

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМ. Н.Э. БАУМАНА

С.М. Вишнякова, В.И. Вишняков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА  
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

*Методические указания к лабораторной работе О-3*

*по курсу общей физики*

Под редакцией А.Ф. Наумова

Москва, 2002

Рассмотрены элементы молекулярной оптики, касающиеся связи показателя преломления электромагнитных волн со строением вещества. Приведена методика определения показателя преломления и расчета из важных оптических констант – постоянной Гладстона-Дейла. Для студентов 2-го курса.

**Цель работы** – изучение классической теории взаимодействия света с веществом, экспериментальное исследование зависимости показателя преломления воздуха от его давления с помощью интерференционного рефрактометра, определение показателя преломления воздуха при заданном давлении.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

**Понятие о показателе преломления.**

Показатель преломления света – это физическая величина, характеризующая процесс распространения света в веществе.

Впервые понятие показателя преломления вводится в одном из четырех законов геометрической оптики – законе преломления света на границе раздела двух сред (закон Снеллиуса – Декарта).

Согласно экспериментальному закону Снеллиуса преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла  $\theta_1$  падения к синусу угла преломления  $\theta_2$  есть величина постоянная для рассматриваемых сред (рис. 1)

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n_{21}$$

Величина  $n_{21}$  называется *относительным показателем преломления второй среды относительно первой*. Показатель преломления  $n$  относительно вакуума называется *абсолютным показателем преломления* этой среды (или просто показателем).

Из определения  $n_{21}$  и  $n$  следует

$$n_{12} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n_{21}},$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2.$$

Если  $n_1 < n_2$ , то первая среда называется *оптически менее плотной*, чем вторая среда, а вторая среда называется *оптически более плотной* по сравнению с первой средой.

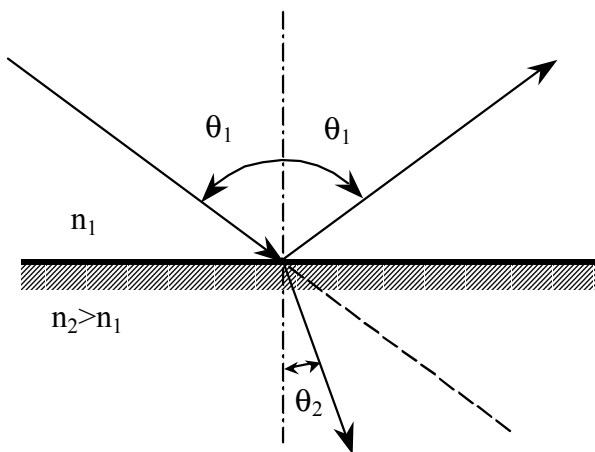


Рис. 1

**Показатель преломления света  
как характеристика взаимодействия света с веществом.**

Задача о взаимодействии света с веществом в электромагнитной волновой теории света сводится к решению уравнений Максвелла при определенных условиях на границе раздела сред, в которых распространяется световая волна.

Рассматриваемые ниже результаты решения этой задачи справедливы для однородных, изотропных, немагнитных (магнитная проницаемость равна единице), сплошных сред (длина световой волны много больше межмолекулярных расстояний).

*Геометрические законы отражения и преломления следуют из граничных условий, накладываемых на векторы электромагнитного поля:* на векторы напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  и магнитного поля  $\mathbf{H}$ , а также на вектор электрического смещения  $\mathbf{D}$  и вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$ . Например, условие непрерывности тангенциальных составляющих светового вектора (вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ )  $E_{1x} = E_{2x}$  удовлетворяется, если

а) частоты отраженной  $\omega'$  и преломленной волн  $\omega_2$  совпадают с частотой падающей волны  $\omega$ :  $\omega' = \omega_2 = \omega$ ;

б) тангенциальные составляющие волновых векторов  $\mathbf{k}$  падающей, отраженной и преломленной волн (рис.2) равны между собой, т.е.

$$k_{1x} = k'_{1x} = k_{2x}, \quad (1)$$

Где  $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{s} = \frac{\omega}{v} \mathbf{s}$ , где  $\lambda$  -длина волны,  $\omega$  -циклическая частота волны,  $v$  - фазовая скорость волны,  $\mathbf{s}$  - единичный вектор нормали к волновой поверхности.

Из равенства (1), в частности, следует, что отношение синусов углов падения и преломления, обозначенное как относительный показатель преломления пограничных сред, равно также отношению фазовых скоростей и отношению длин волн в соответствующих средах:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Таким образом, показатель преломления непосредственно определяет, как *изменяются свойства электромагнитной волны при переходе из одной среды в другую:*

1. Направление распространения преломленной волны не совпадает с направлением распространения падающей волны (за исключением случая нормального падения), причем, если вторая среда оптически менее плотная, чем первая среда ( $n_2 < n_1$ ), то преломленная волна отклоняется от направления падающей волны в сторону границы раздела (рис.2), и наоборот. При

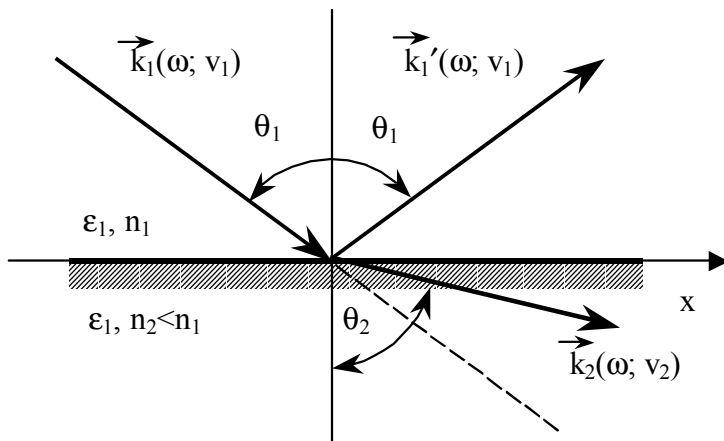


Рис. 2

углах падения, заключенных в пределах от некоторого *предельного угла*  $\theta_{\text{пр}} = \arcsin n_{21}$ , определяемого относительным показателем преломления, до  $\pi/2$  световая волна проникает во вторую среду на расстояние порядка длины волны и затем возвращается в первую среду: происходит *полное внутреннее отражение*.

2. При переходе света через границу раздела оптически разных сред ( $n_1 \neq n_2$ ) изменяется фазовая скорость волны, при этом в оптически более плотной среде скорость распространения фазы колебаний уменьшается в  $n_{21}$  раз и соответственно уменьшается и длина волны.

Используя все граничные условия, можно сделать следующие выводы:

1. При прохождении волны через границу раздела двух диэлектриков фаза колебаний светового вектора  $\mathbf{E}$  не претерпевает скачка, т.е. *колебания в падающей и в прошедшей* во вторую среду волнах происходят на границе раздела *в одинаковой фазе*.

2. При отражении световой волны от границы раздела диэлектрических сред фаза колебаний  $E$  изменяется на  $\pi$ , если отражение происходит от оптически более плотной среды ( $n_2 > n_1$ ), и не изменяется, если  $n_2 < n_1$ .

3. Амплитуды колебаний в отраженной и преломленной волнах определяются значениями показателей преломления граничащих сред (см. формулы Френеля в [1, §65]), из чего следует, что от показателя преломления зависят и доли энергии электромагнитной световой волны, проходящие на отраженную и преломленную волны (например, коэффициенты отражения и пропускания при малых углах падения равны:  $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ ,  $B = \frac{4n}{(n+1)^2}$ , где  $n=n_2/n_1$ ).

4. Относительный показатель преломления определяет характер и степень поляризации отраженной и преломленной волн, что также следует из формул Френеля, записанных для составляющих  $E_{\parallel}$ , лежащих в плоскости падения, и для составляющих  $E_{\perp}$ , перпендикулярных плоскости падения.

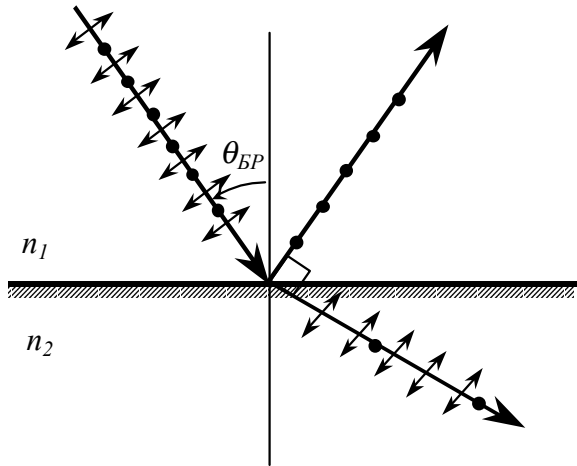


Рис. 3

В частности, при угле падения  $\theta_{БР}$ , удовлетворяющем условию  $\operatorname{tg} \theta_{БР} = n_2/n_1$  (закон Брюстера), отраженная волна полностью поляризована и содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения  $E_{\perp}$  (на рис.3:  $E_{\perp}$  обозначены точками,  $E_{\parallel}$  обозначены двусторонними стрелками).

Абсолютный показатель преломления также является важной оптической характеристикой вещества. Так, по показателю преломления можно судить о степени поглощения электромагнитной волны веществом: вещественный показатель характеризует однородные, изотропные, сплошные среды, которые не поглощают свет (большинство прозрачных диэлектриков), а для описания сильно поглощающих сред (металлы, плазма, диэлектрики

вблизи частотных полос поглощения используется комплексное число  $\nu = n - i\chi$ , где  $n$  - называется главным показателем преломления, а  $\chi$  - главным показателем затухания. Оптическую анизотропию большинства кристаллов отражает показатель преломления, зависящий от направления распространения волны и от направления колебаний  $E$  (например, явление двойного лучепреломления). Наконец, напомним принцип Ферма: свет распространяется по такому пути, для про-

хождения которого ему требуется минимальное время  $\tau = \frac{1}{c} \int n ds$ . Величина  $L = \int n ds$  называется

оптической длиной пути в данной среде. От разности оптических длин путей, пройденных электромагнитными волнами до некоторой точки наблюдения, зависит, например, результат интерференции этих волн в данной точке.

Чем определяется значение самого показателя преломления?

**Зависимость показателя преломления от частоты электромагнитной волны и от электрических и магнитных свойств вещества. Показатель преломления идеального газа.**

Опыт показывает, что показатель преломления зависит как от частоты волны  $\omega$ , распространяющейся в веществе (или от длины волны в вакууме - явление дисперсии света), так и от электрических и магнитных свойств вещества, в котором она распространяется. Из уравнений Максвелла следует  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  или  $n = \sqrt{\epsilon}$  при  $\mu = 1$  (немагнитные среды). Здесь  $\epsilon$  и  $\mu$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости вещества соответственно.

Обусловленность показателя преломления частотой электромагнитных волн и диэлектрическими свойствами среды рассмотрим в рамках классической электронной теории вещества.

С точки зрения этой теории вещество представляет собой систему заряженных частиц (электронов, атомных ядер, ионов), находящихся в вакууме. Внутри молекул (атомов) заряженные частицы связаны квазиупруго, их возможные колебания можно охарактеризовать собственными частотами  $\omega_{0k}$  ( $k=1, 2, \dots$ ). Под действием внешнего электромагнитного поля частоты  $\omega$  все

заряженные частицы совершают вынужденные колебания. В результате дипольные электрические моменты молекул  $\mathbf{p}_{\text{мол}}$  изменяются с частотой падающего света, и молекулы в процессе вынужденных колебаний электронов и ядер излучают *вторичные электромагнитные волны* той же частоты, распространяющиеся со скоростью света в вакууме  $c$ . Средние расстояния между молекулами во много раз меньше протяженности одного цуга волн. Поэтому в оптически однородной среде вторичные волны, излучаемые весьма большим числом соседних молекул, несмотря на их хаотическое тепловое движение, когерентны как между собой, так и с первичной волной. При наложении *падающая волна и вторичные электромагнитные волны от молекул интерферируют*, причем результат интерференции в каждой точке зависит от соотношения их амплитуд и начальных фаз в этой точке. Это и объясняет, почему направление и фазовая скорость результирующей (или преломленной) волны отличаются от направления и фазовой скорости падающей волны.

Найдем диэлектрическую проницаемость и показатель преломления идеального газа. Для простоты расчета предположим, что газ является однородным по составу, а его молекулы – неполярными; взаимодействием между молекулами газа пренебрегаем (см.[1, §8.4] или [2, §7.3]). Исходное положение – это фундаментальная максвелловская связь оптических и электрических свойств вещества:  $n^2 = \epsilon$ .

Электрические свойства проявляются через величину *поляризованности диэлектрика*  $\mathbf{P} = \sum \mathbf{p}_{\text{мол},i}$  - суммарного дипольного момента всех молекул в единице объема, возникающего под действием внешнего электрического поля  $\mathbf{E}$ . Так как дипольные моменты молекул устанавливаются вдоль поля  $\mathbf{E}$ , то  $\mathbf{P} = \mathbf{p}_{\text{мол}} N$ , где  $N$  – концентрация молекул. Известно, что  $P$  и  $p_{\text{мол}}$  пропорциональны полю  $E$ :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \alpha \mathbf{E}, \quad \mathbf{p}_{\text{мол}} = \epsilon_0 \alpha \mathbf{E}, \quad (2)$$

Где  $\alpha$  - *диэлектрическая восприимчивость диэлектрика*;  $\alpha$  - *поляризуемость молекулы*. Учитывая указанные связи, а также соотношение  $\epsilon = 1 + \alpha$ , получим

$$n^2 = \epsilon = 1 + \alpha = 1 + \alpha N. \quad (3)$$

Концентрацию молекул газа можно связать с его плотностью  $N = \rho \frac{N_A}{\mu}$  или с давлением,

используя уравнение состояния идеального газа  $P = NkT$ , тогда

$$n^2 = \epsilon = 1 + \alpha \left( \frac{N_A}{\mu} \right) \rho = 1 + \alpha \left( \frac{P}{kT} \right), \quad (4)$$

откуда следует, что электрические и оптические свойства газа определяются поляризуемостью и концентрацией его молекул, либо его плотностью, либо его давлением и температурой.

Чем определяется свойство поляризуемости молекул  $\alpha = \frac{p_{\text{мол}}}{\epsilon_0} E$  ?

Индуктируемый полем световой волны (частота  $\nu \sim 10^{15}$  Гц) дипольный электрический момент молекулы, неполярной до воздействия поля, приближенно равен  $\mathbf{p}_{\text{мол}} = \sum e_k \mathbf{r}_k(t)$ , где  $e_k$  и  $\mathbf{r}_k(t)$  - заряд и смещение  $k$ -го электрона из положения равновесия под действием поля волны  $E(t)$ . При этом пренебрегаем смещением массивных ядер и внутренних сильно связанных электронов, действием магнитной составляющей силы Лоренца, учитываем, что векторы  $\mathbf{r}_k$ ,  $\mathbf{p}_{\text{мол}}$  и  $\mathbf{E}$  волны коллинеарны. Кинематический закон  $\mathbf{r}_k = \mathbf{r}_k(t)$  найдем из уравнения вынужденных колебаний осциллятора массы  $m_k$  (см. [2, §7.3]):

$$\ddot{\mathbf{r}}_k + 2\delta_k \dot{\mathbf{r}}_k + \omega_{0k}^2 \mathbf{r}_k = \frac{e_k}{m_k} \mathbf{E}(t)$$

Где  $\delta_k$  - коэффициент затухания свободных колебаний электрона в результате излучения им вторичных волн. Для монохроматической волны  $E(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi)$  и случая слабого затухания частное решение уравнения имеет вид

$$\mathbf{r}_k(t) = \frac{e_k/m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} \mathbf{E}(t).$$

Отсюда следует, что

$$P_{\text{мол}} = \sum \frac{e_k^2 / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} E(t) = \alpha \epsilon_0 E(t)$$

Тогда коэффициент поляризуемости молекулы  $\alpha$  оказывается зависящим от характеристик составляющих ее электронов, а также от частоты электромагнитной волны:

$$\alpha = \frac{1}{\epsilon_0} \sum \frac{e_k^2 / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} = \alpha(e, m, \omega_{0k}, \omega).$$

Учитывая (2)- (4), получим, что *показатель преломления газа* равен

$$n^2 = \epsilon = 1 + \alpha = 1 + \alpha N = 1 + \alpha N_A \frac{\rho}{\mu} = 1 + \alpha \frac{P}{kT} = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \sum_k \frac{e^2 / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} \quad (5)$$

и зависит от а) его макроскопических характеристик: концентрации молекул  $N$  или молярной массы  $\mu$  и плотности  $\rho$  или давления  $P$  и температуры  $T$ ; б) строения его молекул (через свойство их поляризуемости): заряда  $e$  и массы  $m$  электрона, собственных частот  $\omega_{0k}$  колебаний электронов; в) а также от частоты  $\omega$  проходящей через газ световой волны, *причем через соотношение  $\omega$  и  $\omega_{0k}$  (например, вблизи  $\omega \approx \omega_{0k}$  наблюдается интенсивное поглощение света этой частоты; если  $\omega \gg \omega_{0k}$ , то  $n < 1$  и т.д.)*. Возможность рассчитать и объяснить физический смысл величин  $\omega_{0k}$  и  $\delta_k$ , определяемых внутренней структурой молекулы, дает квантовая теория взаимодействия света с веществом.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Перечислите закономерности явления прохождения света через границу раздела двух сред и поясните, как они определяется показателями преломления этих сред?
2. От чего зависит величина показателя преломления газов?
3. Как получить соотношение, связывающее фазовые скорости электромагнитной волны в разных средах с показателями преломления этих сред?
4. Может ли фазовая скорость электромагнитной волны в какой-либо среде быть больше скорости света в вакууме? Если нет, то почему? Если да, то при каких условиях?

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

**Основные положения теории интерференции света.** Для экспериментального изучения зависимости показателя преломления воздуха от его давления используется *интерференционный рефрактометр*. С помощью этого рефрактометра можно определить малые изменения  $n$  при изменении, например, температуры, давления, концентрации примесей и т.д. Принцип действия интерференционного рефрактометра основан на явлении интерференции света.

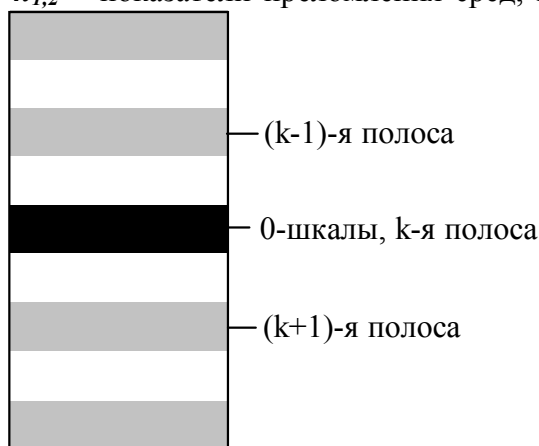
Пусть в некоторую точку наблюдения приходят две монохроматические электромагнитные волны равных частот  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  и одинаковым направлением колебаний векторов напряженности электрического поля  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ :

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01} \sin(\omega t - k_1 x_1 + \varphi_1),$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02} \sin(\omega t - k_2 x_2 + \varphi_2),$$

где  $x_1$  и  $x_2$  - расстояния от источников волн до точки наблюдения;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  - начальные фазы колебаний;  $k_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} = \frac{2\pi n_{1,2}}{\lambda_0}$  - волновые числа,  $\lambda_{1,2}$  - длины волн в средах;  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме;

$n_{1,2}$  - показатели преломления сред, в которых распространяются соответственно первая и



a)



б)

Рис. 4

наблюдается уменьшение интенсивности света. Такое явление перераспределения интенсивности света в пространстве, с ее увеличением в одних точках и уменьшением в других, называется

вторая волны. Интенсивность света, пропорциональная квадрату амплитуды результирующего колебания в данной точке, будет равна

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

где

$$\begin{aligned} \delta &= k_2 x_2 - k_1 x_1 + \varphi_2 - \varphi_1 = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 x_2 - n_1 x_1) + \varphi_2 - \varphi_1 = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta + \varphi_2 - \varphi_1 \end{aligned}$$

- разность фаз колебаний, а  $\Delta$  - оптическая разность хода волн в этой точке. Если разность фаз с течением времени непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, то среднее по времени значение косинуса  $\delta$  равно нулю, и  $I = I_1 + I_2$  вне зависимости от времени и точки наблюдения. Если разность фаз остается постоянной с течением времени, то и косинус  $\delta$  имеет постоянное во времени значение, которое зависит от положения наблюдаемой точки. В тех точках пространства, для которых  $\delta = 2\pi m$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$ , или оптическая разность хода (пусть  $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$ )  $\Delta = \frac{\delta}{2\pi} \lambda_0 = m \lambda_0$ , и

$\cos \delta = 1$ , происходит усиление интенсивности света. В тех же точках, в которые волны приходят с разностью фаз  $\delta = \pi + 2\pi m$ , или  $\Delta = \frac{(2m+1)\lambda_0}{2}$ , и  $\cos \delta = -1$ ,

*интерференцией*. Волны, у которых разность фаз колебаний в точках наблюдения остается постоянной во времени, называются *когерентными*.

На практике достаточно когерентные (согласованные) волны (см.[2, §4.2]) можно получить путем разделения (с помощью отражений, преломлений, диафрагм) волны, излучаемой одним источником, на две. Если сделать так, чтобы эти две части одной волны прошли разные оптические пути и затем наложились друг на друга, то при условии сохранения их когерентности волны будут интерферировать.

По этому принципу конструируются различные схемы двухлучевых интерферометров, один из которых используется в данной работе.

**Принцип действия интерференционного рефрактометра.** Распределение интенсивности света в интерференционной картине, наблюдаемой в зрительную трубу интерферометра, обуславливается распределением разности фаз или оптической разностью хода интерферирующих волн. Эта картина имеет вид чередующихся темных и светлых полос (рис.4, а). Например, темная полоса порядка  $k$  наблюдается в том месте, куда волны приходят с оптической

разностью хода, равной  $\Delta = \frac{(2k+1)\lambda}{2}$ , здесь и далее  $\lambda$  означает длину волны в вакууме. Пред-

ставим, что на участке пути длиной  $L$  одного из интерферирующих пучков лучей давление газа начнет увеличиваться, следовательно, будет увеличиваться и показатель преломления. В этом случае в каждой точке интерференционной картины у интерферирующих волн появится дополнительная оптическая разность хода  $L\Delta n$ , где  $\Delta n$  – изменение показателя преломления на данном участке. Теперь на месте  $k$ -ой полосы возникнет полоса  $k'$ -го порядка, для которой

справедливо равенство  $\Delta + L\Delta n = \frac{(2k'+1)\lambda}{2}$ . (рис.4, б). Пусть дополнительная оптическая раз-

ность хода  $L\Delta n = m\lambda$ , где  $m$  – некоторое число, тогда можно записать

$\Delta + L\Delta n = \frac{(2k+1)\lambda}{2} + m\lambda = \frac{(2k'+1)\lambda}{2}$ , откуда следует, что  $k'=k+m$  (на рис.4,б  $m=1$ ). Последнее

равенство означает, что интерференционная картина сместилась на  $m$  полос.

Определив в опыте число полос, на которое смещается интерференционная картина, из равенства

$$\Delta m = \frac{m\lambda}{L} \quad (6)$$

можно найти изменение показателя преломления, соответствующее заданному изменению давления  $\Delta P$ :

Теперь найдем связь между  $\Delta n$  и  $\Delta P$ . Равенство (4) можно записать в виде

$$n^2 - 1 = \frac{N_A \alpha \rho}{\mu} = \frac{\alpha P}{kT} \quad (7)$$

Показатель преломления воздуха незначительно превышает единицу (примерно на 0,0003). Поэтому для воздуха можно положить  $n^2 - 1 = 2 \cdot (n - 1)$ , тогда (7) запишется как

$$n - 1 = \frac{N_A \alpha \rho}{2\mu} = K \rho \quad \text{или} \quad \frac{(n-1)}{\rho} = K = const, \quad (8)$$

где  $K$  – постоянная Гладстона – Дейла, а также

$$n - 1 = \frac{\alpha P}{2kT} = C \cdot P \quad \text{или} \quad \frac{(n-1)}{P} = C = const, \quad (9)$$

где  $C$  – коэффициент пропорциональности между  $n$  и  $P$ . Изменение давления и соответствующее изменение показателя преломления также связаны линейно

$$\Delta n = C \Delta P \quad (10)$$

Определив экспериментально  $\Delta P$  и  $\Delta n$ , по построенному графику  $\Delta n = f(\Delta P)$  найдем коэффициент пропорциональности  $C$ . Зная  $C$ , начальное давление  $P_0$ , найдем значение показателя преломления воздуха при этом начальном давлении и комнатной температуре как

$$n_0 = 1 + C \cdot P_0 \quad (11)$$

Соотношения (8) и (9) применяют при экспериментальном изучении распределения плотности и давления газов, например, в аэродинамических и ударных трубах путем измерения показателя преломления.

### Схема устройства интерференционного рефрактометра.

Принципиальная схема устройства интерференционного рефрактометра, используемого в работе, показана на рис.5. Свет от источника S проходит через коллиматор КЛ и далее идет параллельным пучком лучей к прозрачной пластине 3, одна из граней которой является зеркальной (на рисунке показана штриховкой). Попадая на такую пластину, световой пучок разделяется на два почти равных по интенсивности пучка 1 и 2. Таким образом, от одного и того же источника S

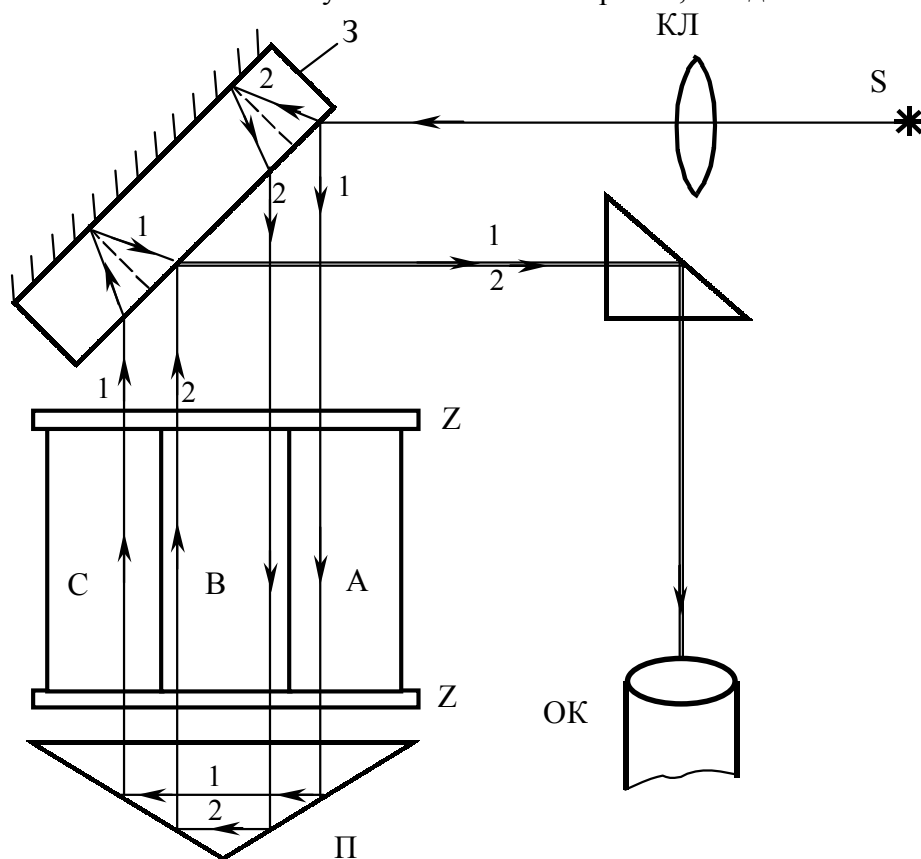


Рис. 5

получаются два когерентных пучка лучей, которые могут интерферировать между собой. проходит через камеру С. Камеры А и С заполнены воздухом при атмосферном давлении. Пучок 2 дважды проходит через камеру В, давление в которой может отличаться от атмосферного. Камеры А, В и С имеют одинаковую длину и закрыты пластинами Z. Оба пучка лучей, выйдя из камер В и С, вновь попадают на пластину 3, и отразившись от ее граней, сходятся в один световой пучок. Этот световой пучок попадает в окуляр ОК с отсчетной шкалой, через который наблюдается интерференционная картина, представляющая собой чередование темных и светлых полос.

Пучок 1 проходит через камеру А и затем, отражаясь от граней поворотной призмы П, Экспериментальная установка (см. рис.6) состоит из интерференционного рефрактометра (интерферометра) F, водяного манометра М, микрокомпрессора Д, ресивера R, служащего для сглаживания пульсаций давления от микрокомпрессора. На корпусе интерферометра размещены штуцер 1, с помощью которого камера В соединяется с ресивером R, окуляр 2 и штуцер 3, соединяющий камеру В с манометром М. Микровинт 5 служит для перемещения интерференционной картины в поле зрения окуляра. С помощью переключателя 4 возможно перемещение воздушной камеры В: положение «И» означает измерение, а положение «К» – контроль. Цифрой 6 обозначена осветительная лампа (источник света S).



Если закрыть кран К ресивера при работающем микрокомпрессоре, то давление в ресивере и одновременно в камере В интерферометра будет возрастать. Это приведет к изменению показателя преломления воздуха в камере В и, следовательно к сдвигу интерференционной картины, наблюдаемой через окуляр.

### МЕТОДИКА ВЫПОЛНЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА.

1. Включить источник света S интерферометра.
2. Открыть кран К ресивера R и дождаться, пока давление воздуха в камере В интерферометра не станет равным атмосферному давлению, а разность уровней воды в коленях манометра М не будет равна нулю.
3. Вращением окуляра 2 добиться максимальной четкости видимой интерференционной картины и шкалы.
4. Установить начало отсчета. Для этого переключатель 4 поставить в положение «К» и, наблюдая в окуляр за интерференционной картиной, медленным вращением микровинта 5 добиться совмещения наиболее темной полосы (для удобства отсчета) с нулевой отметкой шкалы. Перевести переключатель 4 в положение «И».
5. Включить микрокомпрессор в сеть. При этом кран К ресивера должен быть полностью открыт.
6. Постепенно закрывая кран К, добиться такой малой скорости смещения интерференционной картины, при которой можно успевать снимать и записывать показания  $h_1$  и  $h_2$  манометра, соответствующие сдвигу картины на полполосы, т.е. когда  $m$  равно 0,5; 1,0; 1,5; и т.д. Смещение картины на полполосы означает, что в том месте, где была, например, темная полоса, появится

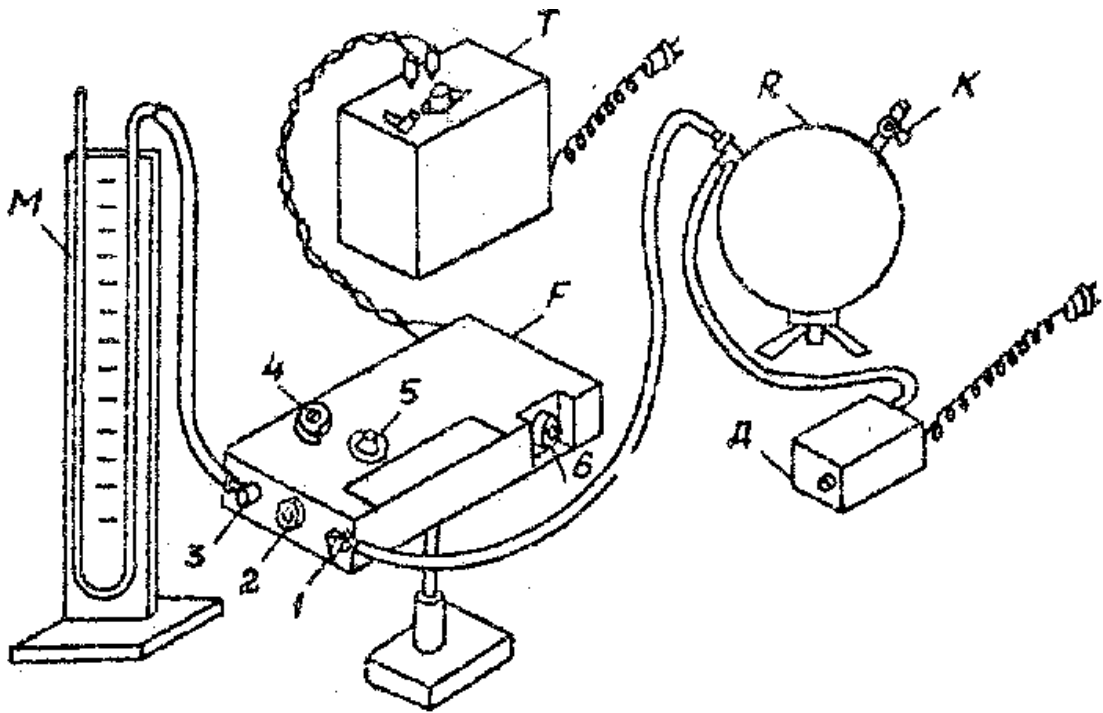


Рис. 6

ближайшая к ней светлая полоса. Значения  $m$  и соответствующие этому значению показания манометра  $h_1$  и  $h_2$  занести в таблицу. Так как при закрытии крана К давление воздуха в камере В будет возрастать, необходимо следить за тем, чтобы не произошло выбрасывания жидкости из манометра.

7. По формуле (6) определить изменение показателя преломления, соответствующее избыточному давлению  $\Delta P$  в камере В интерферометра, и результаты занести в таблицу.

L=..... см, $\lambda$ =..... мкм, T=..... К, $P_0$ =..... мм рт.ст.						
m	$h_2$ , мм	$h_1$ , мм	$\Delta P= h_2-h_1 $ , мм вод.ст.	$\Delta P$ , мм. рт.ст..	$\Delta n$	$n_0$

8. Построить график зависимости  $\Delta n = f(\Delta P)$ . По полученному графику определить значение коэффициента пропорциональности  $C$  (см. формулу (10)).

9. С помощью формулы (11) вычислить значение показателя преломления воздуха  $n_0$ , отвечающего исходному атмосферному давлению  $P_0$ . Давление  $P_0$  определяется по шкале барометра, которая проградуирована в миллиметрах ртутного столба. Длина хода лучей в камере интерферометра  $B$  (удвоенная длина камеры) и длина волны света указаны на установке.

10. Используя уравнения (8) и (9) и уравнение состояния идеального газа для связи  $p$  и  $T$ , получить расчетную формулу для постоянной Гладстона-Дейла и вычислить ее значение для комнатной температуры.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА.

1. Вычислить среднее арифметическое значение коэффициента  $C$

$$\langle C \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n C_i$$

где  $C_i = \frac{\Delta n_i}{\Delta P_i}$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ , здесь  $n$  – число опытов.

Сравнить полученное значение с найденным из графика.

2. Вычислить полуширину доверительного интервала  $\Delta C$ , принимая доверительную вероятность (надежность)  $P=0,95$ . Значение коэффициента Стьюдента  $t_{n-1,P}$  найти по соответствующей справочной таблице.

3. Результат представить в виде  $C = \langle C \rangle \pm \Delta C$ ,  $P=0,95$ ,  $\varepsilon = \Delta C / \langle C \rangle$ .

4. Для определения погрешности показателя преломления  $n$  воспользуемся правилом вычисления погрешностей косвенных измерений. Так как показатель преломления связан с давлением соотношением  $n_0 = 1 + C \cdot P_0$ , то следовательно

$$\Delta n = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial C}\right)^2 (\Delta C)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial P}\right)^2 (\Delta P)^2},$$

где  $\Delta P$  - приборная погрешность барометра,  $\frac{\partial n}{\partial C} = P_0$ ;  $\frac{\partial n}{\partial P} = C$ .

5. Результат представить в виде  $n_0 \pm \Delta n$ .

6. Произвести анализ и обработку результатов эксперимента методом статистического корреляционного анализа по компьютерной программе\*, имеющейся в лаборатории физпрактикума. При этом положить  $x_i = \Delta P_i$ ,  $y_i = \Delta n_i$ , проверить гипотезу о линейной зависимости между  $\Delta n$  и  $\Delta P$  при постоянной температуре; сделать выводы; найти коэффициент  $C$ .

#### Контрольные вопросы.

1. Что называется показателем преломления вещества? Чем определяется величина показателя преломления? Выведите формулы (5).
2. Какое явление называется интерференцией? При каком условии возможна интерференция?
3. Каков принцип действия интерференционного рефрактометра?
4. В чем состоит метод определения показателя преломления в данной работе?
5. Почему при изменении давления воздуха в камере  $B$  (рис.5) происходит сдвиг интерференционных полос?

#### Литература

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. - М.: Наука, 1985.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Книга 4. - М.: Наука, 1998.
3. Еркович С.П. Применение регрессионного и корреляционного анализа для исследования зависимостей в физическом практикуме. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 1994.

\* Компьютерную программу по обработке результатов измерений в соответствии с [3] составили студенты Д. Масленников (факультет "Э") и Н.Бобров (факультет "МТ")