каскады фотонов в направлении оси получают особенное развитие. Когда пучок становится достаточно интенсивным, часть его выходит через полупрозрачный торец кристалла. Фотоны, испущенные спонтанно в других направлениях, выходят из кристалла через его боковую поверхность.

Лазеры на рубине работают в импульсном режиме (с частотой повторения порядка несколько импульсов в минуту). Внутри кристалла выделяется большое количество тепла, поэтому его приходится интенсивно охлаждать.

Газоразрядными называют лазеры в которых рабочей средой является газ или смесь газов (обычно давление газа в газоразрядных лазерах низкое в пределах от 1 до 10 мм.рт.ст.), возбуждаемых самостоятельным электрическим разрядом. Различают три типа таких лазеров, активными центрами которых являются свободные ионы, свободные атомы, свободные молекулы. Ионные лазеры генерируют, как правило, в видимой, а также в ближней ультрафиолетовой области спектра. Лазеры на атомных переходах

генерируют в более широком диапазоне длин волн от 0,4 до 100 мкм. Молекулярные лазеры генерируют излучение в диапазоне 1 - 0,2 мкм. Активная среда газоразрядного лазера – *плазма*, образующаяся при возникновении электрического разряда.

Лазер на смеси гелия и неона – пример газоразрядного лазера на атомных переходах с непрерывным режимом работы. На рисунке 9.4 показана принципиальная схема лазера.

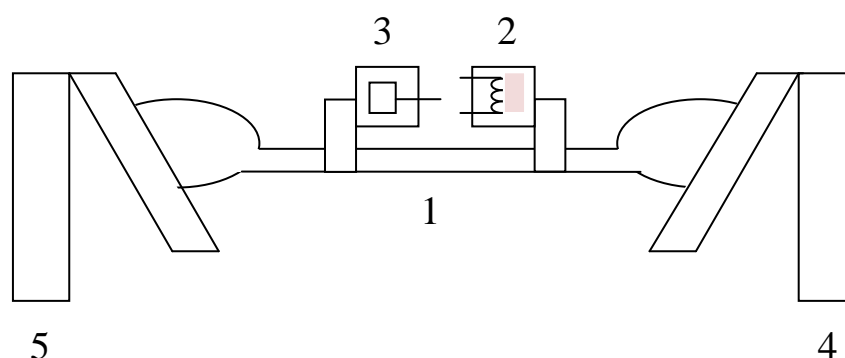


Рисунок 9.4. Схему устройства газоразрядного лазера.

1 – газоразрядная стеклянная трубка, диаметром несколько миллиметров и длиной от нескольких десятков сантиметров до 1,5 метров и более, 2 – катод, накаливаемый низковольтным источником питания, 3 – анод, 4 и 5 – зеркала резонатора.

Когда разность потенциалов между катодом и анодом достигает примерно 10^3В , в рабочем капилляре газоразрядной трубки, имеющей диаметр в несколько миллиметров, зажигается тлеющий разряд. Плоскости выходных окон газоразрядной трубки фиксированы таким образом, что перпендикуляр к плоскости окна составляет с осью резонатора угол Брюстера. В этом случае отраженный от поверхности зеркала световой луч оказывается полностью, а преломленный – частично поляризованным.

Генерация происходит на переходах между уровнями атомов неона (они являются активными центрами). Кроме того, в состав активной зоны входит буферный газ – гелий.

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используются жидкости: либо растворы органических красителей, либо специальные жидкости, активированные ионами редкоземельных элементов. Наиболее широко применяются лазеры на растворах органических красителей. Активная среда таких лазеров представляет собой жидкий растворитель (вода, этанол, метанол, бензол, ацетон и др.), в котором находятся молекулы органического красителя, играющие роль активных центров. Общий диапазон длин волн, генерируемых различными красителями, составляет 0,3...1,3мкм. Молекулы красителя поглощают излучение накачки и высвечиваются, как правило, в видимой области спектра.

Для возбуждения красителей применяют как лазерную, так и другие виды накачки. В первом случае в качестве источника накачивающего излучения используется вспомогательный лазер, во втором – газоразрядная лампа.

В качестве примера на рисунке 9.5 показан один из вариантов продольной схемы накачки.

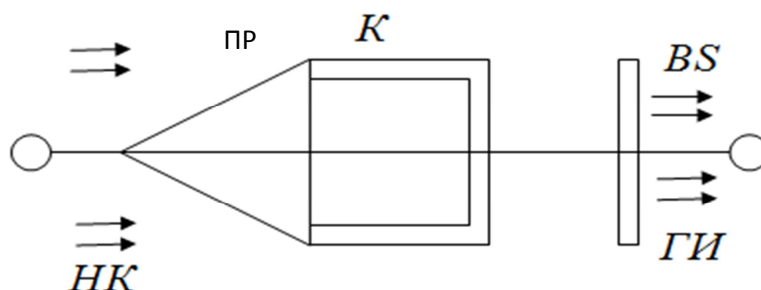


Рисунок 9.5. Схема лазера с продольной накачкой.

К – краситель; ПР – призма полного внутреннего отражения; ВЗ – выходное зеркало резонатора; НК – накачивающее излучение; ГИ – генерируемое излучение.

Кювета с красителем находится внутри резонатора, у которого одно из зеркал заменено призмой полного внутреннего отражения. Выходное зеркало резонатора полностью непрозрачно для накачивающего излучения.

Накачивающее излучение, распространяясь вдоль оси резонатора ОО, попадает через призму в кювету с красителем и возбуждает молекулы красителя. Генерируемое в красителе излучение выходит через выходное зеркало резонатора. Чтобы краситель не перегревался, его быстро прокачивают через зону генерации. В результате прокачки красителя происходит удаление из зоны генерации продуктов фотораспада.

В *полупроводниковых лазерах* облучают полупроводник светом такой частоты, чтобы энергия фотонов равнялась ширине запрещенной зоны. Такой фотон может быть поглощен электроном, находящимся в валентной зоне вблизи ее верхнего края, в результате этого электрон совершит квантовый переход в зону проводимости.

В этом случае говорят о поглощении света. С такой же вероятностью фотон может инициировать встречный процесс – переход в валентную зону электрона, находящегося вблизи дна зоны проводимости; в результате рождается еще один (вторичный) фотон, причем в том же состоянии, в каком находится первичный фотон. В этом случае говорят о вынужденном испускании света. Возможно также самопроизвольное возвращение электрона из зоны проводимости в валентную зону.

Для того, чтобы полупроводник усиливал излучение, надо создать инверсию – сделать так, чтобы концентрация электронов вблизи нижнего края зоны проводимости была больше концентрации электронов вблизи верхнего края валентной зоны. Такие полупроводники называются *вырожденными*. В этом случае процессы вынужденного испускания света будут преобладать.

Инверсию в беспримесном полупроводнике можно создать различными способами. С этой целью используют оптическую накачку, облучая полупроводник светом такой частоты, чтобы энергия фотонов была больше ширины запрещенной зоны. Более широко используется накачка электронным пучком. Быстрые электроны (с энергией около 50...100эВ), пролетая через полупроводник, инициируют переходы электронов из

В лазерах с продольной накачкой в качестве зеркал резонатора используются не грани полупроводникового кристалла, а внешние зеркала. Активная среда, в таких лазерах представляет собой тонкий слой полупроводника, нанесенный на прозрачную подложку с хорошей теплопроводностью. На рисунке 9.7 показана схема лазера с продольной накачкой, где направление электронного пучка совпадает с осью резонатора.

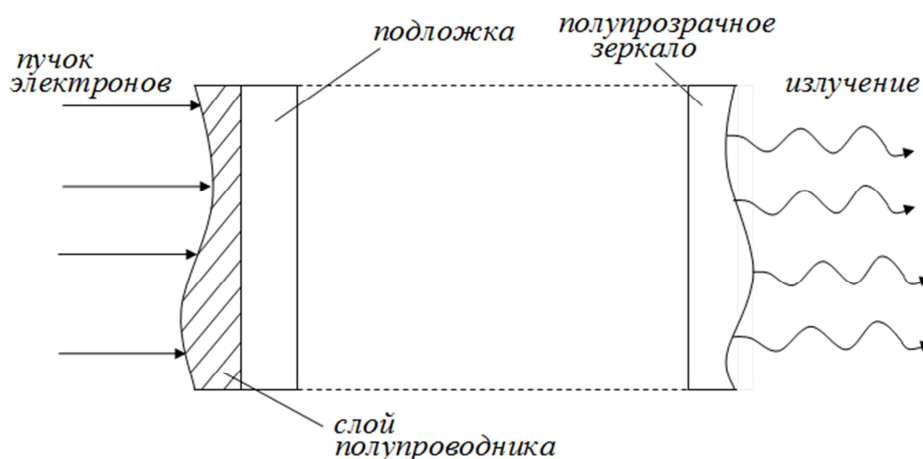


Рисунок 9.7. Схема полупроводникового лазера с продольной накачкой.

Электронный пучок падает на принудительно охлаждаемый полупроводниковый слой. Применение схем с продольной накачкой позволяет улучшить отвод тепла от полупроводника и увеличить его рабочий объем.

Внесение в полупроводниковый кристалл тех или иных примесей существенно изменяет его свойства. В энергетической схеме атомам примеси соответствует энергетический уровень, располагающийся внутри запрещенной зоны на расстоянии ΔE от нижнего края зоны проводимости, которое примерно в 100 раз меньше ширины запрещенной зоны. Поэтому достаточно небольшого теплового возбуждения, чтобы электрон покинул атом, т.е. совершил квантовый переход с примесного уровня в зону проводимости. Если концентрация примесей в полупроводнике достаточно высока, то в нем реализуется вырождение по электронам, такой

полупроводник называют *вырожденным n-полупроводником*. В полупроводниках с акцепторной примесью насыщение примесного уровня достигается в результате небольшого теплового возбуждения. При этом в валентной зоне возникает определенная концентрация дырок, которая может обеспечить вырождение по дыркам. Такой полупроводник называют *вырожденным p-полупроводником*.

В *инжекционных* лазерах для создания инверсии заселенностей в полупроводниковой активной среде используют контакт друг с другом двух вырожденных полупроводников разного типа (n-полупроводник и p-полупроводник). Такой контакт называют *p-n переходом*.

К p-n переходу приложено электрическое напряжение (рисунок 9.8) таким образом, чтобы под действием поля электроны проводимости из n-полупроводника инжектировались в область p-n перехода, одновременно в эту же область будут инжектироваться дырки из p-полупроводника. В области p-n перехода будут происходить переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону, где происходит рекомбинация электронов проводимости и дырок, в результате чего при наличии оптического резонатора может быть реализована лазерная генерация.

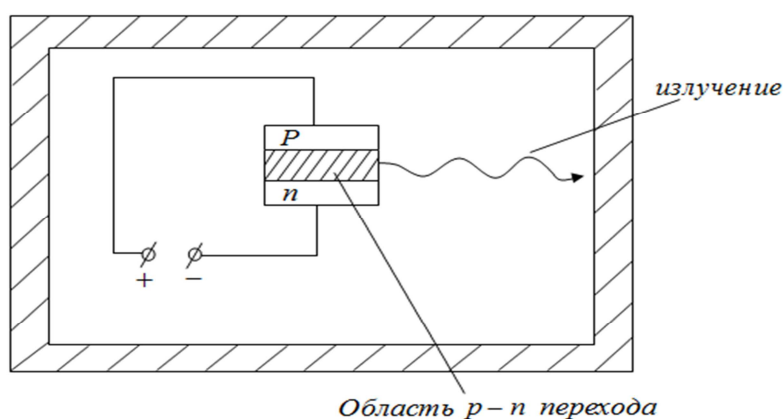


Рисунок 9.8. Схема накачки инжекционного лазера.

Инжекционный лазер отличается своей миниатюрностью, генерация в некоторых образцах осуществляется при комнатных температурах. КПД таких лазеров достигает 50-60%.

9.3 Применение лазеров.

Лазеры находят широкое применение в современных физических, химических и биологических исследованиях, имеющих фундаментальный характер. Лазерное излучение, обладающее достаточно высокой мощностью, может обратимо изменять физические характеристики вещества, что позволяет использовать его в области нелинейной оптики.

Лазер дает возможность осуществлять сильную концентрацию световой энергии в узких частотных интервалах, при этом возможна плавная перестройка частоты. Поэтому лазеры широко применяются для получения и исследования оптических спектров вещества с высокой степенью точности.

Лазеры позволяют также осуществлять избирательное возбуждение тех или иных состояний атомов и молекул, разрыв определенных химических связей. В результате оказывается возможным инициирование конкретных реакций, управление развитием этих реакций, исследование их кинетики.

Использование сверхкоротких световых импульсов дает возможность проследить за развитием быстропротекающих процессов в веществе, например, фотосинтеза.

При обсуждении практических применений лазеров обычно выделяют два направления. Первое направление связывают с применениями, в которых лазерное излучение используется для целенаправленного воздействия на вещество. Сюда относят лазерную обработку материалов (например, сварку, термообработку, резку, пробивание отверстий), лазерное разделение изотопов, применение лазеров в медицине и т.д.

Второе направление связывают с так называемыми информативными применениями лазеров – для передачи и обработки информации, для осуществления контроля и измерения.

9.4. Экспериментальная установка

Внешний вид установки приведен на рисунке 9.9.

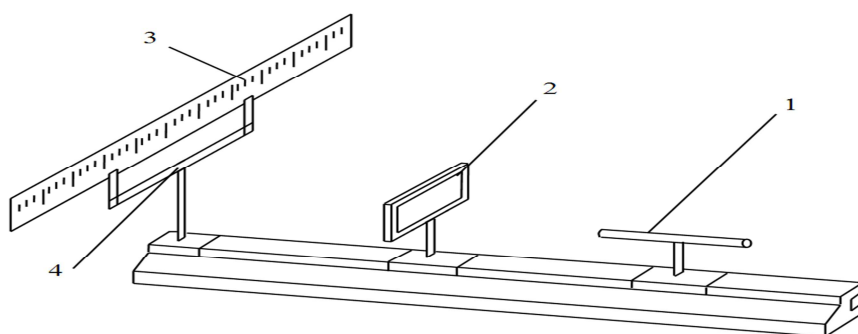


Рисунок 9.9. Схема экспериментальной установки.

1 – лазер (в работе используются He – Ne газовый лазер или полупроводниковый лазер); 2 – дифракционная решетка; 3 – экран с измерительной шкалой; 4 – винт смещения нулевого деления шкалы – экрана относительно лазерного луча.

Внимание! При работе на установке необходимо строго соблюдать правила техники безопасности.

Запрещается: Перемещать лазер, отсоединять разъемы токоведущего кабеля, смотреть в выходное отверстие лазера (опасно для зрения).

9.5. Порядок проведения эксперимента

Задание 1. Определение постоянной дифракционной решетки с помощью лазерного излучения с известной длиной волны.

В результате пропускания света через дифракционную решетку, на экране наблюдения возникают яркие главные дифракционные максимумы

интенсивности излучения (рисунок 9.10), положение которых связано с другими параметрами эксперимента формулой дифракционной решетки (9.1):

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad (9.1)$$

здесь d – период дифракционной решетки, φ – угол дифракции, m – порядок максимума (полагая для центрального максимума порядок $m = 0$), λ – длина волны лазерного излучения.

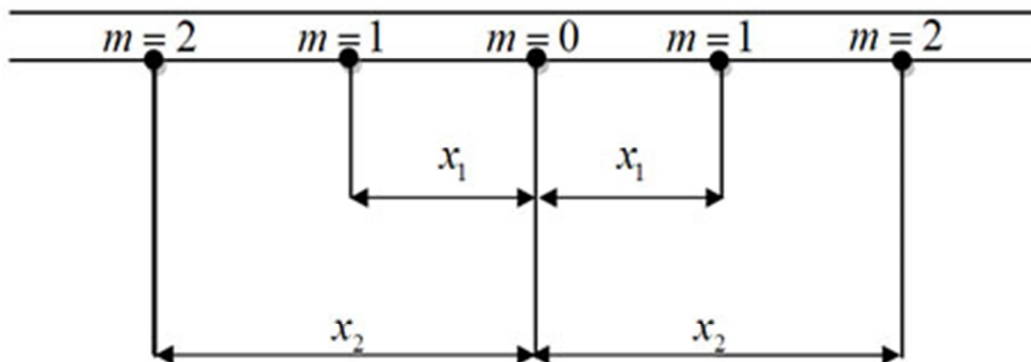


Рисунок 9.10. Расположение главных дифракционных максимумов на экране наблюдения и определение их порядка.

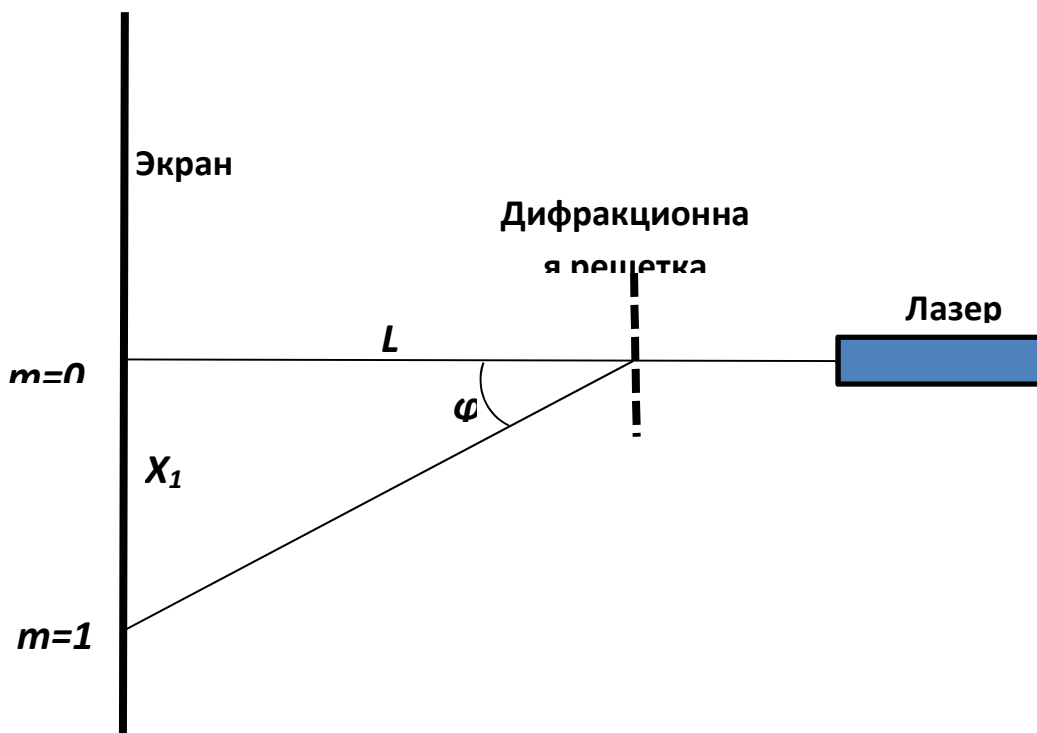


Рисунок 9.11. Схема опыта по измерению длины волны лазерного излучения.

Схема расположения дифракционных максимумов на экране наблюдения представлена на рисунке 9.10, а общая схема опыта на рисунке 9.11. Измерив расстояние L от дифракционной решетки до экрана наблюдения, а также расстояние X_m от максимума нулевого порядка до максимума m -го порядка для которого выполняется измерение, можно рассчитать $\sin \varphi$ по формуле:

$$\sin \varphi = \frac{X_m}{\sqrt{X_m^2 + L^2}} . \quad (9.2)$$

После этого, воспользовавшись формулой дифракционной решетки (9.1) можно вычислить длину волны лазерного излучения:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad (9.3)$$

1. Включите тумблер “Сеть” на блоке питания лазера (длина волны излучения лазера $\lambda = 632,8\text{нм}$), при этом загорается индикаторная лампочка. Через 5-30 сек. должен появиться лазерный луч.
2. Вращением винта 4 совместите нулевое деление шкалы – экрана с центром сечения лазерного луча.
3. Установите на оптическую скамью рейтер с закрепленной в нем дифракционной решеткой.
4. Проверьте и при необходимости откорректируйте перпендикулярность установки шкалы – экрана к лазерному лучу. При правильной установке расположение дифракционных спектров первого и второго порядков слева и справа симметрично относительно спектра нулевого порядка (рис.10).
5. Последовательно расположите дифракционную решетку на расстояниях L от шкалы экрана равных 150, 200, 250, 300, 350 мм.
6. При каждом значении расстояния L , измеренном по шкале на оптическом рельсе, измерьте расстояния X_1 и X_2 (расстояния по шкале экрана от нулевого до первого и второго максимума соответственно). Результаты занесите в таблицу 9.1.
7. Выключите лазер.

Таблица 9.1. Результаты измерений при выполнении задания 1.

№ измерения	L, мм	X ₁ , мм	d, мм	L, мм	X ₂ , мм	d, мм	d _{ср} , мм
1	150			150			
2	200			200			
3	250			250			
4	300			300			
5	350			350			

8. Используя формулу дифракционной решетки для максимума m-го порядка:

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad (9.4)$$

Рассчитайте постоянную дифракционной решетки по формуле:

$$d = \frac{m\lambda}{\sin \varphi}, \quad (9.5)$$

где: d – постоянная дифракционной решётки, m – порядок дифракционного максимума (1 или 2), λ - длина волны гелий-неонового лазера. Для вычисления $\sin \varphi$ можно воспользоваться формулой (9.2).

Подставив (9.2) в (9.5), можно получить расчётную формулу для постоянной дифракционной решётки:

$$d = \frac{m\lambda}{X_m} \sqrt{X_m^2 + L^2}. \quad (9.6)$$

9. В соответствии с расчетной формулой (9.6) получите десять значений d постоянной решетки. Определите среднее арифметическое $d_{ср}$.

10. Рассчитайте относительную и абсолютную погрешности в измерении d по формулам:

$$\varepsilon = \frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta X}{X} + \frac{X \Delta X + L \Delta L}{X^2 + L^2},$$

$$\Delta d = \varepsilon d_{ср},$$

11. Запишите окончательный результат в виде:

$$d = d_{cp} \pm \Delta d .$$

Задание 2. Определение длины волны полупроводникового лазера.

1. Включите полупроводниковый лазер.

2. Повторите пункты 2- 6 упражнения 1.

3. Заполните таблицу 9.2.

Таблица 9.2. Результаты измерений при выполнении задания 2.

№ измерения	L, мм	X ₁ , мм	λ	L, мм	X ₂ , мм	λ	λ _{ср}
1	150			150			
2	200			200			
3	250			250			
4	300			300			

4. Выключите лазер.

5. Используя формулу дифракционной решетки и данные, полученные в ходе измерений, рассчитайте восемь значений для длины волны лазерного излучения по следующей формуле:

$$\lambda = \frac{d}{m} \frac{X_m}{\sqrt{X_m^2 + L^2}}, \quad (9.7)$$

где : d – постоянная решётки, значение которой написано на самой решетке, m – порядок спектра (1 или 2).

6. Определите среднее арифметическое $\lambda_{ср}$

7. Рассчитайте относительную и абсолютную погрешности в измерении λ по формулам:

$$\varepsilon = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta X}{X} + \frac{X \Delta X + L \Delta L}{X^2 + L^2},$$
$$\Delta \lambda = \varepsilon \lambda_{ср} .$$

8. Запишите результат в виде:

$$\lambda = \lambda_{cp} \pm \Delta\lambda .$$

Список литературы:

1. Сойка А.К. Лазеры и техническая оптика : пособие по курсу «Физика» для студентов инженерно-технических, химико-технологических и инженерно-экономических специальностей/ Сойка А.К., кол. авт. Белорусский государственный технологический университет - Минск : БГТУ, 2012. 257 с. : ил., (Учебники БГТУ)
2. Ландсберг Г.С. Оптика, М., 1976, §211, стр. 730-735
3. Савельев И.В. Курс общей физики, т.3, М., 1979, §42,43.
4. Тарасов Л.В. Лазеры и их применение. Изд-во. Радио и связь, 1983.