МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Саровский физико-технический институт филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (СарФТИ НИЯУ МИФИ)

Кафедра общей физики

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Часть III ВОЛНЫ В УПРУГИХ СРЕДАХ. ОПТИКА

Учебно-методическое пособие

Составители: Е.Г. КОСЯК, П.Г. КУЗНЕЦОВ, О.Н. ЛЕБЕДЕВ, И.А. МАРТЫНОВА

Рекомендовано Научно-методическим советом Саровского физико-технического института (СарФТИ) НИЯУ МИФИ в качестве учебного пособия для студентов вузов

Саров 2023

УДК 535 Ф50

Физический практикум : Часть III : Волны в упругих средах. Оптика / Составители: Е.Г. Косяк, П.Г. Кузнецов, О.Н. Лебедев, И.А. Мартынова. – Саров: СарФТИ НИЯУ МИФИ, 2023. - 68 с.: ил. (в печатной версии А5).

Сборник лабораторных работ, выполняемых при изучении разделов «Волновая физика» и «Оптика» курса общей физики. Пособие предназначено для студентов СарФТИ НИЯУ МИФИ дневной и вечерней форм обучения.

© Саровский физико-технический институт (СарФТИ) НИЯУ МИФИ

ВОЛНЫ В УПРУГИХ СРЕДАХ

Краткая теория

Стоячие волны

Особым примером результата интерференции двух волн служат так называемые *стоячие волны*, образующиеся в результате наложения двух встречных волн с одинаковыми амплитудами.

Предположим, что две гармонические волны с одинаковыми амплитудами, длиной волны λ , частотой ω и волновым числом $k=2\pi/\lambda$, распространяются – одна в положительном направлении оси x, другая – в отрицательном направлении оси x. Если начало координат взять в такой точке, в которой встречные волны имеют одинаковые фазы, и выбрать отсчет времени так, чтобы начальные фазы оказались равными нулю, то уравнения обеих волн можно написать в следующем виде: для волны, идущей в положительном направлении оси x,

 $y_1 = a \cdot \cos(\omega t - kx)$

и для волны, идущей в отрицательном направлении оси *х*,

$$y_2 = a \cdot \cos(\omega t + kx)$$
.

Сложение этих двух волн дает $y = y_1 + y_2 = 2a\cos(kx) \cdot \cos \omega t$.

Здесь мы раскрыли значение косинусов от сложных аргументов и произвели сокращения. Множитель соs*ωt* показывает, что в точках среды возникает колебание с той же частотой *ω*, что и колебания встречных волн.

Множитель 2*a*cos*kx*, не зависящий от времени, выражает амплитуду *A* результирующего колебания; точнее – амплитуда, как величина существенно положительная, равна абсолютному значению этого множителя:

$$A = \left| 2a\cos kx \right|. \tag{1}$$

Таким образом, амплитуда колебания зависит от координаты *x*. Возникшее колебание носит название стоячей волны. В определенных точках амплитуда стоячей волны равна сумме амплитуд обоих слагаемых колебаний, такие точки называются пучностями, в других точках результирующая амплитуда равна нулю, эти точки называются узлами стоячей волны.

Определим координаты точек пучностей и узлов. Амплитуда, определяемая равенством (1), максимальна в точках, для которых

 $|\cos kx|=1$.

Отсюда положение пучностей определится условием $kx = \pm n\pi$, где n = 0, 1, 2,... Следовательно, координаты пучностей равны

(2)

$$x=\pm n\,\frac{\lambda}{2}\,,$$

где *n* = 0, 1, 2,...

Расстояние между соседними пучностями мы получим, если возьмем разность двух последовательных координат *x*, определяемых формулой (2), откуда $x_{n+1} - x_n = \lambda/2$, т.е. расстояние между двумя соседними пучностями равно половине длины тех волн, в результате интерференции которых образуется данная стоячая волна. Очевидно, в местах пучностей колебания обеих волн все время совершаются в одной фазе.

В узлах амплитуда результирующего колебания равна нулю, откуда по формуле (1) условие образования узлов:

$$\cos kx = 0$$
 или $kx = \pm (2n+1)\frac{\pi}{2}$,

следовательно, координаты узлов равны $x=\pm(2n+1)\lambda/4$, а значит, расстояние узла от ближайшей пучности равно $\lambda/4$, т.е. узлы и пучности отстоят друг от друга на четверть длины волны. Узлы образуются в тех местах, где колебания в обеих волнах всё время совершаются в противоположных фазах. Так как в данный момент времени множитель cosωt имеет для всех точек одинаковое значение, то все точки между двумя узлами колеблются в одинаковых фазах, т.е. одновременно достигают максимальных отклонений и одновременно проходят через положения равновесия и т. д. Точки, лежащие по обе стороны одного и того же узла, колеблются в противоположных фазах, т.е. одновременно достигают крайних, но противоположных по знаку смещений, проходят одновременно положение равновесия, но с противоположно направленными скоростями и т.д.

Образование стоячих волн происходит обычно при интерференции бегущей вперед и отраженной волн. Например, если один конец струны укрепить неподвижно, то отраженная в месте закрепления струны волна будет интерферировать с бегущей вперед и образовывать стоячую волну. Узловые точки, остающиеся при этом неподвижными, находятся друг от друга на расстоянии, равном половине длины бегущей волны; в месте закрепления струны, т.е. на границе, где происходит отражение волны, получается узел. Точно так же происходит образование стоячих волн в трубе, заполненной воздухом и закрытой твердой стенкой с одной стороны. Здесь отражение происходит от твердой стенки, и на границе так же образуется узел, так как слой воздуха непосредственно примыкающий к границе не участвует в волновом движении.

Вообще же говоря, на границе отражения может образоваться или узел, или пучность; это зависит от соотношения плотностей сред. Если среда, от которой происходит отражение, более плотная, чем среда, в которой распространяется волна, то на границе получается узел. Если среда, от которой происходит отражение, менее плотная, чем та, в которой распространяется волна, то на границе получается плотная, то на границе получается волна, то на границе получается волна, то на границе получается пучность.

Образование узла при отражении от более плотной среды объясняется тем, что волна, отражаясь от более плотной среды, в месте отражения меняет свою фазу на противоположную, тогда этом месте складываются колебания противоположных направлений, что и ведет к образованию узла.

Фаза меняется на противоположную на расстоянии половины длины волны, этот факт принято называть "потерей полволны".

Отражаясь от менее плотной среды, волна не меняет фазы в месте отражения, поэтому потери полволны не происходит. Благодаря этому фазы падающей и отраженной волн у границы одинаковы, и в этом месте получается пучность в результате сложения колебаний одинаковых фаз.

Собственные колебания

Выделим теперь участок струны, закрепив точки x=0 и $x = n\lambda/2 = n\pi/k$. Поскольку точки x=0 и $x=n\pi/k$ это узлы стоячей волны, а значит неподвижны, их закрепление ничего не меняет. Это означает, что ограниченная, закрепленная на концах струна длиной *l*, может совершать собственные колебания, имеющие характер синусоидальных стоячих волн с узлами на концах. На струне укладывается при этом целое число полуволн:

 $l = n\lambda/2 = n\pi u/\omega$, n = 1, 2, ... Здесь $u = \omega/k - фазовая$ скорость бегущей по струне волны.

Эти собственные колебания струны называют обертонами. Частоту *n*-го обертона легко вычислить:

$$\omega_n = \frac{n\pi u}{l}, \quad v_n = \frac{nu}{2l}.$$
(3)

Если частота внешней вынуждающей синусоидальной силы совпадает с частотой того или иного обертона возникает явление резонанса. При этом образуется стоячая волна того же вида, что и при соответствующем собственном колебании.

Приведенные выше рассуждения полностью применимы и к случаю звуковой волны, распространяющейся в слое воздуха, ограниченного с двух сторон стенками.

Скорость волны в струне

Найдем скорость распространения волны по струне, применяя элементарные рассуждения.

Представим струну большой, но конечной длины, натянутую горизонтально от источника *S* до приемника *Q*. Струна натянута, сила натяжения в ней *T* Ньютонов. Пусть в момент времени *t*=0, *S* начинает поднимать конец струны вертикально со скоростью *u* и этот подъем продолжается достаточно долго. В результате образуется излом, который перемещается по струне. Излом представляет собой волновое возмущение, распространяющееся вдоль струны со скоростью *u*, это и есть скорость волны. Спустя время *t* излом проходит вдоль струны путь *ut* (рис.1), а *S* поднимет конец струны на v*t*. За время Δt участок струны длиной $u\Delta t$ и массой $u\rho\Delta t$ (где ρ – линейная плотность струны) приобретет в *вертикальном* направлении импульс $\Delta p=uv\rho\Delta t$, и в соответствии со 2-м законом Ньютона, вертикальная сила равна $F=\Delta p/\Delta t=uv\rho$. Очевидно, что:

$$\frac{F}{T} = \frac{vt}{ut} = \frac{v}{u} = \frac{uv\rho}{T} , \text{ откуда}$$
$$u = \sqrt{\frac{T}{\rho}}.$$
(4)



Скорость звука

Скорость распространения упругих продольных волн в сплошной среде равна:

$$\mathbf{v} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \,, \tag{5}$$

где *Е* модуль Юнга среды, ρ – ее плотность. По определению, для деформируемого упругого стержня модуль Юнга

$$E = \frac{p_n}{\Delta L / L},$$

где p_n – усилие, т.е. величина, численно равная силе, отнесенной к единице поперечного сечения стержня, а $\Delta L/L$ – относительное удлинение. Для столба газа p_n должно быть заменено через добавочное давление Δp , вызывающее сжатие газа. Относительную линейную деформацию $\Delta L/L$ можно заменить относительной объемной деформацией $\Delta V/V$, так как мы полагаем, что столб газа сжимается лишь вдоль своей длины, не меняя своего поперечного сечения. Считая так же изменения объема и давления бесконечно малыми, обозначим их dV и dP. При этом мы должны иметь в виду, что увеличению давления (положительное dP) соответствует уменьшение объема, т.е. отрицательное dV. Таким образом имеем

$$E = -V \frac{dP}{dV}.$$

Звуковые колебания происходят настолько быстро, что сжатия и разрежения газа можно считать адиабатическими, поэтому изменение состояния газа удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$PV^{\gamma} = const$$

где $\gamma = C_p/C_V$.

Дифференцируя уравнение Пуассона, получим: $V^{\gamma}dP + \gamma V^{\gamma-1}PdV = 0$, откуда $\frac{dP}{dV} = -\gamma \frac{P}{V}$,

тогда $E = \gamma P$, и, подставляя это в (5), получим:

$$\mathbf{v} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \,.$$

Подставив сюда вместо плотности ρ ее значение через давление P, температуру газа T и его молярная масса μ :

$$\rho = \frac{P\mu}{RT},$$

где *R* – газовая постоянная, найдем

$$\mathbf{v} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \,. \tag{6}$$

Таким образом, для данного газа скорость распространения звуковых волн пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры *T* и не зависит от давления газа *P*.

Работа №1. Изучение собственных колебаний струны

Цель работы: Определение скорости поперечных волн в струне при различных значениях величины натяжения, изучение условий установления стоячей волны, получающейся в результате сложения волн, идущих в противоположных направлениях.

Оборудование: Рейка со струной, звуковой генератор, постоянный магнит, грузы.

Основное свойство струны – гибкость – является следствием ее большой длины по сравнению с поперечными размерами. Даже струны, изготовленные из жестких материалов, практически не сопротивляются изгибу, если размер изгибаемого участка значительно больше поперечного размера струны. Это позволяет в дальнейшем при рассмотрении струны не учитывать изгибные напряжения.

Горизонтально расположенная струна с закрепленными концами провисает в поле тяжести, если она плохо натянута. При увеличении натяжения струна вытягивается практически в прямую линию. Сила натяжения при этом значительно превосходит вес струны. Поэтому для прямой натянутой струны в дальнейшем силами тяжести будем пренебрегать.

Натянутая струна с жестко закрепленными концами удобна для изучения колебательных процессов. Это связано с тем, что в струне можно непосредственно наблюдать простейшие типы колебаний и волн, измерять их параметры и сравнивать результаты наблюдения с результатами теоретических расчетов.

Движение элементов струны может быть вызвано изменением ее формы или передачей ей импульса. Натяжение струны стремится вернуть её в начальное прямолинейное положение, и это приводит к тому, что возникает движение элементов струны. Возмущения бегут вдоль струны.

При заданной частоте *v* скорость волны $u = \lambda v$.

Описание эксперимента

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 2. На массивной металлической рейке 1 между опорами 2 и 3 натянута струна 4. Один конец струны закреплен в опоре 2. От нее струна проходит между полюсами магнита 5 и через опору 3 и неподвижный блок 6 соединяется с площадкой 7, на которую помещают грузы. Такое устройство необходимо для натяжения струны. К опорам 2 и 3 подводится переменный ток от звукового генератора 8. Движение струны вызывается силой Ампера, действующей на проводник с током в магнитном поле. Частота действия силы, раскачивающей струну, равна частоте колебаний тока в струне, т.е. частоте генератора.

В натянутой струне возникнут колебания и по ней побегут волны, которые отразятся от опор 2 и 3 и, сложившись друг с другом, создадут стоячую волну 9,10, если на длине струны уложится целое число полуволн.

В реальных условиях колебания струны существуют потери энергии, поэтому чтобы колебания струны происходили долго, нужно подводить энергию. В стационарном режиме подводимая энергия равна потерям энергии. В данной установке сила Ампера не только возбуждает, но и поддерживает колебания в струне.



Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Запрещается включать питание генератора без разрешения преподавателя.
- Не рекомендуется увеличивать мощность выходного сигнала генератора (ручка "Амплитуда") больше 30% от максимальной.

Порядок выполнения работы

- 1. Изучите установку. Магнит должен быть расположен на расстоянии около 10 см от правой опоры.
- 2. Нагрузите струну одним грузом, сняв остальные. Включите питание генератора, и установите частоту около 15 Гц.
- 3. Увеличивая частоту генератора, получите стоячие волны, соответствующие *n*=1,2... дойдя до *n*=6. При этом могут возникнуть колебания с другим количеством узлов и пучностей. Чтобы перейти к нужному обертону, коснитесь пальцем струны в том месте, где должен быть узел нужного обертона.
- 4. Проделайте указанные измерения при различных (не менее 3-х) натяжениях струны.

Обработка результатов

- 5. Постройте график зависимости частоты обертона *v_n* от *n*. По наклону прямой по формуле (3) определите скорость *u* бегущих волн при данном натяжении. Оцените погрешность результатов.
- 6. Зная натяжение струны *T*, определите линейную плотность струны. Оцените погрешность результатов.

Представление результатов работы

В заключении следует привести найденные значения линейной плотности струны *ρ* и скорости бегущих волн *u*, объяснить влияние натяжения струны на скорость волны.

Проанализируйте графики зависимости v_n (*n*), укажите причины отклонения экспериментальных точек от линейной зависимости.

Контрольные вопросы

- 1. Что такое стоячая волна? Как она образуется?
- 2. Вывести уравнение стоячей волны.
- 3. Чему равна скорость поперечных волн в струне?
- 4. Вывести выражение для потока энергии в стоячей волне.
- 5. Какова роль граничных условий при возникновении стоячих волн?
- 6. Что такое обертон?
- 7. Почему, по Вашему мнению, при одной и той же частоте генератора частоты могут возникать стоячие волны различных порядков?
- 8. Почему не слышно звука струны?
- 9. Что такое узлы и что такое пучности в стоячей волне?
- 10. Найти расстояние между соседними узлами в стоячей волне.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. : в 5 кн. Кн. 4. - М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2005.

2. Сивухин Д.В. Общий курс физики : в 5 тт. Том IV. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

Работа №2. Определение скорости звука

Цель работы: Измерение частоты колебаний и длины волны при резонансе звуковых колебаний в воздухе, заполняющем трубу, и определение скорости звука по данным проведенных измерений. **Оборудование:** Звуковой генератор, осциллограф, раздвижная труба.

Звуковая волна, распространяющаяся вдоль трубы, испытывает многократные отражения от ее концов. Если длина трубы *L* равна целому числу полуволн $L = n\lambda/2$, где λ – длина волны звука в трубе, n – целое число, то в трубе возникают стоячие волны и наступает резонанс.

Скорость звука v связана с его частотой ν и длиной волны λ соотношением v = $\nu\lambda$. (7)

Условия, при которых возникает резонанс, а момент его наступления легко видеть по резкому увеличению амплитуды синусоиды на экране осциллографа, можно подобрать двумя способами.

При постоянной длине трубы *L* плавно меняем частоту звукового генератора, а значит и длину волны. При различных длинах волн возникают последовательные резонансы:

$$L = \frac{\lambda_1}{2}n = \frac{\lambda_2}{2}(n+1) = \dots = \frac{\lambda_{k+1}}{2}(n+k),$$

c yuetom (7) имеем:
$$v_1 = \frac{v}{\lambda_1} = \frac{v}{2L}n, v_2 = \frac{v}{\lambda_2} = \frac{v}{2L}(n+1) = v_1 + \frac{v}{2L}, \dots,$$
$$v_{k+1} = \frac{v}{\lambda_{k+1}} = \frac{v}{2L}(n+k) = v_1 + \frac{v}{2L}k.$$

Теперь, если построить график зависимости частоты от номера резонанса, то по его наклону можно определить v/2L.

Не меняя частоту звукового генератора, а значит, не меняя длину волны звука, можно менять длину раздвижной трубы *L*. Ее длина постепенно увеличивается, и мы наблюдаем ряд последовательных резонансов, им соответствуют следующие значения длин раздвижной трубы:

$$L_n = n \frac{\lambda}{2}, \ L_{n+1} = (n+1) \frac{\lambda}{2}, \ \dots, \ L_{n+k} = (n+k) \frac{\lambda}{2}.$$

Соответственно построив график зависимости длины трубы от номера резонанса, по его наклону мы определим $\lambda/2$, и по формуле (7) найдем скорость звука.

Описание эксперимента

Экспериментальная установка показана на рисунке 3.



Рис.3. Схема экспериментальной установки

Звуковые колебания возбуждаются мембраной динамика, приводимой в движение переменным током от генератора, и улавливаются микрофоном, сигнал от которого поступает на осциллограф.

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Запрещается включать питание генератора без разрешения преподавателя.

Порядок выполнения работы

1. Изучите установку. Ручкой "Амплитуда" установите минимальный выходной сигнал и включите приборы.

2. Задайте начальную частоту генератора около 300 Гц (множитель "3" и "100", ручки регулировки в положении минимума). Амплитуду выходного сигнала подберите так, чтобы слышать негромкий звук динамика.

3. Не меняя длину трубы *L*, плавно увеличивайте частоту звукового генератора. Отмечайте частоты, при которых наступает резонанс. Проведите 4-5 измерений частоты.

4. Установив частоту звукового генератора от 2 до 4 кГц, отрегулируйте, при необходимости, громкость. Не меняя частоту, изменением длины раздвижной трубы найдите 4-5 последовательных резонанса. Запишите соответствующие длины трубы.

Обработка результатов

5. По формуле (6) найдите теоретическую величину скорости звука.

6. Постройте график зависимости частоты звука от номера резонанса, и график зависимости длины трубы от номера резонанса. Определите по графикам скорость звука. Оцените погрешность полученных результатов.

Представление результатов работы

В заключении следует привести найденные экспериментально значения скорости звука, сравнить их с рассчитанным теоретически.

Контрольные вопросы

- 1. От чего зависит скорость звуковых волн в газе?
- 2. Почему звук определенной частоты резонирует в трубе только определенной длины?
- 3. В каком газе скорость звука больше, в водороде или кислороде?
- 4. Могут ли в газе распространяться поперечные волны?
- 5. Вывести формулу скорости звука в газе.
- 6. Могут ли возникать стоячие звуковые волны?
- 7. Что находится на концах исследуемой трубы пучности, узлы или их комбинация?
- 8. Написать выражение для плотности потока энергии в сферической звуковой волне.
- 9. Вывести формулу скорости звука в твердом теле.
- 10. Как соотносятся скорости упругих волн в газах и твердых телах.

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. : в 5 кн. Кн. 4 : М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2005.

2. Сивухин Д.В. Общий курс физики : в 5 тт. Том IV. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

ОПТИКА

Введение

Оптика, точнее – физическая оптика, – есть раздел физики, изучающий свойства и физическую природу света, а также его взаимодействие с веществом. Под светом понимают не только видимый свет, но и примыкающие к нему широкие области спектра электромагнитного излучения – инфракрасную и ультрафиолетовую. Различные участки спектра электромагнитного излучения отличаются друг от друга длиной волны λ и, соответственно, частотой v – величинами, характеризующими не только волновые, но и квантовые свойства электромагнитного излучения. Электромагнитный спектр принято делить на радиоволны, инфракрасное, видимое, ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма-излучения. Эти участки спектра различаются не по своей физической природе, а по способу генерации и приёма излучения. Поэтому между ними нет резких переходов, сами участки перекрываются, а границы между ними условны.

Видимое, инфракрасное и ультрафиолетовое излучения составляют так называемую оптическую область спектра в широком смысле этого слова. Выделение такой области обусловлено не только близостью соответствующих участков спектра, но и сходством методов и приборов, применяющихся для её исследования и разработанных исторически, главным образом, при изучении видимого света (линзы и зеркала, призмы, дифракционные решётки, интерференционные приборы и пр.). Оптический спектр занимает диапазоны от условной границы инфракрасного излучения (λ =2мм, ν =1,5^{10¹¹}Гц) до условной коротковолновой границы ультрафиолета (λ =10⁻⁸м=10нм, ν =3^{-10¹⁶}Гц). Видимое излучение занимает интервал от λ =760нм (ν =0.39^{-10¹⁵}Гц) до λ =400нм (ν =0.75^{-10¹⁵}Гц). В оптической области спектра частоты ν уже перестают быть малыми по сравнению с собственными частотами атомов и молекул, а длины волн λ – большими по сравнению с размерами молекул и межмолекулярными расстояниями. Благодаря этому в этой области становятся существенными явления, обусловленные атомистическим строением вещества. По той же причине, наряду с волновыми, проявляются квантовые свойства света.

Следует заметить, что волновые и квантовые закономерности являются общими для всего спектра электромагнитного излучения. Только (в зависимости от длины волны) на первый план выступают разные явления, разные методы исследования и разные практические применения. Поэтому на оптику нельзя смотреть, как на замкнутую дисциплину, изучающую только оптическую область спектра, отделённую от других областей резкими границами. Закономерности и результаты, найденные в этих других областях, могут оказаться применимыми в оптической области спектра и наоборот.

Область явлений, изучаемая физической оптикой, весьма обширна. Оптические явления теснейшим образом связаны с явлениями, изучаемыми в других разделах физики, а оптические методы исследования относятся к наиболее тонким и точным. Поэтому неудивительно, что оптике на протяжении длительного времени принадлежала ведущая роль во многих фундаментальных исследованиях и развитии основных физических воззрений. Достаточно сказать, что обе основные физические теории текущего столетия – теория относительности и теория квантов – зародились и в значительной степени развились на почве оптических исследований.

Практическое значение оптики и её влияние на другие отрасли знания исключительно велики. Изобретение телескопа и спектроскопа открыло перед человеком удивительнейший и богатейший мир явлений, происходящих в необъятной Вселенной. Изобретение микроскопа произвело революцию в биологии. Фотография помогла и продолжает помогать чуть ли не всем отраслям науки. Изобретение лазеров открыло новые широчайшие возможности не только в оптике, но и её приложениях в различных отраслях науки и техники.

Простейшие оптические явления, например, возникновение теней и получение изображений в оптических приборах, могут быть поняты в рамках так называемой геометрической оптики, где можно пренебречь электромагнитной природой света и не рассматривать таких волновых его проявлений, как дифракция и интерференция. Основу геометрической оптики составляют четыре закона:

- 1) закон прямолинейного распространения света;
- 2) закон независимости световых пучков (лучей);
- 3) закон отражения света;
- 4) закон преломления света.

Для понимания более сложных явлений нужна уже физическая оптика, рассматривающая эти явления в связи с физической природой света. Физическая оптика позволяет, в частности, не только вывести все законы геометрической оптики, но и установить границы их применимости. Без знания этих границ формальное применение законов геометрической оптики может в конкретных случаях привести к результатам, противоречащим наблюдаемым явлениям.

Так, например, закон прямолинейного распространения света, утверждающий, что в однородной прозрачной среде свет распространяется прямолинейно, нарушается вследствие явления дифракции.

Закон независимости световых лучей, утверждающий, что лучи при пересечении не возмущают друг друга, не соблюдается при больших интенсивностях света, достигаемых с помощью лазеров.

Законы отражения и преломления также справедливы при соблюдении известных условий. В том случае, когда размер отражающего зеркала или поверхности, разделяющей две среды, мал, наблюдаются заметные отступления от указанных выше законов.

Однако, для обширной области явлений, наблюдаемых в обычных приборах, все перечисленные законы соблюдаются достаточно строго. Поэтому в весьма важном практическом разделе оптики – учении об оптических приборах – эти законы могут считаться вполне применимыми.

Работа №3. Фотометрия

Цель работы: Изучение количественных характеристик светового излучения, зависимости освещенности от расстояния для точечного источника света.

Оборудование: лампа накаливания, фотоэлемент с микроамперметром, оптическая скамья, рейтеры.

Краткая теория

Прежде чем рассматривать законы оптических явлений, мы должны составить себе представление об измерении света — фотометрии, которая сводится к измерению энергии, приносимой световой волной, или к измерению величин, так или иначе связанных с этой энергетической характеристикой.

Световые явления очень многообразны. Существует великое множество источников света, они могут быть точечными, могут быть протяженными, могут излучать в одном направлении или в разных, могут различаться по своему спектральному составу и т.д. и т.д.

Так же и приемники света. Их можно разбить на два основных класса.

1. Широкополосные, или неселективные, которые приблизительно одинаково реагируют на разные участки спектра. В основе их работы лежит тепловое действие света (термоэлементы). Для них применяется обычная система энергетических характеристик излучения. Поток энергии, переносимой светом, здесь называется потоком лучистой энергии, и он измеряется в обычных энергетических единицах Дж/с·м или Вт/м².

2. Селективные, работа которых основана на фотоэлектрическом и фотохимическом действиях света (глаз человека, фотоэлементы, фотоумножители), для которых вводится система световых величин и единиц, таких как люксы, люмены и т.д. Здесь мы говорим о световом потоке.

Хочется подчеркнуть: поток лучистой энергии и световой поток – разные физические величины. Зачем такие сложности?

Дело в том, что описывая поток энергии в энергетических величинах, мы не учитываем того обстоятельства, что зрение человека ограничено интервалом длин волн 380-780 нм. Совместное действие излучения на сетчатку глаза воспринимается как белый свет, а излучение, содержащее определенную длину волны (монохроматическое), воспринимается как цветное. Чувствительность среднего нормального человеческого глаза к свету разной длины волны различна и характеризуется кривой относительной спектральной чувствительности (кривой видности). Ее график показан на рис. 1, где V_{λ} относительная спектральная чувствительность. Наиболее чувствителен глаз к свету с длиной волны 555 нм (зеленая часть спектра). Для этой длины волны принято V_{λ} = 1.



При одинаковом потоке лучистой энергии оцениваемая зрительно интенсивность света других длин волн оказывается меньшей. Так, например монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 0.65$ мкм (красный цвет) субъективно нам будет казаться почти в пять раз менее ярким, чем зеленый, при одном и том же потоке энергии. Вне интервала видимых длин волн $V_{\lambda} = 0$.

ля характеристики интенсивности света с учетом его способности вызывать зрительное ощущение вводят понятие светового потока Ф. Поясним это на простом примере. Пусть у нас имеются две одинаковые площадки, освещенные светом разной длины волны, например зеленым и красным. И пусть поток лучистой энергии, падающий на эти площадки, будет одинаков. То есть на эти площадки падает в единицу времени одинаковая энергия, измеренная в джоулях. Но, из-за того, что глаз по-разному реагирует на свет разной длины волны, площадка, освещенная зеленым светом, будет казаться ярче. Если же измерять освещенность этих площадок в люменах, то освещенность «зеленой» площадки тоже будет больше, как и кажется глазу.

Поскольку источник света, вообще говоря, излучает по разным направлениям разное количество энергии, нам придется ввести характеристику, описывающую это обстоятельство – телесный угол.

Напомним, что телесный угол представляет собой часть пространства, ограниченного конической поверхностью и определяется отношением площади сферической поверхности на сфере единичного радиуса dS, заключенной внутри конус-угла с вершиной в центре сферы. Можно взять и сферу произвольного радиуса R, но тогда необходимо эту площадь поделить на квадрат радиуса этой сферы:

$$\Omega = dS/R^2$$

Единица телесного угла - стерадиан (ср). Максимальный телесный угол $\Omega = S/R^2 = 4\pi R^2/R^2 = 4\pi = 12.56$ ср.

Характеризуется телесный угол кроме величины еще и направлением, которое обычно задается в сферической системе координат.

Охарактеризуем выбранное направление углами широты θ и долготы φ в некоторой сферической системе координат (Рис. 2), Из рисунка явствует, что



В данной работе используется селективный приемник излучения - фотоэлемент, поэтому для характеристики оптического излучения применяются световые величины и единицы.

Основная фотометрическая величина в системе СИ – сила света источника *J*, измеряемая в канделах (кд). В качестве эталонного источника принято излучение абсолютно черного тела при температуре затвердевания чистой платины (2042 К). Кандела – это сила света, испускаемого с 1/60 см² в направлении нормали.

Еще одна характеристика излучающего тела – световой поток. Определяется как произведение силы света источника на величину телесного угла, в котором распространяется излучение:

$d\Phi = Jd\Omega$

За единицу светового потока принимают люмен (лм) – световой поток от точечного источника силой света 1кд, распространяющегося в пределах телесного угла 1ср.

Для характеристики освещенности применяется физическая величина, равная световому потоку, приходящему на единицу площади освещаемой поверхности:



Освещенность измеряется в люксах (лк): $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм/м}^2$.

Освещенность площадки $d\sigma$, создаваемую точечным источником, можно представить следующим образом (Рис. 3):

$$E = \frac{d\Phi}{d\sigma} = \frac{Jd\Omega}{d\sigma} = \frac{J\cos i}{R^2}$$

Т.е. освещенность обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника. Целью данной работы и является экспериментальная проверка этого соотношения.

Описание эксперимента

Экспериментальная установка состоит из оптической скамьи с набором рейтеров, источника света (лампа накаливания), фотометрического датчика и цифрового микроамперметра.

Лампа накаливания питается от источника напряжения 14 В, потребляя ток 0.15 А. Размеры нагретой нити достаточно малы, так что в проводимом эксперименте лампу можно считать точечным источником света.

Фотоэлемент представляет собой пластинку полупроводника размером 3x3 мм. Зависимость тока фотоэлемента от освещенности можно считать линейной, с коэффициентом пропорциональности 7.5[•] 10⁻ мкА/лк.

Ток измеряется микроамперметром, его предел измерения 20 мкА или 200 мкА выбирается переключателем под цифровым индикатором.

Проводя измерения, следует иметь ввиду, что лампа и фотоприемник закреплены на рейтерах так, что расстояние от нагретой нити до фотоэлемента будет на 5 см меньше, чем разность координат рейтеров.

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов.

Порядок выполнения работы

- 1. Получив допуск к выполнению работы, включить питание макета. Установить рейтер с лампой вблизи левого края оптической скамьи, записать его координату *x*_л.
- 2. Поместить рейтер с фотоприемником на минимальном расстоянии от лампы, кнопкой "Источник света" на блоке питания включить лампу и выбрать переключателем микроамперметра предел измерения 200 мкА.
- 3. Занести в таблицу значения тока *I*′ от координаты *x*, отодвигая фотоприемник с шагом 5 10 см. Когда ток фотоэлемента станет меньше 20 мкА, переключить микроамперметр на предел 20 мкА.

N⁰	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
x															
I'															
r															
r^2															
Ι															

4. Сняв зависимость тока от координаты, выключить лампу и записать значение фонового тока *I*_Ф.

Обработка результатов

- 5. Рассчитать расстояние *r* от нити лампы до фотоэлемента, учитывая смещение 5 см, согласно описанию эксперимента, рассчитать значения r^2 . Найти ток $I = I' I_{\Phi}$.
- 6. Согласно описанию эксперимента, найти освещенность фотоэлемента *H* для каждого значения *x*. Занести эти данные в таблицу.
- 7. Построить график зависимости $H(r^2)$.
- 8. Вычислить кпд источника света по световому потоку.

Представление результатов работы

В заключении следует привести найденное значение кпд источника света.

Проанализируйте графики зависимости $H(r^2)$, укажите причины отклонения экспериментальных точек от линейной зависимости.

Контрольные вопросы

- 1. Чем отличается световой поток от потока лучистой энергии?
- 2. Чем отличается облученность от освещенности?
- 3. Что такое кривая видности?
- 4. Имеются два монохроматических источника света, одинаковой мощности, один зеленый другой синий. Будут ли они казаться нам одинаковой яркости?
- 5. Имеются два монохроматических источника света, одинаковой мощности, один красный другой синий. Будут ли они казаться нам одинаковой яркости?
- 6. В чем заключается закон Ламберта?
- 7. Чему равны максимальный и минимальный телесные углы, под которыми виден фотоэлемент из источника света в данной работе?
- 8. Сформулируйте закон обратных квадратов.
- 9. Определить силу света точечного источника, полный световой поток которого равен 24 лм.
- 10. Точечный источник света, находящийся в вершине телесного угла 0,60 ср, излучает в него световой поток 120 лм. Определите силу света источника.

Литература

- 1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 3. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003.
- 4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002.

Работа №4. Изучение законов отражения и преломления света

Цель работы: Изучение законов геометрической оптики, определение показателя преломления и угла полного внутреннего отражения.

Оборудование: Полупроводниковый лазер, прозрачный полуцилиндр, поворотный столик.

Краткая теория

Длины воспринимаемых глазом световых волн очень малы (порядка 10⁻⁷ м). Поэтому распространение видимого света можно в первом приближении рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы и полагая, что свет распространяется вдоль некоторых линий, называемых лучами. Под лучом в физическом смысле этого слова понимают достаточно узкий световой пучок.

Когда луч света достигает плоской границы раздела двух прозрачных сред (рис.1), он частично проходит во вторую среду (преломляется), частично возвращается обратно (отражается).



Закон отражения света был известен ещё грекам и упоминается в сочинении Евклида (III век до н.э.). Установление его связано с употреблением полированных металлических поверхностей (зеркал), известных уже в очень отдалённую эпоху. Этот закон утверждает, что падающий луч AO и отражённый луч OA' лежат в одной плоскости с нормалью MN, проведённой к границе раздела сред через точку O падения луча (эта плоскость называется плоскостью падения), причём угол отражения β равен углу падения α (рис. 1а):

$$\beta = \alpha. \tag{1}$$

Закон преломления был установлен экспериментально в 1621г. голландским учёным Снеллиусом (1580-1626) и опубликован только после его смерти. Согласно закону преломления, преломлённый луч OA'' (рис. 1а) лежит в плоскости падения, причём отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления γ для рассматриваемых сред зависит только от длины световой волны, но не зависит от угла падения, т.е.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21} = const .$$
 (2)

Постоянная величина n_{21} называется относительным показателем преломления второй среды относительно первой. Показатель преломления среды относительно вакуума называют абсолютным показателем преломления этой среды. Для абсолютного показателя преломления среды n волновая теория даёт: n=c/v, где $c\approx 3\cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме, а v – скорость света в среде. Относительный показатель преломления n_{21} выражается через показатели преломления сред n_1 и n_2 соотношением

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

Если $n_{21} < 1$ ($n_2 < n_1$; среда "1" оптически более плотная, чем среда "2"), то может оказаться, что величина $\sin \gamma$, формально вычисленная по формуле (2), начнёт превосходить единицу, т. е. $\frac{\sin \alpha}{n_{21}} > 1$. Соответствующего угла преломления не существует. Поэтому преломлённый луч не возникает, а свет отражается полностью (рис 1б). Это явление называется полным внутренним отражением. Угол падения, при котором оно возникает, определяется условием $\alpha \ge \alpha_0$, причём

$$\sin \alpha_0 = n_{21}. \tag{3}$$

Величина *α*⁰ называется предельным углом полного отражения.

В настоящей лабораторной работе экспериментально проверяются соотношения (1) и (2) – законы отражения и преломления света, а также наблюдается явление полного отражения.

Описание эксперимента

Для изучения законов отражения и преломления света в настоящей лабораторной работе используется стеклянный полуцилиндр с матовой нижней поверхностью. Полуцилиндр помещают на круглый горизонтальный оптический столик так, чтобы середина плоской поверхности полуцилиндра совпала с центром диска (рис. 2). Узкий пучок света (луч лазера) направляют на боковую поверхность полуцилиндра перпендикулярно его поверхности. На плоской поверхности луч частично преломляется и частично отражается.

Оптический столик настраивают так, чтобы луч лазера скользил по его поверхности. В эксперименте измеряют углы отражения β и преломления γ . Изменение угла падения α осуществляется путём поворота столика вокруг вертикальной оси, перпендикулярной его поверхности. Для измерения углов на диске нанесены деления (цена деления 1°).

Измеренные значения углов α и β сравнивают и тем самым проверяют соотношение (1) – закон отражения света. По измеренным значениям углов α и γ вычисляют отношение sin α /sin γ . Если эти отношения одинаковы при различных значениях угла падения, то закон преломления (2) подтверждается.



В данном эксперименте можно наблюдать явление полного отражения. Увеличивая угол падения α можно заметить, что яркость отражённого луча растёт, в то время как яркость преломлённого луча падает. Начиная с некоторого угла падения α_0 , преломлённый луч исчезает.

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Запрещается включать питание лазера без разрешения преподавателя.
- Конструкция лазера не рассчитана на длительную работу, поэтому его необходимо включать на минимальное время.

Порядок выполнения работы

- 1. Включите лазер и отрегулируйте оптический столик так, чтобы луч лазера скользил по его поверхности.
- 2. Поместите на оптический столик прозрачный полуцилиндр так, как это описано выше. Поворачивая столик вокруг вертикальной оси на угол до 180°, измерьте углы отражения β и преломления γ при разных углах падения α. Результаты измерений занесите в таблицу 1.
- 3. Для раздела "стекло-воздух" более подробно исследуйте диапазон углов *α* от 0° до момента исчезновения преломленного луча (не мене пяти измерений углов *α*, *β* и *γ*). Результаты измерений занесите в таблицу 2.
- 4. Экспериментально определите угол α₀ полного отражения на границе раздела "стекло-воздух".

Обработка результатов

5. Для данных таблицы 2 постройте график зависимости sin γ от sin α и определите абсолютный показатель преломления стекла. Оцените погрешности полученного результата. (Показатель преломления воздуха можно принять равным единице). Оцените скорость распространения света в стекле.

6. По формуле (*3*) найдите теоретическую величину угла *α*₀ полного отражения на границе раздела "стекло-воздух".

Представление результатов работы

В заключение следует привести найденное экспериментально значение абсолютного показателя преломления стекла, сравнить его с табличным значением. Полученное экспериментально значение угла полного отражения α_0 сравните с рассчитанным по формуле (3).

Контрольные вопросы

- 1. Что такое "Геометрическая оптика"? Сформулируйте основные законы геометрической оптики.
- 2. В чём состоит явление полного отражения? При каких условиях оно возникает?
- 3. Под каким углом β к горизонту следует расположить плоское зеркало, чтобы солнечными лучами осветить дно вертикального колодца? Высота солнца над горизонтом составляет угол α=30°.
- 4. Плоское зеркало наклонено под углом α=45° к горизонтальной поверхности стола, на котором лежит книга. В какой плоскости будет изображение книги?
- 5. Какова должна быть минимальная высота плоского зеркала, висящего вертикально на стене, чтобы человек высотой 180 см мог видеть своё изображение в полный рост?
- 6. Почему палка, частично погружённая в воду, кажется изломанной в том месте, где она входит в воду?
- 7. Под каким углом световой луч падает на плоскую поверхность стекла, если отражённый и преломлённый лучи образуют между собой прямой угол? Скорость света в стекле *v*=2·10^{8 м}/_с.
- В дно озера вбита свая высотой H=4 м, выступающая из воды на h=1 м. Найти длину L тени сваи на дне озера, если лучи Солнца падают на поверхность воды под углом α=45°. Показатель преломления воды n=1,33.
- 9. Пловец, нырнувший с открытыми глазами, рассматривает из-под воды светящийся предмет, находящийся над его головой на расстоянии *h*=75 см от поверхности воды. Каково будет кажущееся расстояние *H* от поверхности воды до предмета?
- 10. На дне водоёма глубиной *h*=2м находится точечный источник света. На поверхности воды плавает деревянный диск так, что центр диска находится над источником света. При каком минимальном радиусе диска ни один луч не выйдет через поверхность воды?

Литература

- 5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 7. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003.
- 8. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002.

Работа №5. Определение фокусных расстояний собирающей и рассеивающей линз

Цель работы: Изучение линз и методов определения их фокусного расстояния. **Оборудование:** Фильмоскоп с кадром диафильма, собирающая и рассеивающая линза, экран, оптическая скамья, рейтеры.

Краткая теория

В большинстве реальных оптических систем содержится несколько преломляющих или отражающих сферических поверхностей. Оптическую систему называют центрированной, если центры всех поверхностей лежат на одной прямой, которую называют главной оптической осью системы.

Простейшей центрированной оптической системой является линза. Она представляет собой прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями (в частном случае одна из поверхностей может быть плоской) (рис.1).



Точки пересечения поверхностей линзы с её главной оптической осью называются вершинами преломляющих поверхностей. Расстояние между вершинами именуется толщиной линзы. Если толщиной линзы можно пренебречь по сравнению с меньшим из радиусов кривизны, ограничивающих линзу поверхностей, линза называется тонкой. Рассмотрением тонких линз мы и ограничимся.



В тонкой линзе вершины преломляющих поверхностей можно считать совпадающими в одной точке *O* (рис.2), которую называют оптическим центром линзы. Прямая, проходящая через оптический центр и не совпадающая с главной оптической осью, называется побочной или вспомогательной оптической осью.

Различают два типа линз: собирающие и рассеивающие. Лучи, идущие через собирающую линзу, отклоняются в сторону её главной оптической оси, а через рассеивающую линзу – в сторону от оси. В воздухе линзы, имеющие большую толщину в середине, чем по краям, являются собирающими, а более толстые у краёв, чем в середине, – рассеивающими. (Линзу можно представить как совокупность большого числа призм, а каждая призма отклоняет лучи к основанию).

Точка *F*, в которой пересекаются после преломления лучи, падающие на линзу параллельно её главной оптической оси, называется фокусом, а плоскость, проходящая через фокус и перпендикулярная главной оптической оси, – фокальной плоскостью. В случае собирающей линзы фокус действительный (рис. 3а), для рассеивающей линзы фокус мнимый (рис 3б), так как в точке *F* пересекаются не сами лучи, а их продолжения.



Если линза находится в однородной среде, то у неё имеются два фокуса по разные стороны линзы, расстояния до которых от оптического центра линзы (фокусные расстояния) одинаковы. Фокусные расстояния часто обозначают той же буквой F, что и фокусы. Фокусное расстояние тонкой линзы, как показывают расчеты, определяется соотношением

$$\frac{1}{F} = \frac{n - n_0}{n_0} (\pm \frac{1}{R_1} \pm \frac{1}{R_2}), \qquad (1)$$

где n – абсолютный показатель преломления вещества линзы, а n_0 – показатель преломления среды, в которой линза находится. (Если линза находится в воздухе, то $n_0 \approx l$). При этом знаки перед членами, содержащими радиусы кривизны R_1 и R_2 , берутся положительными для выпуклых поверхностей, отрицательными – для вогнутых. Линза, изображённая на рис. За, – собирающая, для этой линзы (в воздухе)

$$\frac{1}{F} = (n-1)(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}) > 0,$$

а линза на рис. 36 – рассеивающая, так как

$$\frac{1}{F} = (n-1)(-\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}) < 0.$$

Двояковыпуклая линза (рис. 3а), помещённая в оптически более плотную среду ($n_0 > n$), как показывает формула (1), становится рассеивающей, и, наоборот, двояковогнутая линза (рис. 3б) превращается в собирающую.

Величину, обратную фокусному расстоянию, называют оптической силой линзы. Её обозначают буквой *D*:

$$D = \frac{1}{F}$$
.

Оптическую силу D выражают в диоптриях (дптр). Оптической силой в 1 дптр обладает линза с фокусным расстоянием в 1 м. Для собирающих линз D>0, для рассеивающих линз D<0.



Если известно положение линзы и её фокусов, изображение *A* ' предмета *A* может быть найдено путём простых геометрических построений. Рис.4 иллюстрирует эти построения для собирающих и рассеивающих линз.

Если определять положение предмета и изображения по их расстояниям d и f, соответственно, от линзы, то легко установить соотношение между этими расстояниями и фокусным расстоянием линзы. Это соотношение называется формулой тонкой линзы и имеет вид:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F},\tag{2}$$

причём величины d, f и F могут быть как положительными, так и отрицательными. Для собирающей линзы F>0, для рассеивающей линзы F=-/F/<0. Если изображение действительное, то f>0, если мнимое, то f=-/f/<0. Наконец, d>0 в случае действительного предмета и d=-/d/<0 – в случае мнимого предмета, т.е. когда на линзу падает сходящийся пучок лучей.

Таким образом, измеряя расстояния |d| и |f| и применяя формулу тонкой линзы (2) можно экспериментально определить фокусное расстояние |F| линзы. Определению фокусных расстояний собирающей и рассеивающей тонких линз и посвящена настоящая лабораторная работа.

Описание эксперимента

Экспериментальная установка состоит из оптической скамьи с набором рейтеров и приспособлений, собирающей и рассеивающей линз, экрана, осветителя с прозрачной пленкой, рисунок на которой при измерениях играет роль предмета.

1. Для определения фокусного расстояния собирающей линзы на одном конце оптической скамьи устанавливают осветитель с рисунком, а на другом – экран. Между экраном и предметом помещают исследуемую линзу с неизвестным фокусным расстоянием *F*. Если расстояние между предметом и экраном превышает 4*F*, то всегда найдутся два таких положения линзы, при которых на экране получаются отчётливые изображения предмета (в одном случае уменьшенное, в другом – увеличенное). Из соображений симметрии ясно, что d=f' и f=d' (рис. 5).

Обозначая расстояние между предметом и экраном через L, а расстояние между двумя положениями линзы через l, получим: L=d+f, l=d'-d=f-d. Отсюда:

$$d = \frac{L-l}{2}, \ f = \frac{L+l}{2}.$$
 (3)

Подставляя (3) в формулу тонкой линзы (2), после несложных преобразований найдём:



Для определения фокусного расстояния собирающей линзы достаточно, таким образом, измерить расстояние *L* между предметом и экраном и расстояние *l* между двумя положениями линзы, при которых на экране получаются чёткие изображения.

Отметим, что фокусное расстояние линзы можно рассчитать и непосредственно по формуле (2) по измеренным значениям d и f. В этом случае оказывается существенно, чтобы указатель на рейтере линзы был расположен против её середины. В описанном выше методе измерений положение указателя не сказывается на результате измерений.

2. Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы затрудняется тем, что изображение предмета получается мнимым (при действительном источнике (рис. 4в)) и поэтому не может наблюдаться на экране. Эту трудность легко обойти с помощью вспомогательной собирающей линзы.

В начале опыта на оптической скамье помещают одну только вспомогательную линзу и получают на экране действительное изображение предмета. По линейке, расположенной на оптической скамье, отмечают положение S_1 этого изображения. Затем на пути лучей, выходящих из собирающей линзы, располагают исследуемую рассеивающую линзу (рис. 6). На неё падает пучок сходящихся лучей. Точка S_1 пересечения лучей играет по отношению к рассеивающей линзе роль мнимого источника.



Действительное изображение источника S переместится теперь в точку S_2 . Отмечая по линейке положение S_2 и координату рассеивающей линзы, определяют расстояния d и f, и вычисляют фокусное расстояние F в соответствии с формулой (2):

$$F = \frac{df}{d - f} \,. \tag{5}$$

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов. При необходимости, рейтер вместе с линзой снимается со скамьи.

Порядок выполнения работы

- 1. Ознакомьтесь с устройством экспериментальной установки и назначением приспособлений.
- 2. Включите осветитель. Убедитесь, что изображение предмета на экране получается при двух положениях линзы. Проведите для трех значений *L* измерения *l*, результаты занесите в таблицу:

N⁰	1	2	3
L			
l			
F			
σ_F			

3. Расположите экран от предмета на расстоянии 85 – 90 см, при помощи собирающей линзы получите резкое изображение предмета. Поместите исследуемую рассеивающую линзу между собирающей и экраном, задавая при этом расстояние *d*. Удаляя экран от предмета, снова получите чёткое изображение на расстоянии *f* от линзы. Повторите измерения для других значений *d*, занося результаты измерений в таблицу:

N⁰	1	2	3
d			
f			
F			
σ_F			

Обработка результатов

4. Определите фокусное расстояние линз по формулам (4) и (5), оцените погрешность. Найдите для обеих линз их оптическую силу.

Представление результатов работы

В заключение следует привести найденные экспериментально значения фокусного расстояния и оптической силы для каждой линзы.

Контрольные вопросы

- 1. Что такое линза? Какую линзу называют тонкой?
- 2. Что называют главным фокусом линзы? Выведите формулу (1) для фокусного расстояния тонкой линзы.
- 3. Выведите формулу тонкой линзы.
- 4. Что называют оптической силой линзы? Оцените оптические силы собирающей и рассеивающей линз, исследованных Вами.
- 5. Может ли двояковыпуклая линза иметь отрицательную оптическую силу, а двояковогнутая положительную?
- 6. Точечный источник света находится на главной оптической оси собирающей линзы. Построить его изображение.
- 7. Точечный источник света находится в главном фокусе рассеивающей линзы. Построить его изображение.
- 8. На каком расстоянии от собирающей линзы надо поместить предмет, чтобы расстояние между предметом и его действительным изображением было минимальным? Оптическая сила линзы *D* = +2 дптр.
- 9. Тонкая собирающая линза создаёт прямое изображение предмета высотой *h* = 0.5 см. Найдите высоту *H* изображения, если известно, что оно находится в фокальной плоскости линзы.
- 10. Докажите, что оптическая сила системы двух тонких линз, вплотную прижатых друг к другу, равна сумме оптических сил этих линз.

Литература

- 9.
- Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002. 10.
- 11.
- 12.

Работа №6. Определение длины волны света с помощью бипризмы Френеля

Цель работы: Изучение явления интерференции, определение длины волны света лазера. **Оборудование:** Полупроводниковый лазер, собирающая линза, бипризма Френеля, экран, оптическая скамья, рейтеры.

Краткая теория

В геометрической оптике исследуется только направление световых лучей. Вопрос о том, как протекает процесс распространения света, выходит за рамки геометрической оптики. Более глубоко свойства света рассматриваются в физической оптике. Свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведёт себя как электромагнитная волна, в других – как поток частиц (фотонов). В интерференции и дифракции проявляются волновые свойства света. В наши дни интерференция и дифракция света имеют важные практические применения, например в спектроскопии и метрологии. Остановимся на явлении интерференции света.

Сложение в пространстве волн, при котором образуется постоянное во времени распределение амплитуд результирующих колебаний, называется интерференцией. Интерферировать могут волны любой физической природы: звуковые, электромагнитные и т.д.

Получить интерференционную картину (чередование максимумов и минимумов освещённости) с помощью независимых источников света, например, двух электрических лампочек, невозможно. Включение ещё одной лампочки лишь увеличивает освещённость поверхности, но не создаёт чередования минимумов и максимумов освещённости. Причина этого в том, что световые волны, излучаемые различными источниками, не согласованы друг с другом. Для получения же устойчивой интерференционной картины нужны согласованные волны. Они должны иметь одинаковые длины волн, одинаковую поляризацию (т.е. векторы напряжённости электрического поля обеих волн должны иметь одинаковую пространственную ориентацию) и постоянную разность фаз в любой точке пространства. Такие согласованные волны с одинаковыми длинами волн, поляризацией и постоянной разностью фаз называются когерентными. Источники когерентных волн также называются когерентными.

Почти точного равенства длин волн от двух источников добиться нетрудно. Для этого достаточно использовать хорошие светофильтры, пропускающие свет в очень узком интервале длин волн. Но невозможно осуществить постоянство разности фаз от двух независимых источников. Атомы источников излучают свет независимо друг от друга отдельными "обрывками" (цугами) синусоидальных волн протяжённостью около трёх метров. И такие цуги волн от обоих источников налагаются друг на друга. В результате амплитуда колебаний в любой точке пространства хаотически меняется со временем в зависимости от того, как в данный момент цуги волн от различных источников сдвинуты друг относительно друга по фазе. Волны от различных источников некогерентны из-за того, что разность фаз волн не остаётся постоянной. (Исключение составляют квантовые источники света – лазеры, созданные в 1960 г.) Никакой устойчивой картины с определённым распределением максимумов и минимумов освещённости не наблюдается.

Френель (1788-1827) в 1816 г. показал, что можно получить две когерентные волны, использовав лишь излучение одного источника. Для этого необходимо испускаемое излучение разделить на два потока (путём отражения или преломления) и заставить их встретиться после того, как они пройдут различные пути r_1 и r_2 . Таким образом, мы заставим встретиться волны, вышедшие из одного и того же источника, притом, с таким малым запозданием одной относительно другой, что когерентность будет иметь место (обе группы волн принадлежат к одному акту испускания атома). В опыте Френеля с бипризмой когерентные волны получаются разделением светового пучка путём преломления в двойной призме (бипризме) с очень малыми преломляющими углами α (рис.1).



Свет от точечного монохроматического источника S проходит через бипризму E и освещает экран \Im так, как если бы у нас было два когерентных источника S_1 и S_2 (рис.1). Световые пучки, исходящие как бы из мнимых источников S_1 и S_2 , частично перекрываются, образуя зону интерференции. Интерференционная картина наблюдается на экране в виде светлых и тёмных интерференционных полос – максимумов и минимумов освещённости, соответственно.

Результат сложения колебаний, приходящих в точку *P* экрана от когерентных источников S_1 и S_2 , зависит от оптической разности хода $\Delta r = r_2 - r_1$, что показано на рис.2, в виде упрощённой схемы без бипризмы.



Условия экстремумов будут иметь такой вид:

 $\Delta r = \pm k\lambda$ (условие максимума освещённости), (1)

 $\Delta r = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}$ (условие минимума освещённости),

где *k*=0, 1, 2, 3, ... – порядок интерференционного максимума или минимума, λ – длина световой волны.

Расстояние между серединами соседних максимумов или соседних минимумов называется шириной интерференционной полосы Δx . Найдём эту ширину.

Можно показать, что в случае, когда преломляющий угол *α* призмы очень мал и углы падения на грань бипризмы невелики, все лучи отклоняются на практически одинаковый угол, равный

$$\gamma = (n-1)\alpha , \qquad (2)$$

где *n* – показатель преломления стекла, из которого изготовлена призма.

Угол падения лучей на бипризму невелик. Поэтому все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на одинаковый угол γ (рис. 1). Можно показать, что в этом случае мнимые источники S_1 и S_2 лежат в одной плоскости с источником *S* так, как показано на рис. 1. Из геометрии рисунка нетрудно найти расстояние *d* между источниками

$$d = 2\mathbf{a} \cdot tg \ \gamma$$
,

где а – расстояние от источника *S* до бипризмы.

Учитывая малость угла
$$\gamma$$
 и соотношение (2), получим:
 $d \approx 2a\gamma = 2(n-1)\alpha$ а. (3)

Предположим, что в точке P наблюдается интерференционный максимум *m*-го порядка, а в точке P' (рис.2; для точки P' оптическую разность хода лучей обозначим через $\Delta r'$) – соседний максимум (его порядок, очевидно, будет *m*-1).

Тогда, в соответствии с условием (1) можно записать $\Delta r = m\lambda$, $\Delta r' = (m-1)\lambda$. (4)

Ввиду малости угла β примем , что Sin β = tg β . Тогда из геометрии рисунка 2 нетрудно заметить, что

$$\frac{\Delta r}{d} = \frac{x}{l},\tag{5}$$

где l – расстояние между источником S и экраном, а x – расстояние от точки P до центра O экрана.

Аналогичное соотношение можно записать и для точки Р':

$$\frac{\Delta r}{d} = \frac{x}{l}.$$
 (6)
ения (5) уравнение (6) с учётом соотношен

Вычитая из уравнения (5) уравнение (6) с учётом соотношений (4), получим

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{\Delta x}{l},$$

где $\Delta x = x \cdot x'$ – расстояние между соседними максимумами освещённости, т.е. ширина интерференционной полосы. Принимая во внимание выражение (3) для расстояния *d*, окончательно получим ширину интерференционной полосы

$$\Delta x = \frac{l}{2a(n-1)\alpha} \cdot \lambda .$$
 (7)

Соотношение (7) позволяет экспериментально определить длину волны света. Этому и посвящена настоящая лабораторная работа.

Описание эксперимента

Принципиальная оптическая схема установки представлена на рис. 3.



Монохроматический световой пучок, излучаемый лазером, проходит через линзу Л, собирается в её фокусе F и падает на бипризму Б так, как если бы в точке F находился точечный источник света. На экране Э наблюдают интерференционную картину.

Для определения длины волны λ лазерного излучения необходимо измерить расстояния а и *l* (рис. 3) и ширину интерференционной полосы Δx . В соответствии с соотношением (7) длина волны λ рассчитывается по формуле

$$\lambda = \frac{2(n-1)\mathbf{a}\alpha}{l}\Delta x\,,\tag{8}$$

где величины *α* и *n* считаются известными и указаны на экспериментальной установке.

Для получения более наглядной интерференционной картины экран устанавливают на максимальном расстоянии от бипризмы. Расстояния а и l измеряют при помощи линейки, закреплённой на оптической скамье. Положение фокуса F линзы смещено от ее центра на величину фокусного расстояния. (Используемые собирающие линзы имеют фокусное расстояние около 50 мм). Ширину интерференционной полосы Δx измеряют при помощи миллиметровой шкалы экрана. Для увеличения точности измерений измеряется длина отрезка x_m , на котором помещаются m светлых или тёмных полос. Средняя ширина интерференционной полосы, очевидно, рассчитывается по формуле

$$\Delta x = \frac{x_m}{m}.$$

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов.
- Запрещается включать питание лазера без разрешения преподавателя.
- Конструкция лазера не рассчитана на длительную работу, поэтому его необходимо включать на минимальное время.

Порядок выполнения работы

- 1. Ознакомьтесь с устройством экспериментальной установки и назначением приспособлений.
- 2. Включите лазер и, регулируя положение бипризмы, получите чёткую интерференционную картину на экране наблюдения.
- 3. Изменяя расстояние а между бипризмой и источником (фокусом *F* линзы) и/или расстояние *l* между источником и экраном, проведите измерения *x_m*, занося результаты измерений в таблицу:

l	а	x_m	т	Δx	λ	σ_{λ}

Обработка результатов

4. Рассчитайте длину волны λ лазерного излучения по формуле (8). Оцените погрешность.

Представление результатов работы

В заключение следует привести найденное экспериментально значение длины волны лазерного излучения.

Контрольные вопросы

- 1. В чём состоит явление интерференции волн?
- 2. Почему не наблюдается интерференция световых волн, излучаемых двумя электрическими лампочками накаливания?
- 3. При каких условиях наблюдается интерференция световых волн от двух источников?
- 4. Какую роль играет бипризма Френеля в получении интерференционной картины?
- 5. Выведите формулы (2) и (7).
- 6. Как можно было бы определить длину волны λ в проделанном эксперименте, не зная величин *n* и α ?
- 7. От точечного монохроматического источника S_1 отодвигают точечный монохроматический источник S_2 (источники когерентны) до тех пор, пока в точке O на экране, где наблюдается интерференция, не наступает потемнение (рис.4). Расстояние между источниками S_1 и S_2 при этом равно l = 5 мм. Определите длину волны света, если источники находятся на расстоянии L = 50 м от экрана.



8. На рис. 5 изображена схема интерференционного опыта Ллойда. Точечный источник света S расположен на расстоянии *a*=20 см от левого края плоского зеркала. Длина зеркала *b*=10 см, высота h=10 см. Определите вертикальный размер интерференционной картины на экране, расположенном на расстоянии *L*=60 см от источника.



Рис. 5

9. Найти построением ход луча за собирающей тонкой линзой (см. рисунок 6а, где *OO'* - оптическая ось, *F* и *F'* — передний и задний фокусы).



10. Найти построением ход луча за рассеивающей тонкой линзой (см. рисунок 6б, где *OO'* - оптическая ось, *F* и *F'* — передний и задний фокусы).-

Литература

- 1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 3. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003.
- 4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002.

Работа №7. Определение радиуса кривизны линзы в интерференционном опыте с кольцами Ньютона

Цель работы: Изучение явления интерференции, определение радиуса кривизны линзы. **Оборудование:** Микроскоп с окуляр-микрометром, опак-иллюминатор, осветитель, оправка с плоской пластиной и исследуемой линзой.

Краткая теория

При падении световой волны на тонкую прозрачную пластину (или плёнку) происходит отражение от обеих поверхностей пластинки. В результате возникают две когерентные световые волны, которые при известных условиях могут интерферировать.

В интерференционном опыте Ньютона роль тонкой плёнки, от поверхности которой отражаются когерентные волны, играет воздушный зазор между соприкасающимися друг с другом плоскопараллельной толстой стеклянной пластиной и плосковыпуклой линзой (рис.1).



Падающая световая волна

Рис. 1

При нормальном падении света интерференционная картина, наблюдаемая в отражённом свете, представляет собой систему концентрических светлых и тёмных колец, получивших название *колец Ньютона*. Центры колец находятся в точке касания выпуклой поверхности линзы с плоскопараллельной пластиной, причём в центре интерференционной картины наблюдается тёмное пятно (рис. 2).



Найдём радиусы r колец Ньютона в случае падения света по нормали к плоской поверхности линзы и пластинке. В этом случае оптическая разность хода Δ_0 отражённых волн "1" и "2" равна удвоенной толщине h воздушного зазора (рис. 1). Из геометрии рис. 1:

$$R^{2} = (R-h)^{2} + r^{2} \approx R^{2} - 2Rh + r^{2}, \qquad (1)$$

где R- радиус кривизны линзы, r – радиус окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор h. Ввиду малости h мы пренебрегли величиной h^2 по сравнению с величиной 2Rh. В соответствии с (1) : $h = r^2/2R$.

Чтобы учесть возникающее при отражении от пластины изменение фазы на π при вычислении разности хода Δ , надо к величине $\Delta_0 = 2h$ прибавить $\lambda/2$. В результате получится:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad . \tag{2}$$

В точках, для которых $\Delta = m\lambda$, возникают максимумы, а в точках, для которых $\Delta = (m-0.5)\lambda$, возникают минимумы интенсивности света. С учётом этого и формулы (2) для радиусов светлых r_m и тёмных r'_m интерференционных колец имеем:

$$r_{m} = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda R},$$

$$r'_{m} = \sqrt{(m - 1)\lambda R},$$
(3)
(4)

где $m = 1, 2, 3, \ldots$ — порядковый номер колец.

Соотношения (3) и (4) позволяют в эксперименте определить радиус кривизны R линзы по измеренным значениям радиусов светлых и тёмных колец при известной длине волны λ света. Определению радиуса кривизны линзы в интерференционном опыте с кольцами Ньютона и посвящается настоящая лабораторная работа.

Описание эксперимента

Экспериментальная установка состоит из микроскопа, монохромного осветителя, оправки, с закреплёнными в ней плоскопараллельной пластиной и исследуемой плосковыпуклой линзой, прижатыми друг к другу.

На тубусе микроскопа внизу укреплен опак-иллюминатор, представляющий собой трубку с боковым окном. Внутри трубки закреплена под углом 45° к оси микроскопа стеклянная пластинка. Свет с длиной волны λ =430нм попадает на линзу после отражения от этой пластинки. Интерференционная картинка наблюдается в окуляр-микрометр микроскопа. Перемещая по столику оправку и настраивая микроскоп, добиваются наблюдения чёткой интерференционной картины. Измерение радиусов светлых и тёмных колец производится при помощи окулярного микрометра, цена деления его шкалы зависит от установленного увеличения микроскопа.

Из формул (3) или (4) можно определить R. Так как вследствие упругой деформации стекла невозможно добиться идеального соприкосновения сферической линзы и плоской пластинки в одной точке, то более правильный результат получится, если вычислять R по разности радиусов двух темных или двух светлых колец r_m и r_n . Тогда окончательная формула, справедливая как для темных, так и светлых пар колец, будут иметь следующий вид:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m-n)\lambda} \ . \tag{5}$$

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов.
- Запрещается самостоятельное перемещение оправки с линзой в горизонтальной плоскости.

Порядок выполнения работы

- 1. Ознакомьтесь с устройством микроскопа и его настройкой. Включите осветитель.
- 2. Настройте микроскоп и добейтесь наблюдения чёткой интерференционной картины. Вращая микрометрический винт, совместите перекрестие окуляр-микрометра с центром интерференционной картины. Запишите координату центра.
- Проведите измерения радиусов светлых (или тёмных) интерференционных колец. Результаты измерений занесите в таблицу. Здесь x_m – координата соответствующего кольца в делениях окуляр-микрометра, а r_m – радиус кольца в мкм.

т	1	2	3	4	5	6
x_m						
r_m						
R						

Обработка результатов

- 4. Для каждой пары значений радиусов *r*_m рассчитайте по формуле (5) значение *R* радиуса кривизны линзы.
- 5. Рассчитайте среднее значение R радиуса кривизны линзы и оцените погрешность σ_R . Окончательный результат измерений запишите в виде: $R = \overline{R} \pm \sigma_R$.

Представление результатов работы

В заключение следует привести найденное экспериментально значение радиуса кривизны линзы.

Контрольные вопросы

- 1. В чём состоит явление интерференции волн?
- 2. Какую роль играет воздушный зазор между выпуклой поверхностью линзы и стеклянной пластиной в проделанном эксперименте?
- 3. Что мы называем кольцами Ньютона?
- 4. Почему в центре исследованной Вами интерференционной картины наблюдается тёмное пятно?
- 5. При каких предположениях выведены формулы (3) и (4)? Выведите эти формулы.
- 6. Почему ширина колец убывает с увеличением порядка?
- 7. Почему при расчёте интерференционной картины не учитывают отражение от передней (плоской) поверхности линзы?
- 8. Как расположены кольца Ньютона в проходящем свете?
- Что произойдет с кольцами Ньютона, если промежуток между линзой и пластинкой заполнить жидкостью с n_{жид} > n_{возд}?
- 10. Какую интерференционную картину называют «кольцами Ньютона»?

Литература

- 13. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 14. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 15. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003.
- 16. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002.

Работа №8. Изучение дифракции света на щели

Цель работы: Изучение явления дифракции, определение ширины щели. **Оборудование:** Полупроводниковый лазер, тонкая щель, экран с миллиметровой сеткой, оптическая скамья, рейтеры.

Краткая теория

Дифракцией света называется совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями (например, при прохождении через отверстия в непрозрачных экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т.д.). В более узком смысле под дифракцией понимают явление огибания светом малых препятствий и проникновения света в область геометрической тени, т.е. отклонения от законов геометрической оптики.

Огибание препятствий звуковыми волнами (т.е. дифракция звуковых волн) наблюдается постоянно в обыденной жизни. Для наблюдения дифракции световых волн необходимо создание специальных условий. Дело в том, что волны отклоняются от прямолинейного распространения на заметные углы только на препятствиях, размеры которых сравнимы с длиной волны, а длина световой волны очень мала.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции (сложения) волн. По историческим причинам перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных источников, принято называть интерференцией волн. Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть дифракцией волн. Поэтому говорят, например, об интерференционной картине от двух узких щелей (источников) и о дифракционной картине от одной щели.

С точки зрения волновой теории свет представляет собой электромагнитную волну. В электромагнитной волне колеблются векторы напряжённостей *E* и *H* электрического и магнитного полей, соответственно. Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями электрического поля. В соответствии с этим говорят о световом векторе, подразумевая под ним вектор напряжённости электрического поля в световой волне. Амплитуду колебаний светового вектора обозначим буквой *A*. Соответственно, изменение во времени и пространстве проекции светового вектора на направление, вдоль которого он колеблется, будет описываться уравнением

$$E = A\cos(\omega t - kr + \alpha_0).$$
 (1)

Здесь *k*– волновое число ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$, где λ – длина волны света); ω – циклическая частота ($\omega = 2\pi v$, где v – частота волны); r – расстояние, отсчитываемое вдоль направления распространения световой волны; α_0 – начальная фаза. Для плоской волны, распространяющейся в непоглощающей среде, A = const, для сферической волны A убывает как $\frac{1}{r}$.

Проникновение световых волн в область геометрической тени объясняется с помощью принципа Гюйгенса-Френеля, согласно которому каждый элемент волновой поверхности *S* (рис.1) служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна величине элемента *dS*.



Амплитуда сферической волны, как уже отмечалось, убывает с расстоянием r от источника по закону $\frac{1}{r}$. Следовательно, от каждого элемента dS волновой поверхности в точку P, лежащую перед этой поверхностью, приходит колебание

$$dE = K \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0).$$
⁽²⁾

В этом выражении $\alpha = (\omega t + \alpha_0) - \phi$ аза колебания в месте расположения волновой поверхности *S*, *k* – волновое число, *r* – расстояние от элемента поверхности *dS* до точки *P*. Множитель *a*₀ определяется амплитудой светового колебания в том месте, где находится элемент *dS*. Коэффициент *K* зависит от угла φ между нормалью *n* к площадке *dS* и направлением от *dS* к точке *P*. При φ =0 этот коэффициент максимален, при φ =90⁰ он обращается в нуль.

Результирующее колебание в точке *P* представляет собой суперпозицию колебаний (2) вторичных источников, взятых по всей волновой поверхности *S*:

$$E = \int_{S} K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS .$$
(3)

Сказанное означает, что при вычислении амплитуды колебания, порождаемого в точке *P* световой волной, распространяющейся от реального источника, можно заменять этот источник совокупностью вторичных источников, расположенных на волновой поверхности. В этом и состоит принцип Гюйгенса-Френеля, аналитическим выражением которого является формула (3).

Проиллюстрируем применение принципа Гюйгенса-Френеля на следующем примере. Пусть на бесконечно длинную щель (практически достаточно, чтобы длина щели была во много раз больше, чем её ширина) падает плоская световая волна (рис.2).



Найдём амплитуду световых колебаний в точке *P*, находящейся на удалённом экране наблюдения. Для этого, в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля, разобьем открытую часть волновой поверхности на параллельные краям щели элементарные зоны ширины *dx*.

Ограничившись рассмотрением не слишком больших углов φ (рис.2), можно коэффициент *K* в формуле (2) считать постоянным. Расстояние *r* от каждой элементарной зоны до точки *P* будет примерно одним и тем же при условии, что ширина щели *b* много меньше расстояния *L* от щели до экрана. Тогда амплитуда колебания, возбуждаемого зоной в любой точке экрана, будет зависеть только от площади зоны. Эта площадь пропорциональна ширине зоны *dx*. Следовательно, амплитуда *dA* колебания *dE*, возбуждаемого зоной ширины *dx* в любой точке экрана, имеет вид *dA* = *Cdx*, где *C* = *const*.

Обозначим алгебраическую сумму амплитуд колебаний, возбуждаемых в некоторой точке экрана всеми зонами, через A_0 . Её можно найти, проинтегрировав dA по всей ширине щели b:

$$A_0 = \int dA = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} Cdx = Cb$$
.

Отсюда $C = \frac{A_0}{b}$ и, следовательно, $dA = \frac{A_0}{b}dx$.

Теперь определим фазовые соотношения между колебаниями dE. Сопоставим фазы колебаний, возбуждаемых в точке Р элементарными зонами с координатами 0 и х (рис. 2). Разность фаз между рассматриваемыми колебаниями образуется на пути Δ , равном $x \sin \varphi$. Если фазу колебания, возбуждаемого элементарной зоной, находящейся в центре щели, положить равной ωt (что соответствует выбору начальной фазы $\alpha_0 = kr$), то фаза колебания, возбуждаемого зоной с координатой x, будет равна

$$\alpha = \omega t - 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi.$$

Таким образом, колебание, возбуждаемое элементарной зоной с координатой x в точке P, положение которой на экране определяется углом ϕ , может быть представлено в виде:

$$dE = \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi) dx.$$

Проинтегрировав это выражение по всей ширине щели, найдём результирующее колебание, возбуждаемое в точке Р открытым участком волновой поверхности:

$$E = \int dE = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi) dx = \begin{bmatrix} A_0 \frac{\sin(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda})}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \end{bmatrix} \cos(\omega t).$$

.

Модуль выражения, стоящего в квадратных скобках, даёт амплитуду А₀ результирующего колебания в точке P, положение которой определяется углом ϕ :

$$A_{\varphi} = \left| A_0 \frac{\sin(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda})}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \right|.$$
(4)

Для точки, лежащей против середины щели, $\phi=0$ и, следовательно, амплитуда будет равна A_0 . Этот результат можно получить более простым путём. При $\varphi=0$ колебания от всех элементарных зон приходят в точку Р в одинаковой фазе.

Поэтому амплитуда результирующего колебания равна алгебраической сумме амплитуд складываемых колебаний.

При значениях ϕ , удовлетворяющих условию:

$$\sin \varphi = \pm m \frac{\lambda}{b}, \ (m = 1, 2, 3...) \tag{5}$$

амплитуда А_ф обращается в нуль. Таким образом, условие (5) определяет положение тёмных полос (минимумов интенсивности). Положение световых полос (максимумов интенсивности) можно приближённо определить, считая, что они находятся посередине между соседними тёмными полосами:

$$\varphi_0^{\prime} = 0; \quad \sin \varphi_m^{\prime} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{b}, (m = 1, 2, 3, ...)$$
 (6)

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды. Следовательно, в соответствии с (4)

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda})}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)^2},$$
(7)

где I_0 интенсивность в середине дифракционной картины (против центра щели), I_{φ} – интенсивность в точке, положение которой определяется данным значением ϕ .

График функции (7) изображён на рис. 3. По оси абсцисс отложены значения sin ϕ , по оси ординат - интенсивность *I*_o.



Количество минимумов интенсивности определяется отношением ширины щели b к длине волны λ . Модуль sin φ не может превосходить единицу. Поэтому:

$$\frac{m\lambda}{b} \le 1$$
, откуда $m \le \frac{b}{\lambda}$.

При ширине щели, меньшей длины волны, минимумы вообще не возникают. В этом случае интенсивность света (освещённость экрана наблюдений) монотонно убывает от середины дифракционной картины к её краям.

В заключение отметим, что при вычислении разности хода Δ мы считали лучи, приходящие в точку *P* от различных элементарных зон открытой волновой поверхности, практически параллельными. Можно показать, что подобное допущение оправдано при соблюдении условия:

$$\frac{\lambda L}{b^2} \gg 1. \tag{8}$$

Рассмотренный случай дифракции на щели (при выполнении условия (8)) носит название дифракции в параллельных лучах или дифракции Фраунгофера. Экспериментальному исследованию дифракции Фраунгофера на щели и посвящена настоящая лабораторная работа. В частности, Вам предстоит определить ширину щели по наблюдаемой дифракционной картине.

Описание эксперимента

Экспериментальная установка состоит из оптической скамьи с набором рейтеров и приспособлений, источника монохроматического излучения (лазера), калиброванной щели и экрана наблюдения. Принципиальная оптическая схема установки представлена на рис. 4.



В лабораторной работе определяется ширина щели по измеренным положениям y_m максимумов освещённости на экране (рис.4). Наблюдение дифракционной картины производится в области дифракции Фраунгофера, где выполняется условие (8) и справедливы формулы (5) – (7).

В соответствии с (6) ширина щели рассчитывается по формуле:

$$b = (m + \frac{1}{2})\lambda \frac{L}{y_m}, m = 1, 2, 3...,$$
 (9)

где λ =0.63·10⁻⁶ м – длина волны лазерного излучения. Здесь мы учли, что для малых углов φ'_m :

$$\sin \varphi_m^{\prime} \approx tg \varphi_m^{\prime} = \frac{y_m}{L},$$

где расстояние *L* от щели до экрана измеряется при помощи линейки, закреплённой на оптической скамье, либо при помощи измерительной рулетки (в случае, если экран выносится за пределы скамьи для получения более наглядной картины).

По полученным значениям b для различных порядков m дифракционных максимумов находится среднее значение \overline{b} и оценивается погрешность.

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов.
- Запрещается включать питание лазера без разрешения преподавателя.
- Конструкция лазера не рассчитана на длительную работу, поэтому его необходимо включать на минимальное время.

Порядок выполнения работы

- 1. Включите лазер и, регулируя положение щели, получите на экране чёткую дифракционную картину. Запишите расстояние *L*.
- 2. Пользуясь миллиметровой разметкой на экране, определите координаты четырех последовательных максимумов освещенности. За ноль принимается центр нулевого максимума (светлая область в середине дифракционной картины), измеряются расстояния до центра соответствующей светлой области влево и вправо. Если отсчеты влево и вправо не равны, за *y_m* берется среднее арифметическое.
- 3. Изменяя L, еще два раза повторите измерения п.2.

Обработка результатов

- 4. Рассчитайте по формуле (9) ширину щели b.
- 5. Найдите среднее значение \overline{b} и оцените погрешность. Запишите окончательный результат измерений ширины щели в виде: $b = \overline{b} \pm \Delta b$.

Представление результатов работы

В заключение следует привести найденное экспериментально значение ширины щели.

Контрольные вопросы

- 1. Что называют дифракцией? При каких условиях наблюдается дифракция световых волн?
- 2. В чём состоит принцип Гюйгенса-Френеля?
- 3. Получите формулу (4), применяя принцип Гюйгенса-Френеля.
- 4. Какую дифракцию называют дифракцией Фраунгофера? Выполняется ли условие (8) в Вашем эксперименте?
- 5. Во сколько раз интенсивность главного максимума дифракции Фраунгофера на щели больше интенсивности максимума первого порядка?
- 6. На прямую щель в плоском непрозрачном экране падает плоская монохроматическая световая волна перпендикулярно этому экрану. Найдите длину волны λ, если угловая ширина главного дифракционного максимума составляет φ₀=0.8⁰. Ширина щели *b*=0.1мм. Дифракция наблюдается в дальней зоне, где выполняется приближение Фраунгофера.
- На удалённом большом экране наблюдается дифракция Фраунгофера от щели шириной b=0.01мм. Сколько дифракционных полос можно наблюдать на экране, если длина волны падающего на щель света λ=0.63·10⁻⁶ м?
- 8. Чем отличается дифракция Френеля от дифракции Фраунгофера. Какой тип дифракции наблюдается в работе.
- 9. Под какими углами наблюдаются дифракционные минимумы и максимумы. Все ли максимумы одинаковой ширины?
- 10. Что такое геометрическая и оптическая разности хода волн?

Литература

- 17.
- Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002 18.
- 19.
- 20.

Работа №9. Изучение дифракции света на решетке

Цель работы: Изучение явления дифракции, определение периода дифракционной решетки. **Оборудование:** Полупроводниковый лазер, дифракционная решетка, экран с миллиметровой сеткой, оптическая скамья, рейтеры.

Краткая теория

Прозрачной дифракционной решёткой называется совокупность большого числа параллельных, одинаковых по ширине и отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей, разделённых непрозрачными промежутками (рис.1). Расстояние *d* между серединами соседних щелей называется периодом решётки.



Дифракционные решётки обычно применяются в таких условиях, когда имеет место дифракция Фраунгофера, т.е. когда на решётку падает плоская световая волна, а точка наблюдения находится практически в бесконечности (рис.2). В этом случае направление, в котором производится наблюдение, определяется углом φ между нормалью к решётке и направлением лучей.

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля распределение интенсивности в дифракционной картине определяется суперпозицией вторичных волн, приходящих в точку наблюдения от разных щелей дифракционной решётки. При этом амплитуды всех интерферирующих волн при заданном угле φ практически одинаковы, а разность фаз волн, "испускаемых" соседними щелями, составляет:

$$\Delta \Phi = 2\pi \frac{d \cdot Sin \varphi}{\lambda}$$
, где d – период решётки, а λ – длина световой волны. (Мы считаем, что све-

товая волна падает перпендикулярно к поверхности решётки).

Интенсивность дифрагированного света максимальна для таких углов φ_m , для которых волны, приходящие в точку наблюдения от всех щелей решётки, оказываются в одинаковой фазе. В этом случае: $\Delta \Phi = 2\pi m$, где m – целое число. Следовательно:

$$d \cdot \sin \varphi_m = m\lambda, \ (m = 0 \pm 1; \pm 2; \dots).$$
(1)

Точная теория решётки учитывает как интерференцию волн, приходящих от разных щелей, так и дифракцию на каждой щели. Как показывает расчёт, интенсивность I света, распространяющегося под углом φ к нормали, равна

$$I = I_{1}(\varphi) \frac{Sin^{2} \left[N \cdot \frac{k \cdot d \cdot Sin\varphi}{2} \right]}{Sin^{2} \left[\frac{k \cdot d \cdot Sin\varphi}{2} \right]} , \qquad (2)$$

где N – число освещённых щелей в решётке, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, а множитель $I_1(\varphi)$ описывает дифракцию волн, испускаемых одной щелью решётки.

Анализ выражения (2) показывает, что при большом числе щелей свет, прошедший через решетку распространяется по ряду резко ограниченных направлений, определяемых соотношением (1). Зависимость интенсивности света от угла наблюдения представлена на рис. 3.

Как следует из (1), углы, при которых наблюдаются световые максимумы, зависят от длины волны λ . Соотношение (1) позволяет в эксперименте определить длину волны света, зная период решётки d и измеряя углы φ_m (или расстояния y_m от середины дифракционной картины на экране до максимумов освещённости при известном расстоянии L до экрана (рис.4)).



Описание эксперимента

Экспериментальная установка состоит из оптической скамьи с набором рейтеров и приспособлений, источника монохроматического излучения (лазера), дифракционной решётки и экрана наблюдений. Принципиальная оптическая схема установки представлена на рис. 4. Монохроматический световой пучок, излучаемый лазером, проходит через дифракционную решётку Д, и на экране Э наблюдают дифракционную картину.



Для определения периода дифракционной решетки d необходимо измерить расстояние L от дифракционной решётки Д до экрана Э и координаты y_m максимумов освещённости на экране. В соответствии с соотношением (1) период рассчитывается по формуле:

$$d = \frac{m \cdot L \cdot \lambda}{v}$$

При выводе формулы (3) мы воспользовались приближением малых углов:

$$Sin\phi \approx tg\phi = \frac{y_m}{I}$$

Длина волны лазера $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м.

Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов.
- Запрещается включать питание лазера без разрешения преподавателя.
- Конструкция лазера не рассчитана на длительную работу, поэтому его необходимо включать на минимальное время.

Порядок выполнения работы

- 1. Включите лазер и, регулируя положение решетки, получите на экране чёткую дифракционную картину. Запишите расстояние *L*.
- 2. Пользуясь миллиметровой разметкой на экране, определите координаты пяти последовательных максимумов освещенности. За ноль принимается центр нулевого максимума (светлая область в середине дифракционной картины), измеряются расстояния до центра соответствующей светлой области влево и вправо. Если отсчеты влево и вправо не равны, за *y_m* берется среднее арифметическое.
- 3. Изменяя *L*, еще два раза повторите измерения п.2.

Обработка результатов

- 4. Рассчитайте по формуле (3) период решетки d.
- 5. Найдите среднее значение \overline{d} и оцените погрешность. Запишите окончательный результат измерений ширины щели в виде: $d = \overline{d} \pm \Delta d$.

Представление результатов работы

В заключение следует привести найденное экспериментально значение периода дифракционной решетки.

Контрольные вопросы

- 1. Что называют дифракцией? При каких условиях наблюдается дифракция световых волн?
- 2. В чём состоит принцип Гюйгенса-Френеля?
- 3. Какую дифракцию называют дифракцией Фраунгофера? Наблюдается ли дифракция Фраунгофера в проделанном Вами эксперименте?
- 4. Выведите формулу (3).
- 5. Каков основной источник погрешности σ_{λ} ?
- 6. Как изменятся расстояния между соседними дифракционными максимумами при наблюдении дифракции не в красном, а в зелёном свете?
- 7. Почему смещаются положения максимумов при изменении угла падения на дифракционную решетку световой волны?
- 8. Почему дифракционная решетка является дисперсионным прибором и как с ее помощью можно изучать сложные спектры?
- 9. Как интенсивность света в главных максимумах зависит от общего количества штрихов в решетке?
- 10. Как соотносится дифракционный спектр и дисперсионный?

Литература

- 1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 3. Бутиков Е.И. Оптика. СПб: Невский Диалект, 2003.
- 4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002.

Работа №10. Исследование поляризованного света

Цель работы: Изучение явления поляризации, проверка закона Малюса. **Оборудование:** Полупроводниковый лазер, два поляроида, фотоэлемент с микроамперметром.

Краткая теория

Как известно, плоская электромагнитная световая волна является поперечной и представляет собой распространение взаимно перпендикулярных колебаний: вектора напряжённости электрического поля \vec{E} и вектора напряжённости магнитного поля \vec{H} . Колебания векторов \vec{E} и \vec{H} происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, которое задаётся волновым вектором \vec{k} (рис. 1, *a*). Вектор \vec{E} называется *световым вектором*, и все рассуждения мы ограничим рассмотрением этого вектора. Наличие вектора \vec{H} подразумевается.



Световой пучок, в котором различные направления вектора \vec{E} в поперечной к направлению распространения световой волны плоскости равновероятны, называется *естественным* или *неполяризованным*. В естественном свете колебания различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга (рис. 1, δ).

Свет, в котором направления колебаний вектора \vec{E} упорядочены каким-либо образом и подчиняются некоторой закономерности, называется *поляризованным*.

Если колебания вектора \vec{e} могут совершаться лишь в одном определённом направлении \vec{e} , то свет называется линейно- или плоскополяризованным (рис. 1, в). Плоскостью поляризации называется плоскость, проходящая через вектор поляризации \vec{e} и волновой вектор \vec{k} .

Обычные источники излучают неполяризованный свет, который может быть преобразован в поляризованный при взаимодействии с веществом. Оптические устройства, служащие для получения поляризованного света, называются *поляризаторами*. Принцип действия поляризаторов может быть основан на явлениях отражения, преломления или поглощения света. Например, у некоторых кристаллов коэффициенты поглощения для двух взаимно перпендикулярно поляризованных волн отличаются настолько сильно, что даже при небольшой толщине кристалла одна из волн практически полностью поглощается. В результате из кристалла выходит плоскополяризованный свет. Зависимость величины поглощения света от его поляризации носит название дихроизма, а соответствующие материалы называются дихроическими. Дихроические пластинки используются для изготовления поляризаторов специального вида – *поляроидов*.

Через поляроид проходит почти без поглощения только тот свет, у которого плоскость поляризации совпадает с разрешённой плоскостью колебаний вектора \vec{E} для данного поляроида. Если на поляроид падает свет, плоскость поляризации которого повёрнута относительно разрешённой плоскости колебаний на угол α , то вектор \vec{E} падающего света можно разложить на две составляющие $\vec{E_1}$ и $\vec{E_2}$:

$$\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} \; .$$

Здесь вектор $\vec{E_1}$ лежит в разрешённой плоскости колебаний, а вектор $\vec{E_2}$ перпендикулярен этой плоскости (рис. 2).



Компонента падающего света, описываемая вектором \vec{E}_2 , практически полностью поглотится в поляроиде. Поляроид пропустит только ту компоненту падающего света, которая описывается вектором \vec{E}_1 . Принимая во внимание, что

$$\left| \stackrel{\rightarrow}{E_1} \right| = \mathbf{E} \cdot \cos \alpha$$

для интенсивности I света, прошедшего через поляроид имеем:

$$I=I_0 \cdot \cos^2 \alpha . \tag{1}$$

Здесь I₀ – интенсивность падающего на поляроид света. (Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды колебаний светового вектора).

Соотношение (1) носит название закона Малюса. Экспериментальной проверке закона Малюса и посвящается настоящая лабораторная работа.

Описание эксперимента

Экспериментальная установка состоит из оптической скамьи с набором рейтеров и приспособлений, источника монохроматического излучения (лазера), двух поляроидов в оправах, фотометрического датчика и цифрового микроамперметра.



Принципиальная оптическая схема установки представлена на рис. 3. Световой пучок, излучаемый лазером Л, проходит через поляризатор Π_1 , становится плоскополяризованным и падает на поляризатор Π_2 . При помощи поляризатора Π_2 исследуется падающий на него поляризованный свет. (Используемый для исследования поляризованного света поляризатор называют *анализатором*.) Свет, прошедший через два поляризатора падает на фотометрический датчик **Ф**. При помощи микроамперметра измеряется фототок *I*, являющийся пропорциональным интенсивности света, падающего на фотометрический датчик.

В лабораторной работе измеряется фототок *I* в зависимости от угла α между разрешёнными плоскостями колебаний поляроидов. Результаты измерений изображаются на графике зависимости $I(\cos^2 \alpha)$. Если в пределах погрешности экспериментальные результаты ложатся на прямую (рис. 4), то можно сделать вывод об экспериментальном подтверждении закона Малюса.



Техника безопасности

- Необходимо соблюдать общие правила техники безопасности лаборатории "Оптика".
- Не следует касаться руками оптических элементов.
- Запрещается включать питание лазера без разрешения преподавателя.
- Конструкция лазера не рассчитана на длительную работу, поэтому его необходимо включать на минимальное время.

Порядок выполнения работы

- 1. Включите лазер и микроамперметр. Регулируя положения поляризаторов и фотодатчика, добейтесь попадания светового пучка на фотодатчик. Вращая поляризаторы, убедитесь, что микроамперметр реагирует на эти вращения.
- Установите анализатор (поляризатор Π₂, на оправе которого нанесена шкала) в положение "90" и, вращая поляризатор Π₁, добейтесь полного непрохождения светового пучка через анализатор. (Видно, что при некотором положении поляризатора Π₁ освещённость фотодатчика практически пропадает. Значение фототока при этом близко нулю. В соответствии с законом Малюса (1) этому взаимному расположению поляризаторов соответствует значение угла α равное 90°.
- 3. Установите анализатор в положение "0" и, вращая его, снимите зависимость I(α). Измерения проведите в диапазоне изменения α от 0° до 360°. Диапазон 0°< α < 90° исследуйте более подробно.

Обработка результатов

4. Рассчитайте для всех углов значение cos²α. Оцените погрешности измерений. Результаты измерений и расчётов занесите в таблицу:

N⁰	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
α	00	18°	30°	42°	54°	$_{\circ}09$	72°	₀06	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°
cos a	1.0	0.95	0.87	0.74	0.59	0.50	0.31	0.0								
$x = \cos^2 \alpha$	1.0	06.0	0.75	0.55	0.35	0.25	0.10	0.0								
σ_{α}																
σ _x																
Ι																
σι																

5. По результатам эксперимента на миллиметровой бумаге постройте график зависимости *I*(cos²α). Сделайте соответствующие выводы.

Представление результатов работы

Проанализируйте график зависимости I(cos²α), укажите причины отклонения экспериментальных точек от линейной зависимости.

Контрольные вопросы

- 1. Что называют поляризацией света?
- 2. Что такое поляризатор и что такое анализатор?
- 3. Что такое плоскость поляризации?
- 4. В чем заключается явление дихроизма?
- 5. В чем заключается закон Малюса?
- 6. Каков основной источник погрешности σ_I и σ_{α} ?
- 7. В каких кристаллах наблюдается двойное лучепреломление?
- 8. Какой свет называется естественным, плоско поляризованным, частично поляризованным?
- 9. В чем отличие обыкновенного и необыкновенного лучей?
- 10. Покажите, что при выполнении условия Брюстера отражённый и преломлённый лучи взаимно перпендикулярны

Литература

- 1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 3. Бутиков Е.И.. Оптика. СПб: Невский Диалект. 2003.
- 4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 4. М.: Астрель АСТ, 2002.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Измерения. Обработка результатов

Основные понятия

Измерение – это нахождение значения физической величины опытным путем с помощью специальных технических средств. При этом измеряемая величина *X* сравнивается с однородной физической величиной, принятой за единицу.

Прямыми называются измерения, в которых числовые значения величины X получаются непосредственно в опыте, как показания измерительных приборов.

В косвенных измерениях искомая величина Y получается в результате вычислений с помощью функциональной зависимости Y = f(X), где X – результат прямых измерений.

Случайная погрешность – составляющая погрешности измерения, изменяющаяся случайным образом при повторных измерениях одной и той же величины. Случайные погрешности обусловлены несовершенством органов чувств человека, пределом точности прибора и т. д.

Систематическая погрешность – составляющая погрешности измерения, остающаяся постоянной или закономерно изменяющаяся при повторных измерениях одной и той же величины. Они возникают вследствие неисправности или неграмотного использования измерительных приборов.

Грубая погрешность измерения (или промах) – погрешность, которая существенно превышает ожидаемую при данных условиях. Промахи возникают в силу действия неконтролируемых факторов, нарушающих нормальное протекание измерительной процедуры.

Систематические погрешности исключаются оптимальным выбором приборов и методик измерений либо учитываются введением соответствующих поправок. Результаты, полученные с заведомым промахом, просто не заносятся в таблицы, а измерения повторяют.

Случайные ошибки исключить нельзя, но их можно учесть и обработать методами математической статистики.

Точность измерительных приборов

Точность средства измерений (прибора) – качество, отражающее близость к нулю его погрешности.

По способу выражения различают абсолютную, относительную и приведенную погрешность.

Абсолютная погрешность Δ – разность между показанием X прибора и истинным значением X_u измеряемой величины:

(1)

$$\Delta = X - X_u.$$

При поверке измерительных приборов за истинное значение обычно берется показание образцового прибора.

Относительная погрешность δ прибора – отношение абсолютной погрешности Δ к истинному значению $X_{\rm H}$ измеряемой величины и выражается в процентах либо в долях истинного значения:

$$\delta = \frac{\Delta}{X_{\mu}} \cdot 100\%. \tag{2}$$

Относительная погрешность обычно существенно изменяется вдоль шкалы прибора, с уменьшением значений измеряемой величины увеличивается.

Приведенная погрешность γ прибора – отношение абсолютной погрешности Δ к нормирующему значению X_N (некоторому установленному значению), по отношению к которому рассчитывается погрешность:

$$\gamma = \frac{\Delta}{X_N} \cdot 100\%. \tag{3}$$

Нормирующее значение X_N принимается равным конечному значению шкалы прибора, если нулевая отметка находится на краю или вне шкалы.

Класс точности прибора – его обобщенная характеристика, определяемая пределами допускаемых основной и дополнительных погрешностей, а также другими свойствами, влияющими на точность.

Основной погрешностью прибора называют погрешность при нормальных условиях работы прибора, т.е. при нормальных значениях влияющих величин (температура окружающей среды, внешние магнитные поля, положение прибора, частота тока и т.д.). Эти величины, которые не являясь измеряемыми, вызывают изменение показаний прибора, называются влияющими величинами.

Дополнительная погрешность – погрешность прибора, вызванная отклонением одной из влияющих величин от нормального значения или выходом за пределы нормальных значений.

По степени точности электроизмерительные показывающие приборы делятся на восемь групп, называемых классами: 0.05; 0.1; 0.2; 0.5; 1.0; 1.5; 2.5 и 4. Число, обозначающее класс, указывает на значение допустимой основной приведенной погрешности для данного прибора.

Обработка результатов прямых измерений

1. По результатам *n* измерений $x_1, x_2, ..., x_n$ находят среднее арифметическое \bar{x} .

2. Рассчитывают величину среднеквадратичной погрешности по формуле:

$$\sigma_n^2 = \frac{\sum_{j=1}^n (\bar{x} - x_j)^2}{n(n-1)}.$$

3. Задавшись надежностью α (обычно достаточной считается надежность 0.9 или 0.95), из таблицы коэффициентов Стьюдента для *п* измерений выбирают значение *t*_{*аn*} (таблица имеется в лаборатории). 4. Полуширину доверительного интервала Δx , с надежностью α покрывающего истинное значение *a* ве-

личины *X*, вычисляют по формуле: $\Delta x = \sigma_n \cdot t_{\alpha,n}$.

5. Результат измерения записывают в виде: $X = \overline{x} \pm \Delta x$ с надежностью α .

Обработка результатов косвенных измерений

В большинстве случаев искомая величина не может быть определена прямыми измерениями. Ее вычисляют пользуясь результатами прямых измерений других величин. Так, для определения заряда электрона с помощью электролиза в прямых измерениях определяют ток I, время его протекания t и массу *т* выделившегося вещества. Затем величину заряда электрона рассчитывают по известной функциональной зависимости e = f(I, t, m). Подобные измерения и называются косвенными.

В общем случае искомая величина А определяется по результатам измерения *т* величин, то есть

$$\overline{A}=f(\overline{x}_1,\overline{x}_2,\ldots,\overline{x}_n),$$

где $\bar{x}_k = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_{j,k}$ – среднее значение *k*-той величины (измеренной *n* раз), *j* – порядковый номер прямого измерения величины *x*_{*k*}.

Измерения имеют смысл, если их погрешности значительно меньше самих измеряемых величин. Поэтому для оценки точности можно воспользоваться методами дифференциального исчисления, считая абсолютную ошибку измерения величины x_k ее дифференциалом dx_k . Квадрат среднеквадратичной ошибки, вносимой ошибкой измерения dx_j при совершенно точных значениях остальных величин $(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_{j-1}, \bar{x}_{j+1}, \dots, \bar{x}_m)$ находят по формулам:

$$S_{j}^{2} = \frac{\sum_{k=1}^{m} \left(\frac{\partial}{\partial x_{j}} dx_{kj}\right)^{2}}{n(n-1)} = \left(\frac{\partial}{\partial x_{j}}\right)^{2} \frac{\sum_{k=1}^{m} \left(dx_{kj}\right)^{2}}{n(n-1)} = \left(\frac{\partial}{\partial x_{j}}\right)^{2} \sigma_{j}^{2},$$

здесь σ_i^2 рассчитывается при обработке прямых измерений.

Из теории вероятности следует, что для случайных попарно независимых величин дисперсия функции всех величин $\langle x_j \rangle$ (j = 1, 2, ..., m) равна сумме дисперсий функции от каждой из них. Поэтому окончательно:

$$\sigma_A = \sqrt{\sum_{j=1}^m S_j^2}.$$

Правила построения графиков

- 1. Графики строятся на миллиметровой бумаге.
- 2. По оси абсцисс откладываются значения аргумента, по оси ординат значения функции.
- 3. Масштабы по осям должны быть удобными для построения графиков.
- 4. По осям указываются наименования или символы величин, через запятую записывается размерность, если необходимо с указанием порядка.
- 5. График должен иметь название.
- 6. Через экспериментальные точки проводится плавная кривая или прямая, если известно, что исследуемая зависимость имеет линейный характер.
- 7. Отсчеты по осям не обязательно должны начинаться с нуля.
- 8. Цифры, соответствующие экспериментальным точкам по осям не откладываются.
- 9. Допускается на одном листе строить графики нескольких функций от одного аргумента или графики одной функции, но отличающиеся значениями какого-либо параметра. Экспериментальные точки для каждого параметра должны иметь разные обозначения.
- 10. Допускается выделять какую-либо часть графика в другом масштабе. (Рис.1)
- 11. Допускается отмечать на графике точки, характерные для отображаемой зависимости (*M_{mp}* на Рис.2).



Рекомендации по оформлению таблиц

Пишется название таблицы или ее порядковый номер, если в тексте имеются ссылки на таблицу. Обязательно указываются символы или названия величин и единицы измерения. Желательно делать таблицы по правилам и в черновиках, что сильно облегчает дальнейшую обработку результатов измерений.

Пример оформления таблицы:

	Таблица	результ	гатов измерени	Й
r,мм	т,кг	t,c	М,10 ⁻² Н:м	a ,m/ c^2

Литература

- 1. Ким К.К., Анисимов Г.Н., Барбарович В.Ю., Литвинов Б.Я. Метрология, стандартизация, сертификация и электроизмерительная техника. СПб: Питер, 2008.
- 2. Кудасов Ю.Б. Электрофизические измерения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.
- 3. Зайдель А.Н. Ошибки измерений физических величин. Л.: Наука, 1974.
- 4. Кондрашов А.П., Шестопалов Е.В. Основы физического эксперимента и математическая обработка результатов измерений. М.: Атомиздат, 1977.

Содержание

волны в у	ПРУГИХ СРЕДАХ	3
Работа № 1.	Изучение собственных колебаний струны	7
Работа № 2.	Определение скорости звука	10
ОПТИКА		12
Работа № 3.	Фотометрия	14
Работа № 4.	Изучение законов отражения и преломления света	18
Работа № 5.	Определение фокусных расстояний собирающей и рассеивающей линз	21
Работа № 6.	Определение длины волны света с помощью бипризмы Френеля	27
Работа № 7.	Определение радиуса кривизны линзы в интерференционном опыте с кольцами Ньютона	32
Работа № 8.	Изучение дифракции света на щели	35
Работа № 9.	Изучение дифракции света на решетке	41
Работа № 10.	Исследование поляризованного света	44

|--|